





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 • 1966

ФИЗИЧЕСКИЙ ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИЙ СЛОВАРЬ

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

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

ТОМ ПЯТЫЙ

Спектр — Яркость

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»

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. В. НАЙДЕНОВА.

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

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

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

Акустика. Редактор-консультант И. П. ГОЛЯМИНА. Научный редактор И. В. НАЙДЕНОВА.

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

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

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

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

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

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

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

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

Теоретическая физика. Члены редакционной коллегии: С. В. ТЯБЛИКОВ (статистическая физика), Е. Л. ФЕЙНБЕРГ (квантовая механика, теория поля, теория относительности). Редактор-консультант И. М. ЛИФШИЦ (физика твердого тела). Научные редакторы Н. Г. СЕМАШКО, С. М. ШАПИРО (физика твердого тела).

Химия. Член редакционной коллегии Я. К. СЫРКИН. Научный редактор С. А. КОРДЮКОВА.

Геофизика. Научные редакторы: Н. П. ЕРПЫЛЕВ (физика Земли, атмосферная оптика и электричество), И. В. 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. ВИТЮЦКОВ.

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

Научно-контрольный редактор П. В. СЫСОВЕВ.

Редактор словника В. В. ТАБЕНСКИЙ.

Отдел комплектования — А. И. БАРАНЧИКОВА.

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

Физический энциклопедический словарь. Гл. ред.: Б. А. Введенский, Б. М. Вул, М., «Советская Энциклопедия», 1966 (Энциклопедии. Словари. Справочники).
Т. 5. Спектр — Яркость. 1966. 576 с. с илл., 3 л. табл.

Сдано в набор 29 мая 1965 г. Том подписан к печати 28 марта 1966 г.
Издательство «Советская Энциклопедия», Москва, Ж-28, Покровский бульвар, д. 8.
Т-04728. Тираж 55 тыс. экз. Заказ № 1750. Формат 82 × 108 1/16. Объем 36 физич. п. л., 39,04 усл. п. л. текста + 0,62 усл. п. л. вклеск. Всего 59,66 усл. п. л. Уч.-изд. л. 101,61. Цена 1 экз. книги 3 р. 50 к.
Печать с матриц, изготовленных в Ленинградской типографии № 1 «Печатный Двор» имени А. М. Горького.

Московская типография № 2 «Главполиграфпрома» Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Москва, Проспект Мира, 105. Заказ № 930.

С

СПЕКТР акустический — характеристика звука, выражающая его частотный (спектральный) состав и получаемая в результате *анализа звука*. В зависимости от сложности звука С. могут быть линейными (в случае чистого тона или периодич. звука с определенным *тембром*), сплошными (в случае шумов) или комбинированными, т. е. содержащими и сплошные участки и наложенные на них спектр. линии. Комбинированные С. наблюдаются у *музыкальных инструментов*, звуки к-рых могут иметь шумовую окраску; напр., в звуке рояля, особенно в верхних регистрах, появляются шумовые компоненты из-за несовершенства клавишной механики. С. звуков *речи* содержат форманты — области устойчивых составляющих, соответствующие определенным фонетич. элементам. Форманты присутствуют также в С. музык. инструментов (скрипки и др.).

И. Г. Русаков.

СПЕКТР колебаний — совокупность простых гармонич. колебаний, на к-рые может быть разложено данное сложное колебат. движение. Вообще всякую периодическую, но негармонич. ф-цию $f(t)$ с частотой ω можно разложить в С., т. е. представить в виде

ряда гармонич. ф-ций: $f(t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos n\omega t$ с частотами $n\omega$ (где n — номер гармоники), кратными основной частоте. Чем сильнее разлагаемая ф-ция отличается от гармонической, тем богаче ее С., тем больше обертонов содержится в разложении и тем больше амплитуды этих обертонов. В общем случае С. периодической ф-ции содержит бесконечный ряд гармонич. обертонов, амплитуды к-рых убывают с увеличением номера обертона и притом довольно быстро, так что практически приходится принимать во внимание наличие только нек-рого конечного числа обертонов.

СПЕКТР ЗВУКА — см. *Спектр акустический*.

СПЕКТР ОПЕРАТОРА — обобщение понятия совокупности *собственных значений* матрицы. Движение систем с n степенями свободы можно представить в окрестности положения устойчивого равновесия как наложение n гармонич. колебаний (т. н. нормальных колебаний) с определенными частотами (собственными частотами), что сводится к нахождению *собственных векторов* x_k и собственных значений λ_k нек-рой матрицы A . Всякое линейное преобразование A с симметрич. матрицей (т. н. самосопряженное преобразование) в n -мерном пространстве может быть

представлено в виде $\sum_{k=1}^n \lambda_k E_k$, где E_k — оператор проек-

тирования на x_k . Иначе говоря, самосопряженное линейное преобразование сводится к растяжению по n взаимно-перпендикулярным направлениям (собственным направлениям) с коэффициентом растяжения $|\lambda_k|$ (если $\lambda_k < 0$, то растяжение с коэффициентом

$|\lambda_k|$ сопровождается отражением в плоскости, перпендикулярной вектору x_k). В теории колебаний значения λ_k равны квадратам частот главных колебаний системы. Совокупность значений λ_k наз. спектром матрицы A , а разложение $A = \sum_{k=1}^n \lambda_k E_k$ — ее спектральным

разложением.

Задачу о разложении колебаний на простейшие естественно перенести с систем, имеющих конечное число степеней свободы, на случай колебания континуумов, напр. струны. Такой переход приводит к необходимости обобщить задачу о нахождении собственных векторов и собственных значений линейного преобразования на нек-рый класс линейных операторов в *гильбертовом пространстве*. В частности, для случая колебания струны соответствующий оператор имеет вид

$$g(x) = Tf = \int_a^b K(x, y) f(y) dy.$$

Оператор

$$Tf = \int_a^b K(x, y) f(y) dy$$

(интегральный оператор), где $K(x, y)$ — непрерывная в квадрате $a \leq x, y \leq b$ функция, удовлетворяющая условию симметрии $K(x, y) = K(y, x)$, имеет полную ортогональную систему *собственных функций* φ_i . Если рассматривать функции, на к-рые действует оператор T , как векторы гильбертова пространства, то геометрич. картина действия оператора T такова же, как и в конечномерном случае, и сам оператор T

снова можно представить в виде $T = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k E_k$. Сово-

купность его собственных значений λ_k и в этом случае наз. спектром.

Спектральный анализ, развитый первоначально для интегральных операторов с ядром $K(x, y)$, определенным и непрерывным в нек-рой ограниченной области, затем был распространен на линейные операторы других типов, напр. интегральные операторы с ядром, имеющим особенность или заданным в неограниченной области, дифференциальные операторы и т. д. Оказалось, однако, что переход к таким операторам приводит к существенным осложнениям, т. к. для них собственные значения и собственные функции, понимаемые в обычном смысле, могут вообще не существовать. Поэтому для них спектр должен быть определен не как совокупность собственных значений, а как совокупность тех значений λ , для к-рых оператор $(A - \lambda E)^{-1}$ не существует или является неограниченным оператором. Все собственные значения оператора принадлежат спектру, их совокупность образует дискретный спектр, остальную часть спектра наз.

непрерывным спектром. Возможность существования непрерывного спектра является характерной чертой линейных операторов общего вида в бесконечномерном пространстве. Конечномерные линейные преобразования и интегральные операторы без особенностей не имеют непрерывного спектра.

Спектральный анализ операторов, в первую очередь самосопряженных, находит многочисленное применение в теории колебаний, теории стационарных случайных процессов, квантовой механике, дифференциальных и интегральных уравнениях, теории спец. функций и др. областях математики и математической физики.

Лит.: 1) А х и з е р Н. И., Г л а з м а н И. М., Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве, М.—Л., 1950; 2) С м и р н о в В. И., Курс высшей математики, т. 5, М., 1960.

СПЕКТРАЛЬНАЯ АППАРАТУРА РЕНТГЕНОВСКАЯ — служит для получения рентгеновских лучей, разложения их в спектр и измерения интенсивностей отдельных линий характеристич. излучения или узких участков непрерывного спектра. С. а. р. применяется для спектрального анализа рентгеновского и для исследования рентгеновских спектров (см. *Спектроскопия рентгеновская*); в первом случае С. а. р. должна дать высокую интенсивность спектров, обычно связанную с ограниченной разрешающей способностью, а во втором — высокую разрешающую способность, как правило, связанную с небольшой интенсивностью спектра. По своему устройству С. а. р. может быть: а) дисперсионной — с плоским или изогнутым кристаллом-анализатором и б) недисперсионной — с выделением нужного узкого участка спектра *цинтилляционным счетчиком* или *пропорциональным счетчиком с амплитудным анализатором импульсов*. По способу регистрации излучения дисперсионная С. а. р. подразделяется на спектрографы с фоторегистацией (применяемые в основном для исследования спектров) и спектрометры с регистрацией детекторами рентгеновских квантов (см. *Детекторы гамма-излучений*). Спектрографы все больше вытесняются спектрометрами. По способу возбуждения излучения С. а. р. предназначаются либо для первичных спектров (в основном при исследовании спектров поглощения и при абсорбционном анализе), либо для флуоресцентных (при исследовании спектров испускания и при эмиссионном анализе).

По области спектра С. а. р. делятся на коротковолновые (до 2 \AA), работающие на воздухе, длинноволновые ($1,5\text{--}20 \text{ \AA}$), работающие в вакууме или гелиевой атмосфере, и ультрадлинноволновые (до $300\text{--}400 \text{ \AA}$).

Анализаторы рентгеновского излучения [1,2] служат для его разложения в спектр. В коротковолновой и длинноволновой областях применяются кристаллы-анализаторы (см. табл.), а в ультрадлинноволновой — вогнутые *дифракционные решетки* с числом штрихов на мм от 500 до 1200. Для исследования спектров применяют кристаллы кварца, кальцита, гипса, слюды; для рентгеноспектрального анализа чаще всего используют кристаллы фтористого лития, ADP, EDDT, слюды.

Фокусирующая С. а. р. [1,3] применяется в коротковолновой области спектра по методам Кошуа и Дю-Монда при прохождении рентгеновского излучения через кристалл, а в длинноволновой — по методам Иоганна и Иоганссона (рис. 1). В первых трех из этих методов плоская кристаллич. пластинка изгибается по цилиндрич. поверхности радиуса R ,

Кристаллы-анализаторы.

Кристалл	Индекс hkl	d , hX	Кристалл	Индекс hkl	d , hX		
Кварц	(1340)	1,1776	Si	(111)	3,1353		
	(1120)	2,4514		Каменная соль	(200)	2,8140	
	(1011)	3,3363			LiF	(200)	2,009
	(1010)	4,2460				ADP *	(200)
Кальцит	(211)	3,0294	(110)		5,308		
	Топаз	(303)		1,3528	EDDT **	(020)	4,395
		(200)	2,3198	Гипс		(020)	7,5847
(002)		4,1870	Ge		(111)	3,2664	
Флюорит	(022)	1,927		Мусковит	(001)	9,9427	
	(111)	3,145	Пентаэритрит		(002)	4,358	
Ge	(111)	3,2664		КАР ***	(100)	13,2	
	(002)	4,358					

* $\text{N}_4\text{H}_2\text{PO}_4$. ** $\text{C}_6\text{H}_{14}\text{N}_2\text{O}_3$. *** $\text{KH}_2\text{C}_8\text{H}_4\text{O}_4$.

а щель располагается на фокальной окружности радиуса $r = \frac{R}{2}$; эти методы дают лишь прил. фокусировку спектра, хотя и довольно острую.

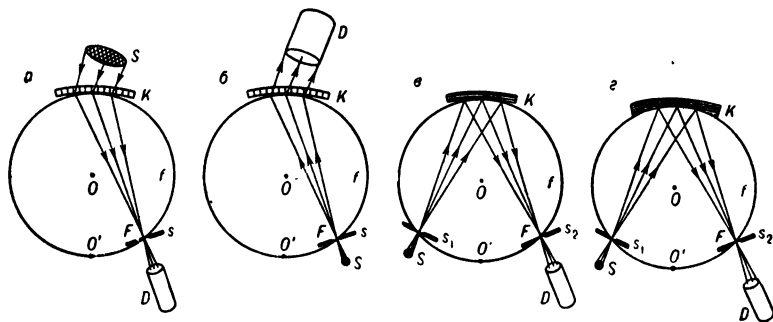


Рис. 1. Геометрия фокусирующей рентгеновской спектральной аппаратуры: а) метод Кошуа, б) метод Дю-Монда, в) метод Иоганна, г) метод Иоганссона; S — источник излучения, s — щель, K — кристалл-анализатор, O' — центр окружности, по к-рой изогнут кристалл, F — фокус для лучей одной длины волны, f — фокальная окружность, O — ее центр, D — детектор. Штриховка кристалла показывает направление отражающих атомных «плоскостей».

В методе Иоганссона после предварительного изгиба пластинки кристалла по радиусу R ее шлифуют по цилиндрич. поверхности радиуса $r = \frac{R}{2}$, что обесп-

печивает точную фокусировку спектра на фокальную окружность.

С. а. р. с плоским кристаллом [1,3] применяется по методу Соллера (рис. 2) только для рентгеноспектрального анализа, поскольку обладает ограниченной разрешающей способностью. Спектрограф Зигбана с плоским кристаллом, входной щелью (или лезвием, подведенным почти вплотную к кристаллу) и фоторегистацией имеет малую светосилу, вследствие чего он вышел из употребления.

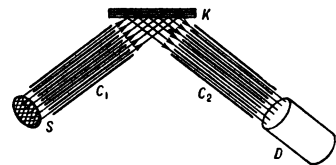


Рис. 2. Геометрия рентгеновского спектрометра с плоским кристаллом по Соллеру. S — источник излучения, K — кристалл-анализатор, D — детектор, C₁ и C₂ — многопластинчатые коллиматоры.

Двукристалльный спектрометр [2]. При последовательной дифракции рентгеновских лучей от двух кристаллов в одном порядке отражения могут быть 2 случая (рис. 3): дисперсия (см. Дисперсия спектрального прибора) либо удваивается по сравнению с дифракцией от одного кристалла (антипараллельное положение), либо равна нулю (параллельное положение). В последнем случае может быть непосредственно исследована разрешающая способность этого прибора, к-рая затем может слу-

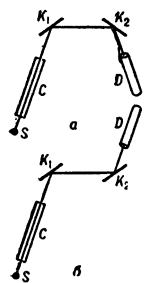


Рис. 3. Геометрия двукристалльного спектрометра: а) антипараллельное положение, б) параллельное положение, S — источник излучения, C — коллиматор, K₁, K₂ — кристаллы, D — детектор.

жить для исправления формы спектров, зарегистрированных в антипараллельном положении. Это позволяет найти истинную форму спектров.

Недисперсионная С. а. р. [1,4], служащая для абсорбционного анализа с использованием интегрального излучения рентгеновской трубки, выпускается в виде рентгеновских фотометров различных конструкций. Они применяются чаще всего для определения содержания примеси тяжелого элемента в растворе. Излучение рентгеновской трубки диафрагмируется, проходит через сосуд с раствором и регистрируется детектором. В фотометрах более сложной конструкции для выделения сравнительно узких участков спектра дополнительно применяется несколько пар сбалансированных фильтров с одинаковым коэфф. пропускания во всех областях спектра, за исключением узкой области между краями поглощения элементов, из к-рых сделаны фильтры каждой пары. Такой фотометр с радиоактивным изотопом в качестве источника первичного излучения (вместо рентгеновской трубки) применяется для флуоресцентного и абсорбционного рентгенорадиометрич. анализа [5]. Недисперсионная С. а. р. с пропорциональным или сцинтилляционным счетчиком в качестве детектора и амплитудным анализатором импульсов применяется для рентгеноспектрального анализа в качестве спектрометров очень высокой светосилы, хотя и с плохой разрешающей способностью.

Рентгеновские датчики состава — С. а. р. с фиксированной настройкой на аналитич. линию определенного элемента — применяются для рентгеноспектрального анализа на промышленных предприятиях. Они бывают: а) одноканальные (для определения одного элемента) с монитором — вторым спектральным каналом, детектор к-рого регистрирует контрольный луч и служит для автоматич. учета возможных изменений интенсивности излучения рентгеновской трубки; б) с парным каналом (для определения одного элемента), в к-ром аналитич. линия регистрируется одним детектором периодически — поочередно от анализируемого и контрольного образцов, что позволяет автоматически учесть не только колебания интенсивности излучения рентгеновской трубки, но и возможную нестабильность детектора и установки, служащей для его питания и усиления импульсов; в) квантометры — многоканальные спектрометры (для одновременного определения нескольких элементов), в к-рых применяются от 8 до 22 каналов дисперсионного или недисперсионного типа.

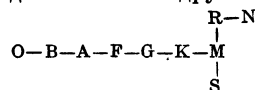
Рентгеновские спектрометры [1, 3, 6], обеспечивающие возможность сканирования вдоль спектра, выпускают разных типов: а) простые, одноканальные с монитором или парным каналом, и двухканальные, — как прецизионные для исследования спектров, так и светосильные для аналитич.

целей; б) двухканальные с программированием хода сканирования, обеспечивающим автоматич. остановки спектрометра на 12—24 аналитич. линиях, заданную выдержку на каждой из них и другие требуемые параметры электронной регистрирующей установки, а также печатание числа импульсов, зарегистрированных на каждой линии; эти спектрометры позволяют автоматически провести анализ последовательно на 12—24 элемента; в) квантометры (см. выше), в к-рых каждый канал может быть вручную настроен на любой из неск. десятков элементов, после чего количество анализ может быть проведен одновременно на выбранные 8—22 элемента; г) микроанализаторы, в к-рых источник первичного рентгеновского излучения состоит из эмиссионной пушки с очень острой фокусирующей катодного пучка магнитными линзами (см. Электронные линзы); это обеспечивает возбуждение рентгеновских лучей исследуемого образца на участке линейными размерами 1—2 м. Микроанализаторы позволяют либо сканировать вдоль спектра в выбранной точке образца, либо для выбранной точки спектра сканировать вдоль одного направления образца. Нек-рые микроанализаторы позволяют получить на экране кинескопа увеличенное изображение квадратного участка поверхности образца (линейными размерами 400—450 мк) в монохроматич. лучах определенной линии спектра; это дает возможность изучать распределение отдельного элемента по поверхности образца.

Лит.: 1) Б л о х и н М. А., Методы рентгено спектральных исследований, М., 1959; 2) Г о г о ж е, Физика рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1957; 3) В а й н ш т е й н Э. Е., Светосильная аппаратура для рентгеноспектрального анализа, М., 1957; 4) Л и б х а ф с к и Х. А. [и др.], Применение поглощения и испускания рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1964; 5) Я к у б о в и ч А. Л., Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры, М., 1963; 6) С у м б а е в О. И., Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры, М., 1963; Б о р о в с к и й И. В., Физические основы рентгеноспектральных исследований, М., 1956. М. А. Блохин.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ЗВЕЗД — классы звезд, установленные по особенностям их спектров. Большинство звезд обладает непрерывным спектром, на к-рый налагаются темные линии поглощения; у нек-рых типов звезд в спектре видны также и яркие линии (по-видимому, возникающие в оболочках звезд). Различия в спектрах звезд обуславливаются различием в физ. свойствах их атмосфер, в основном темп-ры и давления (определяющих степень ионизации атомов). Вид спектра зависит также от наличия магн. и электр. полей, различий в хим. составе, вращения звезд и др. Общепринята гарвардская спектр. классификация звездных спектров, основанная на оценках относит. интенсивности и вида спектр. линий, а не на распределении энергии в непрерывном спектре, т. к. последнее может сильно искажаться поглощением межзвездного газа.

Основные спектр. классы с десятичными подразделениями между ними (обознач. цифрами после буквенного обознач. класса) образуют непрерывную последовательность от О до М с ответвлением с одной стороны к звездам R—N и с другой к S:



В спектрах классов О и В наблюдаются как линии поглощения, так и линии излучения: у класса О линии: H_I, He_I, He_{II}, O_{III}, N_{III}, C_{III}; у класса В линии: H_I, He_I, C_{II}, N_{II}, O_{II}, Fe_{II}, M_{II}. Линии водорода достигают макс. интенсивности в классе А, где линии He_I исчезают. Далее у членов последовательности линии водорода слабеют, а линии металлов усиливаются. У звезд класса G выделяются линии H и K ионизован-

ного кальция, «полоса G» (наложение атомных линий и молекулярных полос). У звезд класса M преобладают полосы окиси титана. Спектры звезд R — N содержат сильные полосы соединений углерода, а S — циркония.

Спектр. последовательность одновременно является и цветовой: звезды O — B — голубые, A — F — белые, G — желтые, K — оранжевые, M, R, N, S — красные. Темп-ра поверхности звезд вдоль последовательности меняется от 30 000°(O) до 3 000°(M); у горячих голубых и белых звезд максимум интенсивности непрерывного спектра находится в ультрафиолетовой части спектра. Показатели цвета звезд в зависимости от спектр. класса и темп-ры приведены в табл. 2 ст. *Звезды*.

По мере перехода от холодных звезд к горячим линии нейтральных элементов ослабевают и заменяются линиями ионизованных. Т. к. при неизменной темп-ре интенсивность линии поглощения возрастает с уменьшением давления, существует различие в спектрах звезд с плотными атмосферами (звезды-карлики) и протяженными разреженными атмосферами (звезды-гиганты и сверхгиганты). Добавочными индексами, стоящими перед обозначением спектра — *d* (карлик), *g* (гигант), *s* (сверхгигант), характеризуется тип звезд, обладающий данным спектром, напр. *dG2* (Солнце). Пользуются также следующими характеристиками спектров: *n* — линии широки и размыты, *s* — линии узки и резки, *e* — имеются яркие линии, *p* — имеются неправильности. Эти индексы ставятся после обозначения спектра. Согласно более совр. Йерской классификации, спектру звезд одновременно приписываются гарвардский спектр. класс и класс светимости (*I* — сверхгиганты, *II* — яркие гиганты, *III* — гиганты, *IV* — субгиганты, *V* — карлики, т. е. звезды главной последовательности). Характеристики *I* — *IV* позволяют определять расстояния до звезд по их спектрам и видимым звездным величинам (т. н. спектр. параллаксы).

Лит.: 1) Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, М., 1960; 2) Унгольд Л., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949. А. Г. Масевич.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ — узкие, почти монохроматич. участки в спектрах излучения или поглощения вещества, положение *k*-рых приближенно может быть охарактеризовано одной частотой. В обычных условиях отношение ширины *S*. л. к частоте $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-3} - 10^{-8}$. Спец. способами (эффект Мёсбауэра, методы квантовой радиофизики и др.) можно получать очень узкие *S*. л.: $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$. Наблюдаемая ширина *S*. л. определяется также свойствами спектрального прибора. См. *Монохроматический свет*, *Ширина спектральных линий*.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ матричных элементов матрицы рассеяния *S* или Грина функций полей (в квантовой теории поля) — интегральные представления типа Коши интеграла. С. п. играют большую роль в аксиоматич. подходе к квантовой теории поля, в рамках *k*-рого построение матрицы рассеяния осуществляется без конкретных предположений о взаимодействии, присущих гамилтонову формализму. Особенно важны С. п., к-рые удается получить на основе только самых общих положений квантовой теории поля, таких как требование микропричинности, унитарности, релятивистской инвариантности и предположения о спектре масс. Так, напр., для ϕ -ции Грина $G(x - y)$ ур-ния скалярного поля $\phi(x)$ частиц массы *m*

$$G(x - y) = i \langle 0 | T(\phi(x) S \phi(y)) | 0 \rangle = (2\pi)^{-4} \int e^{ip(x-y)} \tilde{G}(p) d^4p \quad (1)$$

(*S* — матрица рассеяния, *T* — символ хронологич. упорядочивания) установлено на этой основе важное

С. п. Лемана — Челлена (Lehmann, Källén):

$$\tilde{G}(p) = \frac{1}{m^2 - p^2 - i\epsilon} + \int_{4m^2}^{\infty} \frac{I(z) dz}{z - p^2 - i\epsilon} \quad (2)$$

Здесь *I*(*z*) — неотрицат. ϕ -ция, описывающая распределение масс возможных состояний поля, — спектральная плотность масс, к-рая выражается через матричные элементы *S*-матрицы.

В общем случае вся информация о взаимодействии частиц содержится в матричных элементах *S*-матрицы, относящихся к переходу из состояния *i* независимых входящих начальных частиц в состояние *f* независимых выходящих конечных частиц с 4-импульсами p_1, \dots, p_i и p_{i+1}, \dots, p_f . Приняв во внимание закон сохранения 4-импульса (и др. следствия релятивистской инвариантности), такой матричный элемент можно записать в виде:

$$\langle f | S | i \rangle = \delta_{fi} - 2\pi i \delta^4 \left(\sum_{(i)} p_k - \sum_{(f)} p_k \right) \prod_{(i, f)} (2E_k)^{-1/2} T_{fi},$$

где амплитуда T_{fi} перехода $i \rightarrow f$ — скалярная ϕ -ция 4-импульсов p_k и поляризаций λ_k начальных и конечных частиц. Зависимость T_{fi} от поляризаций можно полностью выделить, представив T_{fi} в виде суммы членов вида $\Lambda_{fi}(p_k, \lambda_k) \cdot M_{fi}(p_k)$, причем Λ_{fi} — определенные матричные элементы лоренц-инвариантных комбинаций, составленных из спиновых операторов. С. п. строятся для скалярных ϕ -ций M_{fi} , называемых инвариантными амплитудами перехода $i \rightarrow f$. Зависимость M_{fi} от своих аргументов носит динамич. характер, и ее существенные черты отражаются в аналитич. свойствах M_{fi} . В частном случае, когда и в начальном и в конечном состоянии имеется по одной частице, $M_{fi} \equiv M_{11}$ связана с ϕ -цией Грина в (2) соотношениями:

$$\tilde{G}(p) = (m^2 - p^2 - i\epsilon)^{-1} + (m^2 - p^2 - i\epsilon)^{-2} M_{11}(p^2), \\ I(p^2) = (p^2 - m^2)^{-2} \text{Im } M_{11}(p^2).$$

Ряд существенных сведений об аналитич. структуре M_{fi} может быть получен из общих положений квантовой теории поля, не зависящих от конкретной модели взаимодействия.

Прежде всего использование микропричинности и нек-рых предположений о свойствах спектра масс приводит к утверждению, что всякая инвариантная амплитуда является нек-рым граничным значением аналитич. ϕ -ции, зависящей только от лоренц-инвариантных комбинаций 4-импульсов p_k . Это граничное значение получается, когда квадрат полной энергии

$$s = \left(\sum_{(i)} p_k \right)^2 = \left(\sum_{(f)} p_k \right)^2$$

стремится к действит. оси сверху из области аналитичности, где он комплексен и имеет положительную мнимую часть: $s = \text{Re } s + i\epsilon$, $\epsilon \rightarrow +0$. Инвариантные амплитуды обладают, кроме того, свойством перекрестной симметрии. Оно состоит в том, что амплитуды различных каналов процесса взаимодействия ($i + f$) частиц, т. е. амплитуды, описывающие переходы с различным распределением данных ($i + f$) частиц на начальные и конечные, являются различными граничными значениями одной общей аналитич. ϕ -ции *F*. Амплитуда $M_{(a)}$ каждого канала (*a*) получается из *F*, когда один из аргументов *F* — квадрат полной энергии в данном канале, s_a устремлен к действит. оси сверху, а остальные аргументы принимают значения в физич. области канала.

Далее, условие унитарности *S*-матрицы позволяет установить, где $\text{Im } F$ заведомо отлична от нуля. В каждом канале (*a*) инвариантная амплитуда $M_{(a)}$ как ϕ -ция s_a имеет полюсы, соответствующие возможным одночастичным состояниям, и («физический») разрез, соответствующий многочастичным состояниям в этом канале. Характеристики этих особенностей — вычеты в полюсах и скачки на физич. разрезах — могут быть определены через матричные элементы *S*-матрицы с помощью той же унитарности. Напр., т. н. абсорбирующая часть амплитуды (т. е. скачок амплитуды на физич. разрезе) равна

$$\Delta M_{fi} \equiv M_{fi}(s + i\epsilon) - M_{fi}(s - i\epsilon) = \\ = \sum_n \int d\Gamma_n M_{fn}^*(s + i\epsilon) M_{in}^*(s - i\epsilon),$$

где в правой части проводится суммирование по всем возможным промежуточным состояниям (*n*) и интегрирование по фазовому объему в пространстве импульсов каждого состояния. Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, у M_{fi} нет, интеграл Коши в комплексной плоскости s_a и представляет собой С. п. для $M_{fi}(s_a)$. Такая простая структура особенностей и составляет отличие С. п. от более общих дисперсионных соотношений. Как показывают результаты исследований амплитуды переходов с $i + f \geq 3$, в частности примеры из теории возмущений, дисперсионные соотно-

шения для амплитуд этих переходов могут иметь т. н. аномальные разрезы, скачки на к-рых не определяются по условию унитарности. В частности, для амплитуды упругого рассеяния M_{22} на основе общих положений теории удалось доказать лишь С. п. по квадрату полной энергии s при существенных ограничениях на остальные аргументы M_{22} , квадраты масс частиц и инвариантную передачу импульса t . Однако ввиду их ясного физич. смысла С. Манделштам предложил принять без доказательства двойные С. п. по s и t для M_{22} , хотя бы как основу простой теоретич. модели процесса взаимодействия. Если для описания перехода частиц 1, 2 в состоянии 3, 4 ввести инвариантные переменные

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_2)^2, \quad u = (p_1 - p_4)^2,$$

причем s, t, u связаны соотношением

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$$

и являются квадратами полной энергии в каналах, где в качестве начальных выступают соответственно частицы 1 и 2, 1 и 3, 1 и 4, то т. н. двойное С. п. Манделштама приобретает вид:

$$M_{22} = F(s, u, t) = \frac{1}{\pi^2} \int_{s_0}^{\infty} ds' \int_{t_0}^{\infty} dt' \frac{\rho_1(s', t')}{(s' - s - i\epsilon)(t' - t - i\epsilon)} + \\ + \frac{1}{\pi^2} \int_{t_0}^{\infty} dt' \int_{u_0}^{\infty} du' \frac{\rho_2(t', u')}{(t' - t - i\epsilon)(u' - u - i\epsilon)} + \\ + \frac{1}{\pi^2} \int_{u_0}^{\infty} du' \int_{s_0}^{\infty} ds' \frac{\rho_3(u', s')}{(u' - u - i\epsilon)(s' - s - i\epsilon)}$$

Интегрирование здесь ведется от физич. порогов — квадрата суммы масс низшего промежуточного состояния в соответствующих каналах. Такое С. п. обнаруживает перекрестную симметрию в самом виде записи. Для описания амплитуд всех трех каналов применяется одна ф-ция $F(s, t, u)$, в частности одни и те же определяющие ее спектральные плотности ρ_k . Переход, напр., от амплитуды s -канала к амплитуде t -канала осуществляется заменой s на t , а t на s . Это соответствует тому, что частица 2 заменена на античастицу 3, а частица 3 — на античастицу 2 в самом процессе. С. п. Манделштама послужило основой многих исследований процессов *сильных взаимодействий*.

Лит.: 1) Новый метод в теории сильных взаимодействий. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. М. Бродского, М., 1960; 2) Боголюбов Н. Н. [и др.], Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958. В. П. Павлов.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ — оптич. приборы для разложения в спектр по длинам волн (или частотам) электромагнитного излучения оптич. диапазона (от мягкого рентгеновского излучения до далекой инфракрасной области) и для исследования этих спектров.

По способу разложения излучения в спектр С. п. разделяются на несколько классов. 1) С. п. с пространственным разложением, в к-рых излучения различных длин волн разделяются по направлению. 2) С. п. с амплитудной модуляцией, в к-рых анализ спектрального состава излучения осуществляется за счет изменения разности хода интерферирующих лучей, в результате чего изменяется интенсивность света в заданном направлении в зависимости от длины волны. 3) Фурье-спектрометры, в к-рых непосредственно измеряется интегральное (по длинам волн) излучение как ф-ция разности хода и разложение в спектр осуществляется Фурье-преобразованием измеренных данных. Обычно, в этих С. п. разность хода изменяется непрерывно и тогда в приемнике излучения возникают сигналы различной частоты, величина к-рой зависит от длины волны (поэтому такие С. п. также наз. С. п. с частотной модуляцией). Непосредственно регистрируемый приемником суммарный сигнал является Фурье-преобразованием исследуемого излучения и для получения обычного спектра (т. е. Фурье-разложения) необходимо обратное Фурье-преобразование. 4) К С. п. можно отнести также различного рода *светофильтры*, к-рые позволяют выделять из исследуемого излучения узкие спектральные участки.

С. п. с пространственным разложением (рис. 1) состоят из входного *коллиматора*, выходного *коллиматора* (или камеры), диспергирующего элемента и

фокусирующей оптики. Объектив входного коллиматора O_1 образует параллельный пучок спектрально-разложенного излучения и направляет его на диспергирующий элемент, к-рый преобразует этот пучок

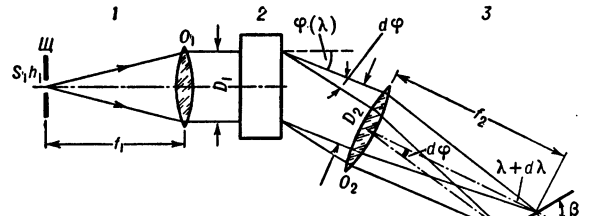


Рис. 1. Принципиальная оптич. схема спектрального прибора с пространств. разложением: 1 — коллиматор со щелью Ш (шириной S_1 и высотой h_1) и объективом O_1 (с фокусным расстоянием f_1); 2 — диспергирующий элемент; 3 — камера с объективом O_2 (фокусное расстояние f_2), F — фокальная плоскость (плоскость спектра); D_1 и D_2 — ширина световых пучков, β — угол между плоскостью спектра и оптич. осью объектива O_2 .

в систему параллельных пучков, выходящих из диспергирующего элемента под различными углами $\varphi(\lambda)$, зависящими от длины волны. Камерный объектив O_2 фокусирует отдельные параллельные пучки и образует в фокальной плоскости F совокупность изображений входной щели S_1 в различных длинах волн, т. е. осуществляется пространств. разложение излучения в спектр.

Диспергирующими элементами служат *спектральные призмы*, действие к-рых основано на явлении дисперсии света, а также *интерференционные приборы* (*дифракционные решетки*, *Люммера — Герке пластинки*, *Майкельсона эшелон*, *Интерферометр Фабри — Перо*), действие к-рых основано на интерференции когерентных лучей, образующихся в этих приборах (см. также *Интерферометр*, *Интерференционные спектрометры*). В зависимости от типа применяемого диспергирующего элемента различают: *призмные*, *дифракционные* и *интерференционные* С. п.

В качестве фокусирующей оптики применяются линзовые объективы, а также вогнутые сферич. и параболич. зеркала. В дифракционных С. п. с вогнутой дифракционной решеткой объективы коллиматоров отсутствуют, т. к. фокусирующее действие осуществляется самой решеткой.

Характер зависимости угла φ (рис. 1) от длины волны λ различен для различных диспергирующих элементов. В призмных С. п. происходит образование лишь одного спектра, и φ однозначно связано с λ . В дифракц. и интерференц. С. п. образуется несколько спектров различных порядков, к-рые могут частично перекрываться, т. е. φ неоднозначно связано с λ (под данным углом φ могут идти пучки различных длин волн); для устранения наложения спектров различных порядков необходима дополнительная монохроматизация исследуемого излучения, обычно осуществляемая с помощью светофильтров или призмных С. п.

Анализ образующегося в С. п. спектра сводится к измерению его энергии в зависимости от λ . Метод анализа — визуальный, фотографический, фотоэлектрический или тепловой — определяется применяемым *приемником излучения*. В соответствии с методом регистрации различают визуальные С. п., или *спектрографы* (наблюдение спектра глазами), *спектрографы* (фотографирование спектра на фотопластинку), *спектрометры* (измерение потока излучения, выходящего из щели, расположенной в фокальной плоскости камерного объектива, см. *Моногратоматоры*).

Основные спектральные характеристики С. п.: дисперсия спектрального прибора (угловая $d\varphi/d\lambda$ и линейная $dl/d\lambda$); разрешающая способность (разрешающая сила); область дисперсии (для интерференц. С. п.) — спектральный интервал, при котором не происходит наложения спектров соседних порядков; светосила. С. п., обладающие большей угловой дисперсией, позволяют более точно измерять длину волны спектральных линий и получать при равных геометрич. параметрах С. п. и равной разрешающей силе большую величину потока спектрально разложенного излучения (см. ниже).

Разрешающая способность С. п. $R = \lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — разность двух длин волн, к-рые еще можно различить (разрешить) с помощью данного С. п. Величина R для С. п. (как и в случае др. оптич. приборов) определяется его аппаратной функцией, случайными ошибками измерения («шумами»), а также критерием, к-рый устанавливает, что значит различить 2 близкие линии в спектре.

Аппаратная ф-ция $a(x)$ С. п. — наблюдаемое распределение энергии в спектре, полученное с данным С. п. при монохроматич. излучении; ее форма и ширина определяются дифракцией на апертурных диафрагмах (к-рыми обычно являются диспергирующие элементы) оптич. системы С. п., аберрациями фокусирующей оптики С. п., конечной шириной входной (а в случае монохроматоров и выходной) щели, рядом параметров регистрирующей системы (напр., светорассеянием в фотоэмульсии при фотографич. регистрации спектра, инерционностью приемно-усилительной системы в случае фотоэлектрич. регистрации и пр.).

Из-за конечной ширины аппаратной ф-ции реальных С. п. наблюдаемое распределение энергии в спектре $f(\lambda)$ отличается от истинного распределения энергии $\varphi(\lambda)$ в спектре исследуемого излучения: $f(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) a(\lambda - x) dx$, т. е. спектральное разложение,

полученное с помощью реальных С. п., отличается от идеального Фурье-разложения исследуемого излучения. С. п. вносит, т. о., систематич. искажения в наблюдаемый спектр. Так, при регистрации линий излучения ширина наблюдаемой спектральной линии δ , вообще говоря, всегда больше истинной ширины линии γ и соответственно: $f_{\max} < \varphi_{\max}$ (рис. 2). Величина аппаратных искажений зависит от соотношения между γ и шириной аппаратной ф-ции a , а также от формы истинного контура спектральной линии и контура аппаратной ф-ции:

$$\begin{aligned} \text{при } \gamma \gg a & \quad \delta \approx \gamma & \quad f_{\max} \approx \varphi_{\max}, \\ \text{при } \gamma \approx a & \quad \delta > \gamma & \quad f_{\max} < \varphi_{\max}, \\ \text{при } \gamma \ll a & \quad \delta \approx a & \quad f_{\max} \ll \varphi_{\max}. \end{aligned}$$

Помимо систематич. искажений спектра, имеют место также случайные искажения или ошибки, связанные с различного рода флуктуац. процессами («шумами»), в частности с шумами в приемнике излучения, к-рые определяют точность измерения энергии в регистрируемом спектре. В результате действия шумов регистрируемая спектральная линия имеет не гладкую (рис. 2, а), а зубчатую форму (рис. 2, б). При определении разрешающей способности С. п. необходимо учитывать совместное действие аппаратной ф-ции и шумов приемника.

Существует много разнообразных критериев разрешения, определяющих минимальную разность двух монохроматич. излучений, к-рые могут быть различены на основании анализа результирующего распределения с помощью данного приемника излучения.

Наиболее распространен критерий разрешения (особенно при сопоставлении R различных С. п.), основанный на существовании некоего минимума («провала») в центре результирующего распределе-

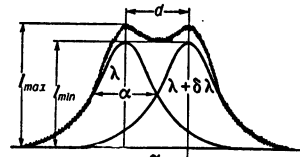


Рис. 3. Наблюдаемое распределение интенсивности в спектре при наложении двух близких длин волн λ и $\lambda + \delta\lambda$, если расстояние между центрами линий d равно ширине аппаратной ф-ции a . Критерий разрешения — существование минимума в середине наблюдаемого распределения.

ния. Согласно этому критерию две монохроматич. линии λ и $\lambda + \delta\lambda$ одинаковой интенсивности считаются разрешенными, если расстояние между их центрами (рис. 3) равно ширине аппаратной ф-ции С. п. a . При этом в результирующем распределении будет «провал» $\Delta = (I_{\max} - I_{\min})/I_{\max}$, величина к-рого зависит от формы аппаратной ф-ции; «провал» может быть обнаружен, если его величина больше среднего квадратичного значения случайных ошибок измерения. В случае дифракц. аппаратной ф-ции $a(\xi) = A_0 (\sin \xi/\xi)^2$, $\Delta = 2\%$; для аппаратной ф-ции Гауссовой формы $a(\xi) = A_0 e^{-\xi^2}$, $\Delta = 3\%$; дисперсионной формы $a(\xi) = A_0/(1 + \xi^2)$, $\Delta = 17\%$; для щелевой (прямоугольной) и треугольной аппаратных ф-ций $\Delta = 0$; к этому же критерию относится и критерий Релея, где $\Delta = 20\%$ (см. *Спектральные призмы*).

Выразив ширину аппаратной ф-ции в спектроскопич. единицах, напр. в длинах волн $\delta\lambda = a \frac{d\lambda}{dl}$, получим выражение для разрешающей силы С. п. в виде $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{a} \frac{dl}{d\lambda} = \frac{\lambda}{a} f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}$. В ряде случаев величины a и $dl/d\lambda$ оказываются связанными, так что изменение одной из них приводит к изменению другой. В тех же случаях, когда a и $dl/d\lambda$ не зависят друг от друга (напр., при $a = \text{const}$), увеличением линейной дисперсии можно достичь увеличения разрешающей способности. Так, в случае фотографии. регистрации спектра практич. разрешающая сила определяется С. п., если разрешающая способность фотослоя $R_\phi = \frac{\lambda}{\alpha_\phi} \frac{dl}{d\lambda}$ (α_ϕ — ширина аппаратной ф-ции фотослоя) больше разрешающей способности С. п. $R_{\text{сп}}$. Для призмных и дифракционных спектрографов теоретическая (релеевская) разрешающая сила определяется величиной $R_{\text{сп}} = D_2 d\varphi/d\lambda$ (D_2 — сечение пучка, выходящего из диспергирующего элемента), и тогда условие $R_\phi > R_{\text{сп}}$, или $\frac{\lambda}{\alpha_\phi} f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda} > D_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}$, накладывает ограничение на относит. отверстие камерного объектива спектрографа: $D_2/f_2 < \lambda/\alpha_\phi$. В спектрографах с светосильными камерными объективами $D_2/f_2 = 1/4,5 - 1/10$ (для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ и $\alpha_\phi = 0,02 \text{ мм}$ $D_2/f_2 > 1/40$) теоретич. разрешающая сила С. п. не реализуется. Только в спектрографах с большой линейной дисперсией (большое f_2 и, следовательно, малое D_2/f_2) может быть реализована теоретич. разрешающая сила С. п.

Светосила С. п. Интенсивность спектра, образующегося в С. п., определяется спектральной яркостью источника излучения $B(\lambda)$, геометрич. и спектроскопич. характеристиками С. п., а также коэфф.

пропускания С. п. ϵ_λ , обусловленного потерями в С. п. (потери при отражении на поверхностях оптич. деталей, поглощением в материале оптич. деталей и пр.).

В случае визуальных С. п. интенсивность наблюдаемого глазом спектра определяется освещенностью, создаваемой на сетчатке глаза при рассмотрении через окуляр.

При фотографической регистрации спектра величина почернения на фотопластинке определяется освещенностью изображения. В случае спектральной линии, ширина к-рой γ много меньше спектральной ширины $\delta\lambda = S_1 d\lambda/dl$ изображения входной щели S_1 , освещенность в центре изображения

$$E_\lambda(0) = \epsilon_\lambda B_\infty \Omega_2, \text{ где } B_\infty = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\lambda) d\lambda - \text{интегральная яркость спектральной линии, } \Omega_2 = \sigma_2/f_2^2 - \text{ телесный угол и } \sigma_2 - \text{ площадь сечения пучка, выходящего}$$

из камерного объектива; величина Ω_2 зависит от λ поскольку σ_2 зависит от углового увеличения, к-рое в свою очередь зависит от угла выхода из диспергирующего элемента. При $S_1 > S_{10} = f_1 \lambda / D_1 E_\lambda(0)$ не зависит от S_1 (здесь S_{10} — «нормальная» ширина щели, т. е. ширина, при к-рой щелевая

аппаратура ф-ция переходит в дифракционную). При $S_1 < S_{10}$ освещенность $E_\lambda(0)$ уменьшается (рис. 4).

Освещенность непрерывного спектра $E_n = \epsilon_\lambda \bar{B}(\lambda) \Omega_2 d\lambda = \epsilon_\lambda \bar{B}(\lambda) \Omega_2 \frac{S_1}{f_1 d\phi/d\lambda} W$, где $\delta\lambda = S_2 d\lambda/dl$ и $S_2 = S_1 f_2 W / f_1$, W — угловое увеличение, $\bar{B}(\lambda)$ — среднее значение яркости на участке спектра $\delta\lambda$. Для $S_1 > S_{10}$ E_n пропорциональна S_1 (рис. 4), но при увеличении S_1 вместе с увеличением E_n ухудшается «чистота» непрерывного спектра, т. е. увеличивается величина интервала длин волн $\delta\lambda = S_2 d\lambda/dl$, перекрывающихся в каждой данной точке непрерывного спектра.

В случае спектральных линий конечной ширины $E(0)$ зависит от S_1 более сложно (рис. 4). При $\delta\lambda \ll \gamma$ $E(0) = \epsilon_\lambda \bar{B} \Omega_2 \delta\lambda$, т. е. линейно зависит от S_1 (т. к. $\delta\lambda \sim S_1$), как и в случае непрерывного спектра. При этом $\bar{B}_0 \approx B_0$, где B_0 — яркость в максимальной линии. При $\delta\lambda \gg \gamma$ имеем $E(0) = \epsilon_\lambda B_\infty \Omega_2 = \text{const}$, т. е. не зависит от S_1 и пропорционально B_∞ . В переходной области $\delta\lambda \approx \gamma$ вид кривой $E(0) = f(S_1)$ зависит от формы контура спектральной линии, а положение этой области зависит от ширины линии γ .

При применении интерферометра Фабри—Перо как С. п. с пространств. разложением, положение спектральных линий определяется ф-цией пропускания, т. е. зависимостью разности хода $\Delta = 2t \mu \cos \theta = m\lambda$ от θ и λ . При этом ширина аппаратной ф-ции не зависит от ширины щели и определяется только коэфф. отражения зеркал ρ . Интенсивность же спектральных линий определяется площадью пластин и величиной $T_{\max} = [q/(q+p)]^2$, к-рая является коэфф. пропускания интерферометра, где q — коэфф. пропускания, p — коэффициент поглощения отражающих покрытий; причем $\rho + q + p = 1$.

При фотоэлектрической регистрации спектра величина сигнала, возникающего в приемнике излучения, определяется полным потоком излучения, выходящего из выходной щели моно-

хроматора и падающего на приемник излучения. В случае призменного или дифракц. монохроматора и линейчатого спектра величина потока, выходящего из монохроматора при $S_1 > S_{10}$, равна

$$\Phi_\lambda = \epsilon_\lambda B_\infty \sigma_2 \beta_1 \delta\lambda d\phi/d\lambda = \epsilon_\lambda B_\infty \sigma_2 \beta_1 (\lambda/R) (d\phi/d\lambda)$$

(см. Монохроматоры), где $d\lambda = S_2 d\lambda/dl$, $\beta_1 = h_1/f_1$, σ_2 — площадь сечения пучка, выходящего из диспергирующей системы, $R = \lambda/\delta\lambda$. При этом предположено, что ширина S_2 и высота h_2 выходной щели равны ширине и высоте изображения входной щели $S_1 h_1$.

Для непрерывного спектра

$$\Phi_n = \epsilon_\lambda B(\lambda) \sigma_2 \beta_1 (\delta\lambda)^2 d\phi/d\lambda = \epsilon_\lambda B(\lambda) \sigma_2 \beta_1 \frac{\lambda^2}{R^2} \frac{d\phi}{d\lambda}$$

В обоих случаях светосила монохроматора одинаково зависит от геометр. параметров σ_2 и β_1 , а также от коэфф. пропускания ϵ_λ и угловой дисперсии $d\phi/d\lambda$. При этом величина угловых размеров высоты щели $\beta_1 = h_1/f_1$ ограничивается ростом внеосевых aberrаций (увеличивающих ширину аппаратной ф-ции).

Представляет интерес сопоставить светосилу различных С. п. при одном и том же значении R и равных геометр. размерах диспергирующих элементов.

В случае призменного монохроматора выражение для потока (при линейчатом спектре) может быть преобразовано к виду: $\Phi_n = \epsilon_n B_\infty \beta_1 A_{\text{п}} \frac{\lambda}{R_{\text{п}}} \frac{dn}{d\lambda}$, где $A_{\text{п}}$ —

площадь основания призмы, $dn/d\lambda$ — дисперсия материала призмы, $R_{\text{п}}$ — ее разрешающая способность. В случае дифракц. монохроматора, построенного по автоколлимац. схеме или близкой к ней ($\psi \approx \phi$, см. Дифракционная решетка),

$$\Phi_p = \epsilon_p B_\infty \beta_1 (\lambda/R_p) A_p \left(2 \frac{\sin \phi}{\lambda} \right),$$

где A_p — площадь решетки, ϕ — угол дифракции. Положив: $A_{\text{п}} = A_p$, $R_{\text{п}} = R_p$, $\epsilon_{\text{п}} = \epsilon_p$ и $\phi = 30^\circ$, получим для отношения потоков: $P = \Phi_{\text{п}}/\Phi_p = \lambda dn/d\lambda$.

Расчет показывает, что для различных известных материалов и областей спектра величина $P < 1$, т. е. дифракционная решетка имеет преимущество в светосиле перед призмой. Для большинства известных материалов $P < 0,13$, достигая в области $0,5-4 \mu$ значения $P = 0,01-0,02$. Равенство $\epsilon_{\text{п}} = \epsilon_p$ может быть достигнуто лишь при применении эшелета, концентрирующего энергию в определенном порядке спектра. Кроме того, практически обычно реализуется случай $A_p > A_{\text{п}}$, что дает дополнительное преимущество для дифракц. решетки.

Если же сравнить призменный и дифракц. спектрометры при одном и том же отношении сигнал/шум, т. е. при равных потоках, то дифракционный спектрометр позволяет получить значительно большую разрешающую силу: $R_p/R_{\text{п}} = 1/P$, при $P = 0,1-0,01$ разрешающая сила выше в 10—100 раз.

При применении интерферометра Фабри—Перо в схеме с амплитудной модуляцией (рис. 5) в фокальной плоскости входного и выходного коллиматоров и на их общей оси устанавливаются диафрагмы с круглыми отверстиями, диаметры к-рых берутся равными ширине аппаратной ф-ции интерферометра Фабри—Перо. При изменении расстояния между зеркалами t или при изменении показателя преломления среды μ

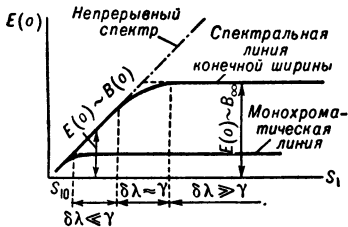


Рис. 4. Зависимость освещенности $E(0)$ в центре изображения спектральных линий от ширины щели S_1 .

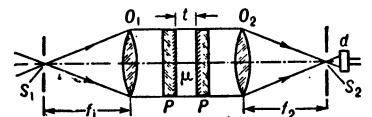


Рис. 5. Схема сканирующего интерферометра Фабри—Перо как С. п. с амплитудной модуляцией. S_1 и S_2 — круглые диафрагмы входного и выходного коллиматоров; P , P — пластины воздушного интерферометра Фабри—Перо; t — расстояние между зеркальными плоскостями; d — приемник излучения; μ — коэфф. преломления среды между зеркалами.

изменяется разность хода $\Delta = 2t\mu = m\lambda$, а следовательно, и величина потока, выходящего из выходной диафрагмы в зависимости от длины волны λ . Величина потока $\Phi_{\text{и}} = 3,4 T_{\text{max}} E_{\infty} A_{\text{и}}/R_{\text{э}}$, где T_{max} — коэфф. пропускания интерферометра, эквивалентный коэфф. пропускания ϵ_p в случае решетки или призмы, $A_{\text{и}}$ — площадь апертурной диафрагмы интерферометра (площадь зеркал), $R_{\text{э}}$ — эффективная разрешающая сила, равная 0,7 от релеевской.

Сравним светосилу интерферометра Фабри — Перо и дифракц. монохроматора при равных разрешающих силах $R_{\text{э}} = R_p$, равных площадях $A_{\text{и}} = A_p$ и $T_{\text{max}} = \epsilon_p$ (последнее выполняется при диэлектрич. многослойных зеркалах, когда $T_{\text{max}} \approx 0,7$). Отношение потоков $G = \Phi_{\text{и}}/\Phi_p = 3,4/\beta_1$, т. е. определяется угловыми размерами высоты щели $\beta_1 = h_1/f_1$ дифракц. монохроматора. Обычно $\beta_1 = 0,1-0,01$ и, следовательно, интерферометр Фабри — Перо дает значительный (от 35 до 350 раз) выигрыш в светосиле, а при равных отношениях сигнал/шум дает такой же выигрыш в разрешающей силе $R_{\text{э}}/R_p = 1/G$. Реально A_p может быть больше $A_{\text{и}}$ и величина $G = 3,4A_{\text{и}}/\beta_1A_p$ несколько уменьшится, но все же $G > 1$.

Интерферометр Майкельсона, используемый как С. п. с амплитудной модуляцией (СИСАМ, рис. 2 в ст. *Интерферометр Майкельсона*), имеет при равной разрешающей силе такую же светосилу, как и интерферометр Фабри — Перо, т. е. он также имеет преимущество в светосиле по сравнению с дифракционными и призмными спектрометрами. Однако выигрыш в отношении сигнал/шум СИСАМ дает лишь в том случае, если регистрируемые шумы определяются лишь шумами приемника, т. е. если их величина не зависит от величины полного потока радиации, попадающего на приемник (что, напр., имеет место в инфракрасной области спектра).

В С. п. с частотной модуляцией или в Фурье-спектрометрах (см. *Интерферометр Майкельсона*) геометрич. параметры, определяющие светосилу, такие же, как и в интерферометре Фабри — Перо или СИСАМе, т. к. все они имеют одну и ту же геометрию. Однако в Фурье-спектрометре осуществляется одновременная регистрация всех спектральных линий (подобно фотоаграфич. методу), в то время как во всех других спектрометрах спектр сканируется последовательно — линия за линией. Поэтому Фурье-спектрометр дает значительный выигрыш во времени регистрации спектра, а при одном и том же времени регистрации позволяет получить выигрыш (в 10^2 и 10^3 раз) в отношении сигнал/шум (а следовательно и в светосиле) при равной разрешающей способности. Однако здесь, как и в случае СИСАМа, этот выигрыш будет иметь место, если регистрируемый шум определяется шумами приемника, а не фотонным шумом, зависящим от полной интенсивности излучения, падающего на приемник, величина к-рой в Фурье-спектрометре соответственно больше. С этой точки зрения Фурье-спектрометр имеет преимущество в светосиле по сравнению с интерферометром Фабри — Перо и СИСАМом (при равных геометрич. параметрах и равной разрешающей силе) лишь в средней и далекой инфракрасной области спектра, где в большинстве случаев шум определяется приемниками излучения. В видимой же и ультрафиолетовой областях спектра при приемниках в виде фотоэлементов и фотоумножителей регистрируемый шум является фотонным и потому Фурье-спектрометр не имеет дополнит. преимуществ в светосиле.

Основные оптические схемы С. п.

Среди призмных С. п. (см. *Спектральные призмы*) для видимой области спектра наиболее часто применяются трехпризмные С. п. постоянного отклонения

(рис. 6), в к-рых коллиматор и камера расположены под прямым углом. Часто такие приборы имеют сменные коллиматор и камеры с объективами различных фокусных расстояний (спектрограф ИСП-51). В ультрафиолетовой области (2000—4000 Å) применяются С. п. с кварцевой призмой Корню, составленной из двух 30° призм из право- и левовращающего кварца с оптич. осью, параллельной основанию призм (рис. 7, ИСП-28). В области 1100—2500 Å применяются призмные С. п. с призмой из LiF или CaF₂, а в бо-

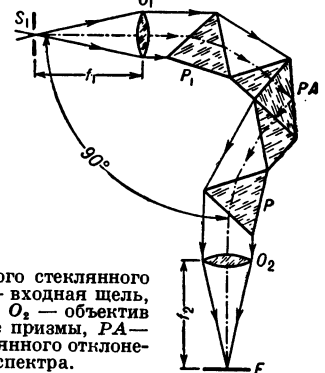


Рис. 6. Схема трехпризмного стеклянного спектрографа (ИСП-51). S₁ — входная щель, O₁ — объектив коллиматора, O₂ — объектив камеры, P, P₁ — трехгранные призмы, P₂ — составная призма Аббе постоянного отклонения, F — плоскость спектра.

лее коротковолновой области (до $\lambda \approx 10-20$ Å) — только С. п. с дифракц. решеткой (см. *Вакуумная спектроскопия*). В инфракрасной области применяются как призмные (построенные, гл. обр., по автоколлимац. схеме) спектрометры (до $\lambda = 50$ м), так и

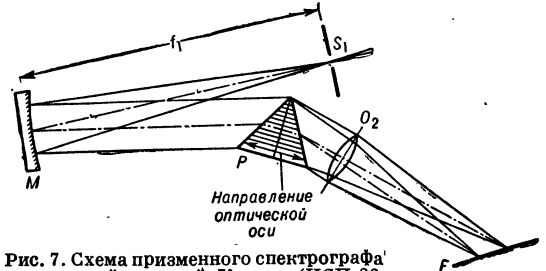


Рис. 7. Схема призмного спектрографа с кварцевой призмой Корню (ИСП-22, ИСП-28): M — сферич. зеркало входного коллиматора, S₁ — входная щель, P — призма Корню, O₂ — линзовый камерный объектив.

различные дифракц. спектрометры с плоскими дифракц. решетками (до $\lambda = 2000$ м) с зеркальной фокусирующей оптикой (см. *Монохроматоры, Инфракрасная спектроскопия*).

Существует большое число различных схем С. п. с плоской дифракц. решеткой как с линзовой, так и зеркальной фокусирующей оптикой. В С. п. с вогнутой дифракц. решеткой нет спец. фокусирующей оптики, а входная щель, решетка и спектральные линии располагаются на окружности (круг Роуанда), диаметр к-рой равен радиусу кри-

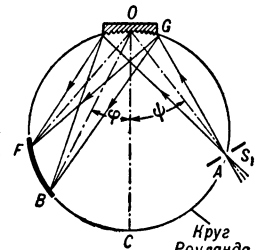


Рис. 8. Схема спектрографа с вогнутой дифракц. решеткой: $\rho = OC$ — радиус кривизны решетки, G — вогнутая дифракц. решетка, ψ — угол падения, ϕ — угол дифракции, AO = $\rho \cos \psi$ — расстояние от входной щели S₁ до решетки, BO = $\rho \cos \phi$ — расстояние от решетки до круга Роуанда, F — плоскость спектра, совпадающая с кругом Роуанда.

визной дифракц. решетки ρ (рис. 8). Положение спектральных линий на круге Роуанда определяется, как и в случае плоской дифракц. решетки, соотношением $d(\sin \psi + \sin \phi) = m\lambda$, где d — период решетки, m —

порядок спектра. Выражения для угловой дисперсии, разрешающей силы и области дисперсии для вогнутой решетки те же, что и для плоской решетки. Линейная дисперсия $dl/d\lambda = \rho d\varphi/d\lambda$. С. п. с вогнутой дифракц. решеткой обладают большим астигматизмом. В коротковолновой области спектра (10—1000 Å) применяются С. п. с вогнутой дифракц. решеткой (с числом штрихов 1200—1500 на мм) скользящего падения, где углы падения ψ и дифракции φ достигают значений 80° и более. Однако при таких углах очень велик астигматизм, что приводит к большой потере освещенности в изображении спектральных линий. В областях спектра больше 1000 Å применяются С. п. нормального падения ($\psi \approx 0$) и автоколлимационные ($\psi \approx \varphi$). Радиусы кривизны вогнутых дифракц. решеток достигают 10 м и более, что позволяет получить большую линейную дисперсию, преодолевать длины волн линий с большой точностью и реализовать теоретич. разрешающую способность дифракц. решетки.

Спектральные характеристики различных типов спектральных приборов с пространственным разложением (для $\lambda = 5000 \text{ Å}$ при фокусном расстоянии камеры $f_2 = 100 \text{ см}$): n — число интерферирующих пучков, m — порядок спектра, $d\lambda/dl$ — обратная величина линейной дисперсии, $\delta\lambda$ — минимально разрешимый интервал, $R = \lambda/\delta\lambda = mn$ — теоретическая (релевская) разрешающая сила, $\Delta\lambda = \lambda/m$ — область дисперсии.

Спектральный прибор	n	m	$\frac{d\lambda}{dl} \left(\frac{\text{Å}}{\text{мм}} \right)$	$\delta\lambda (\text{Å})$	R	$\Delta\lambda (\text{Å})$
Изменный спектрограф (3 призмы, $\alpha = 60^\circ$, основание $t = 15 \text{ см}$, дисперсия $dn/d\lambda = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$)	1	0	10	0,2	$2,5 \cdot 10^4$	∞
Спектрограф с дифракц. решеткой (длина решетки 10 см, период 10^{-4} см)	10^5	2	5	0,025	$2 \cdot 10^5$	2500
Эшелон Майкельсона (50 ступеней толщиной $t = 1 \text{ см}$, $\mu^* = 1,5$)	50	10^4	1	0,01	$5 \cdot 10^5$	0,5
Пластина Люммера—Герке (длина $L = 30 \text{ см}$, толщина $t = 1 \text{ см}$, $\mu^* = 1,4$)	15	$4 \cdot 10^4$	0,125	0,008	$6 \cdot 10^5$	0,12
Интерферометр Фабри—Перо (воздушный, расстояние между зеркалами $t = 5 \text{ см}$, $\rho^{**} = 0,92$)	30^{***}	$2 \cdot 10^5$	0,01	0,0008	$6 \cdot 10^6$	0,025

* μ — коэфф. преломления стекла. ** ρ — коэфф. отражения зеркал. *** эфф. число пучков.

Лит.: 1) Нагибина И. М., Прокофьев В. К., Спектральные приборы и техника спектроскопии, М.—Л., 1963; 2) Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953; 3) Зайдель А. Н. [и др.], Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, М.—Л., 1960, гл. 4; 4) Шилловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 5) Соьер Р., Экспериментальная спектроскопия, пер. с англ., М., 1953; 6) Толанский С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955; 7) Жакино П., «УФН», 1960, т. 72, вып. 4; 1962, т. 73, вып. 1; 8) Гаррисон Д., Лорд Р., Луреруорв Д., Практическая спектроскопия, пер. с англ., М., 1950; 9) Фрэнш С. Э., Техника спектроскопии, Л., 1936; 10) Шустер А., Введение в теоретическую оптику, пер. с англ., М., 1935.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЗМЫ — трехгранные призмы из прозрачного материала, применяемые в качестве диспергирующих элементов в призмных спектральных приборах (см. также Дисперсионные призмы).

Ход монохроматич. луча (параллельного пучка), лежащего в главном сечении (плоскости, перпендикулярной преломляющим ребрам С. п.) системы С. п., можно получить решением

системы ур-ний, включающих в себя: соотношения между углами падения и преломления на гранях каждой призмы (1), выражения для углов отклонения при преломлении (2) и ур-ния, связывающие преломляю-

щие углы призм и углы между нормальными и лучом внутри каждой призмы (3). Для системы С. п., ограниченных 4 преломляющими гранями (рис. 1, а), эти ур-ния имеют вид:

$$\begin{aligned} 1) \quad & n_0 \sin i_1 = n_1 \sin i'_1; & 2) \quad & \delta_1 = -i_1 + i'_1; \\ & n_1 \sin i_2 = n_2 \sin i'_2; & & \delta_2 = -i_2 + i'_2; \\ & n_2 \sin i_3 = n_3 \sin i'_3; & & \delta_3 = -i_3 + i'_3; \\ & n_3 \sin i_4 = n_4 \sin i'_4; & & \delta_4 = -i_4 + i'_4; \\ 3) \quad & \alpha_1 = -i'_1 + i_2; \\ & \alpha_2 = -i'_2 + i_3; \\ & \alpha_3 = -i'_3 + i_4; \end{aligned}$$

где n_j — показатель преломления, δ_j — углы отклонения при преломлении на каждой грани, i_j и i'_j — углы падения и преломления на j -той грани, α_j — преломляющие углы призм. В приведенных ур-ниях в соответствии с общепринятым правилом знаков: $\alpha_1, \alpha_3 > 0, \alpha_2 < 0; i_1, i'_1, i_3, i'_3 < 0; i_2, i'_2, i_4, i'_4 > 0$.

Угол полного отклонения луча системой С. п. равен $\delta = i'_4 - i_1 - \sum_{j=1}^3 \alpha_j$. Для заданной системы С. п.

величина δ зависит от угла падения i_1 на первую грань системы и при нек-ром значении $i_1 = i_{1mo}$ имеет миним. значение. Из условия минимума отклонения $d\delta/di_1 = 0$ вытекает, что

$$W_m = \frac{di'_4}{di_1} = \frac{n_0 \cos i_1 \cos i_2 \cos i_3 \cos i_4}{n_4 \cos i'_1 \cos i'_2 \cos i'_3 \cos i'_4} = 1$$

(W_m — наз. меридиональным угловым увеличением системы С. п.).

Угловое увеличение С. п. — один из факторов, определяющих ширину изображения входной щели коллиматора. Для одной

призмы в воздухе ($n_0 = n_2 = 1$) оно равно $W_m = \frac{di'_2}{di_1} = \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i'_1 \cos i'_2}$ и его величина изменяется (рис. 2)

от $W_m = 0$ при $i_1 = 90^\circ$ до $W_m = \infty$ при $i_1 = i_{1pr}$ (i_{1pr} — предельный угол падения, при к-ром $i'_2 = 90^\circ$). При минимуме отклонения $i_1 = i_{1mo}$, $W_m = 1$, $di'_2 = di_1$, что осуществляется при симметричном ходе луча через С. п.: $i_1 = i'_2, i'_1 = i_2 = \alpha_1/2$. В этом случае из законов преломления можно получить соотношение $n_1 = \left(\sin \frac{\alpha_1 + \delta_m}{2} \right) / \sin \frac{\alpha_1}{2}$, к-рым

пользуются для определения n призмы (см. Рефрактометры). Выражение для W_m может быть также получено в виде: $W_m = di'_2/di_1 = D_1/D_2$, где D_1 и D_2 (рис. 3) — ширина параллельного пучка, входящего в С. п. и выходящего из нее. В общем случае $D_1 \neq D_2$ и только при $i_1 = i_{1mo}$, $D_1 = D_2$. Сагитальное угловое увеличение W_s С. п. (в плоскости, перпендикулярной к главному сечению) не зависит от угла падения i_1 и $W_s = 1$.

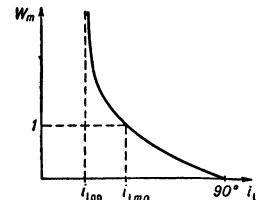


Рис. 2. Зависимость меридионального углового увеличения W_m призмы от угла падения i_1 луча.

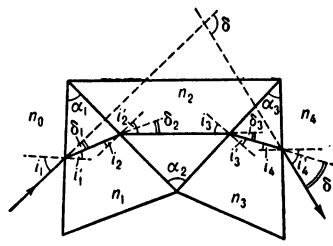


Рис. 1. Ход луча в главном сечении системы из 3 призм.

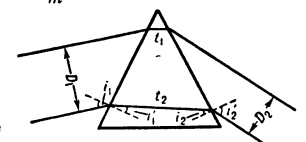


Рис. 3. Ход параллельного пучка лучей через призму.

Для системы из любого числа С. п. (имеющих k преломляющих граней) выражения для δ и W_m имеют вид:

$$\delta = i'_k - i_1 - \sum_{j=1}^{k-1} \alpha_j; \quad W_m = \frac{di'_k}{di_1} = \frac{n_0}{n_k} \prod_{j=1}^k \frac{\cos i_j}{\cos i'_j} = \frac{D_1}{D_k},$$

а условие минимума отклонения $di'_k/di_1 = 1$, или $D_1 = D_k$.

Если падающий на призму луч A_1O_1 не лежит в главном сечении $C_1C_2C_3C_4$, а составляет угол θ_1 со своей проекцией B_1O_1 на главное сечение (рис. 4, а), то ход такого луча через призму отличается от хода

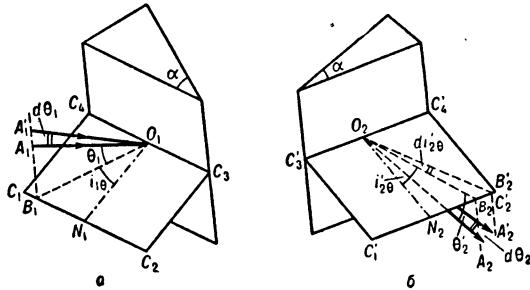


Рис. 4. Ход луча, не лежащего в главном сечении призмы.

луча, лежащего в главном сечении ($\theta_1 = 0$). А именно i'_{20} (рис. 4, б), образованный проекцией B_2O_2 , выходящего из призмы луча на главное сечение $C'_1C'_2C'_3C'_4$ и нормалью O_2N_2 к точке выхода, зависит от θ_1 при заданном угле i_{10} ; i'_{20} тем больше, чем больше θ_1 . Связь между приращениями углов di'_{20} и $d\theta_1$ дается выражением

$$di'_{20} = \frac{n_1^2 - 1}{n_1} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_{10} \cos i'_{20}} \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\cos^2 \theta_1} d\theta_1$$

($d\theta_1 = d\theta_2$, поскольку $W_8 = 1$). Такой характер отклонения призмкой лучей, не лежащих в главном сечении, служит причиной искривления спектр. линий: прямолинейная щель входного коллиматора, перпендикулярная к главному сечению призмы, изображается в фокальной плоскости камерного объектива в виде кривой линии.

Астигматизм С. п. Если на С. п. падает строго параллельный пучок лучей, то призма не вносит никаких aberrаций (см. *Аберрации оптических систем*). Если же на С. п. падает узкий гомоцентрич. пучок лучей, то выходящий из призмы пучок перестает быть гомоцентрическим.

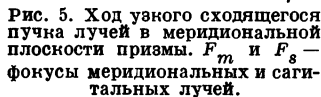


Рис. 5. Ход узкого сходящегося пучка лучей в меридиональной плоскости призмы. F_m и F_s — фокусы меридиональных и сагиттальных лучей.

Вместо одной точки выходящие из призмы лучи будут пересекаться в двух взаимно-перпендикулярных отрезках — астигматич. фокусах (рис. 5, см. также *Астигматизм*). Величина продольной астигматич. разности равна:

$$\Delta = t_{2m} - t_{2s} = t \left(\frac{1}{W_m^2} - 1 \right) - \frac{d}{n_1} \left[\left(\frac{\cos i'_2}{\cos i_2} \right)^2 - 1 \right].$$

При угле минимума отклонения $\Delta \neq 0$ и abs. величина Δ резко возрастает при выходе из минимума отклонения. Астигматизм С. п. приводит к искажению изображения спектр. линий, затрудняя проведение нек-рых спектроскопич. измерений и пр.

Угловая дисперсия С. п. Поскольку показатель преломления материала призмы зависит от длины волны λ , угол отклонения δ будет различным для разных λ , что приводит к пространственному разделению излучений по λ . Выражение для угловой дисперсии системы призм, ограниченных 4 преломляющими гранями (рис. 1), имеет вид:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{di'_4}{d\lambda} = \frac{dn_1}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_1 \cos i'_2} \frac{\cos i_3 \cos i_4}{\cos i'_3 \cos i'_4} + \frac{dn_2}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_2}{\cos i'_2 \cos i'_3 \cos i'_4} + \frac{dn_3}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_3}{\cos i'_3 \cos i'_4},$$

где $dn_j/d\lambda$ — дисперсия показателей преломления отдельных призм. Для системы призм, ограниченной k преломляющими гранями,

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{di'_k}{d\lambda} = \sum_{j=1}^{k-1} \frac{dn_j}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_j}{\cos i'_j \cos i'_{j+1}} \prod_{v=j+2}^k \frac{\cos i_v}{\cos i'_v}.$$

Угловая дисперсия в общем случае не аддитивна. Так, напр., для 3 призм в воздухе (рис. 6), когда

$$n_0 = n_2 = n_4 = n_6 = 1, \quad \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{1,3,5} = \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_1 W_{m3} W_{m5} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_3 W_{m5} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_5,$$

где $\left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_j = \frac{\sin \alpha_j}{\cos i'_j \cos i'_{j+1}} \frac{dn_j}{d\lambda}$ — угловая дисперсия отдельной j -той призмы, $W_{mj} = \frac{\cos i_j \cos i'_{j+1}}{\cos i'_j \cos i'_{j+1}}$ — ее угло-

вое увеличение, т. е. угловая дисперсия каждой призмы умножается на угловое увеличение всех последующих (считая по ходу луча) призм. Угловое увеличение всей системы призм, находящихся в воздухе, равно произведению угловых увеличений отдельных призм, например:

$$W_{1,3,5} = W_1 W_3 W_5.$$

Как $(d\delta/d\lambda)_{1,3,5}$, так и $W_{1,3,5}$ зависит от угла падения i_1 луча на первую грань призм.

Для частного случая, когда каждая из С. п. системы установлена в положение минимума отклонения, $W_1 = W_3 = W_5 = 1$, $W_{1,3,5} = 1$ и

$$\left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{1,3,5} = \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{1m0} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{3m0} + \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{5m0}.$$

т. е. дисперсия системы равна сумме дисперсий отдельных призм.

Для одной призмы $\left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_1 = \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_1 \cos i'_2} \frac{dn_1}{d\lambda}$ имеет минимальное значение при $i_1 = i_{1mg}$ (рис. 7, пунктир), причем $i_{1mg} > i_{1m0}$; при $i_1 \rightarrow i_{1np}$, $(d\delta/d\lambda) \rightarrow \infty$. Угол минимума дисперсии i_{1mg} существует для призм с $n \approx 1,7$ при $\alpha_1 \leq 50^\circ$; если же $\alpha \approx 60^\circ$, то $(d\delta/d\lambda)_1$ монотонно возрастает при увеличении i_1 от 90° до i_{1np} (рис. 7, сплошная кривая). В положении минимума отклонения величина $d\delta/d\lambda$ имеет конечное значение и может быть значительно увеличена при уменьшении $i_{1np} < i_1 < i_{1m0}$. Но при этом будет возрастать и W , вызывая уширение изображения щели. Однако для системы призм (2, 3 и больше) можно осуществить такую установку отдельных призм, чтобы W всей системы было равно единице, а $d\delta/d\lambda$ системы была больше суммы дисперсий отдельных призм в минимуме отклонения. Так, для

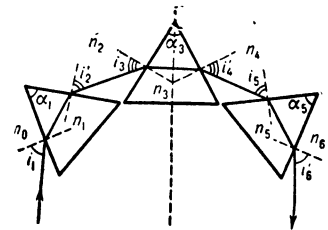


Рис. 6. Симметричный ход луча в системе из 3 одинаковых призм в воздухе.

случая 3 одинаковых призм (рис. 6) это имеет место при симметричном ходе луча во всей системе в целом ($i_1 = i'_1, i_3 = i'_4$), когда средняя призма в минимуме отклонения, а крайние призмы не в минимуме отклонения; $W_1, 3, 5 = 1, i_1 > i_{1mo}$. Такая установка призм позволяет до 10 раз увеличить угловую дисперсию спектр. приборов.

Разрешающая способность С. п. В большинстве призмных спектр. приборов С. п. является апертурной диафрагмой, ограничивающей фронт волны лучей, участвующих в образовании изображения щели. Дифракционные явления (см. Дифракция света), происходящие в результате ограничения фронта волны

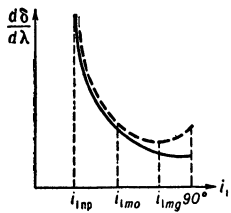


Рис. 7. Зависимость угловой дисперсии $d\delta/d\lambda$ от угла падения i_1 луча. Пунктир — для призм с $\alpha \approx 60^\circ$ и $n = 1,7$; сплошная линия — для призм с $\alpha \approx 60^\circ$ и $n = 1,7$.

призмой, — одна из причин, определяющих *аппаратную функцию* спектр. приборов, а следовательно, и их разрешающую силу. Дифракц. явления на С. п. происходят так же, как на прямоуглом отверстии, ширина к-рого равна ширине пучка D_2 , выходящего из призмы. Угловое расстояние между серединой

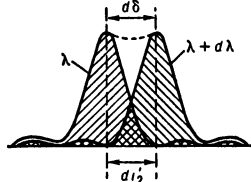


Рис. 8. Наложение дифракционных распределений λ и $\lambda + d\lambda$.

центрального дифракц. максимума и первым минимумом дифракц. распределения равно: $\sin \Delta i_2 = \lambda/D_2$, или, т. к. $\lambda \ll D_2, \Delta i_2 = \lambda/D_2$. Если в падающем на призму пучке имеются излучения двух длин волн λ и $\lambda + d\lambda$ и аппаратная ф-ция определяется только дифракцией (бесконечно узкая щель коллиматора и отсутствие aberrаций), то угловое расстояние между центр. максимумами дифракционных распределений этих излучений (рис. 8) равно (в соответствии с выражением для угловой дисперсии) $d\delta = \frac{\sin \alpha}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn}{d\lambda} d\lambda$. Согласно Релею, две линии (одинаковой интенсивности) считаются разрешенными, если $d\delta \geq \Delta i_2'$. Из равенства $d\delta = \Delta i_2'$ получаем выражение для разрешающей силы

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = D_2 \frac{\sin \alpha}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn_1}{d\lambda} = D_2 \frac{d\delta}{d\lambda},$$

к-рое часто наз. теоретической, или релеевской разрешающей силой.

Выражение для R может быть также получено в виде: $R = t dn/d\lambda$, где t — длина пути крайнего луча пучка в призме (рис. 9). Если апертурной

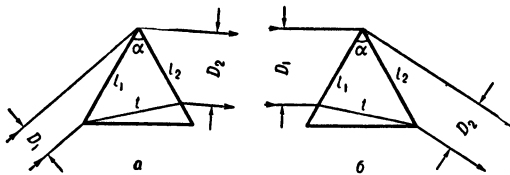


Рис. 9. Ограничение ширины пучка призмой: а — для $i_1 > i_{1mo}$, б — для $i_1 < i_{1mo}$.

диафрагмой служит не призма, а к.-л. другая диафрагма, напр. оправа объектива коллиматора, т. е. призма заполнена не целиком (рис. 3), то $R = (t_2 - t_1) dn/d\lambda$, где $t_2 - t_1$ — разность длин оптич. путей крайних лучей пучка в призме. При этом R меньше, чем в случае заполнения всей призмы. Если призма заполнена и установлена в положении мини-

мума отклонения $i_1 = i_{1mo}$, то $D_1 = D_2, t = t_0$ и $R = t_0 dn/d\lambda$, где t_0 — длина основания призмы. Величина R призм конечных размеров, установленной в положении минимума отклонения, максимальна. При выходе призмы из минимума отклонения R уменьшается, т. к. $t < t_0$; при этом для углов $i_1 > i_{1mo}$ ширина D_2 пучка, выходящего из призмы, определяется входной гранью призмы l_1 (рис. 9, а), а для углов $i_1 < i_{1mo}$ — выходной гранью l_2 (рис. 9, б). Разрешающая способность — величина аддитивная.

Потери на отражение в С. п. При прохождении пучка света через призму происходит также частичное его отражение на входной и выходной граничных призмах. Интенсивность отраженного света определяется величиной коэфф. отражения (см. *Отражение света*). Поскольку при больших углах падения коэфф. отражения для света различной поляризации значительно отличаются, то призма производит поляризующее действие. Величина потерь света при отражении в С. п. значительна. Так, для систем из трех призм с $\alpha = 60^\circ, n = 1,685$, установленных в положении минимума отклонения, интенсивность выходящего из призм пучка составляет лишь 63% от падающего. Величина потерь на отражение возрастает при выводе призмы из минимума отклонения, а также увеличивается с возрастанием α . Поскольку величина угловой дисперсии также зависит от угла призмы, то оказалось, что система из 3 призм $\alpha = 60^\circ$ и $n = 1,7$ оптимальна по отношению к величине угловой дисперсии (она достаточно велика) и к величине потерь на отражение (они порядка 30%). Поэтому в большинстве совр. призмных спектр. приборов диспергирующая система состоит из 3 призм с $\alpha \approx 60^\circ$.

Материал С. п. должен быть прежде всего прозрачен в той области спектра, на к-рую рассчитан спектр. прибор, и должен обладать наибольшей дисперсией $dn/d\lambda$. Кроме того, материал должен быть однородным в больших кусках, химически стойким и относительно легко оптически обрабатываться. Поэтому С. п., предназначенные для различных областей спектра, изготавливаются из различных материалов.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М. — Л., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Прокофьев В. К., Фотографические методы количественного анализа металлов и сплавов, ч. 1, М. — Л., 1951; 3) Малышев В. И., Методы увеличения дисперсии спектрального аппарата, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1950, т. 14, № 6; 4) Туровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., М. — Л., 1948; 5) Нагибина И. М., Прокофьев В. К., Спектральные приборы и техника спектроскопии, М., 1963. В. И. Малышев.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СЕРИИ — группы спектральных линий, возникающие при разрешенных переходах с различных уровней на один и тот же конечный уровень. Линии С. с. сходятся к пределу, или границе С. с. Наблюдаемая совокупность спектральных линий наиболее отчетливо разбивается на С. с. в спектрах элементов первых подгрупп периодич. системы Менделеева: водорода, гелия, щелочных и щелочноземельных металлов (см. *Бальмера формула, Бальмера серия, Лаймана серия, Пашена серия, Главная серия, Диффузная серия, Режая серия, Бергмана серия*). См. также *Атомные спектры*.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ — физич. метод определения качественного и количественного состава вещества на основе изучения его спектров. В зависимости от характера исследуемых спектров различают: С. а. по спектрам испускания (эмиссионный), дающий элементарный состав пробы; С. а. по спектрам поглощения в газе, жидкости или твердом теле (абсорбционный), позволяющий определять как элементарный, так и молекулярный состав вещества; С. а. по спектрам комбинац. рассеяния света, по спектрам люминесценции; С. а. по рентгеновским спектрам.

В соответствии с решаемыми задачами С. а. можно разделить на: 1) С. а. элементарного состава вещества, или атомный С. а., по оптич. спектрам испускания, поглощения и люминесценции, а также по рентгеновским спектрам (см. *Спектральный анализ рентгеновский*); 2) С. а. молекулярного состава вещества по спектрам поглощения во всех областях спектра, спектрам люминесценции и комбинац. рассеяния (см. *Молекулярный спектральный анализ*).

Атомный спектральный анализ обладает высокой чувствительностью (сравнит. легко можно определять примеси в концентрациях 10^{-5} — $10^{-6}\%$), дает возможность проводить определение состава образцов очень малого веса (до неск. десятков мкг). Универсальность и сравнит. простота процедуры анализа способствовали развитию С. а. в основной метод контроля в металлургии, машиностроении, геологии, атомной индустрии и др. Атомный С. а. — один из основных методов астрофизики, позволяющий устанавливать элементарный состав космич. объектов.

Эмиссионный С. а. — совокупность методов определения элементарного состава вещества по его спектру испускания. Качественный С. а. состоит в обнаружении и отождествлении в спектре анализируемого вещества спектральных линий, принадлежащих искомому элементу. Обычно для этого пользуются наиболее чувствительными линиями, т. е. линиями, наблюдаемыми в спектре при минимальной концентрации определяемого элемента. Во избежание ошибок при качеств. анализе необходимо устанавливать наличие элемента в образце по неск. линиям; для этих целей существуют многочисленные таблицы и атласы спектральных линий элементов. Количественный С. а. основан на связи между интенсивностью спектральной линии и концентрацией. Метод заключается в сравнении интенсивностей т. н. аналитич. пары линий — спектральной линии определяемого элемента и линии основного элемента пробы (или линии специально вводимого элемента — «внутреннего стандарта»).

Процедура С. а. состоит из след. операций: 1. Отбор и подготовка пробы к анализу. Решающим обстоятельством, обеспечивающим надежность анализа, особенно при определении малых примесей, является правильный отбор т. н. средней пробы, соответствующей по составу анализируемому веществу. 2. Возбуждение спектра пробы при сжигании в к.-л. источнике света (газовом пламени, электрич. дуге или искре, газоразрядной трубке и т. п.). 3. Регистрация спектра с помощью спектрального прибора. 4. Измерение интенсивности I аналитич. линий и определение количеств. содержания определяемых элементов в образце. Количеств. оценка производится с помощью эмпирич. соотношения Ломанина — Шейбе: $I = aC^b$,

где a и b — постоянные, зависящие от свойств спектральной линии и источника света, а C — концентрация определяемого элемента в пробе. Очевидно, что для установления этой

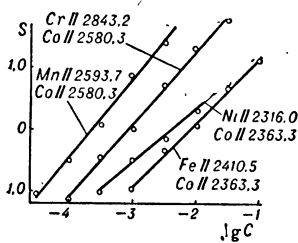


Рис. 1. Градуировочные графики для определения Mn, Cr, Ni и Fe в пироксиде. S — поочернение. Обозначения Cr II 2843, 2; Co II 2580, 3 и т. д. показывают, для какой спектральной линии дванджы ионизованного Cr, Co и др. построен градуировочный график (длины волн даны в Å).

опытной зависимости необходимы пробы с заранее известным составом — эталоны. С помощью эталонов строится кривая зависимости интенсивности линий от

концентрации — т. н. градуировочный график (рис. 1), к-рым пользуются при анализе однотипных проб.

В качестве источников света в атомном С. а. используются пламенем газовых горелок (см. *Фотометрия пламенная*), электрич. дугой постоянного и переменного тока, конденсированной искрой, разрядом в полном катоде и газоразрядными трубками.

Простейший маркировочный анализ металлов проводят визуально с помощью стилоскопов. Определение примесей и компонентов в сплавах и металлах проводят на спектрографах и фотоэлектрич. спектрометрах — квантометрах, с помощью к-рых сложный анализ может быть проведен за 1—3 мин. с точностью в 1—2%. Один квантометр может обслужить большой металлургич. завод.

Наряду с определением среднего состава проб часто возникает необходимость в анализе включений в металлах, поверхностных защитных пленок, неоднородного распределения примесей в материалах. В этих целях разработаны приемы локального С. а., в к-рых используются спец. схемы искрового и импульсного дугового разряда, позволяющие исследовать весьма малые участки пробы. Перспективным в этом виде С. а. представляется применение оптич. генераторов (лазеров) для локального испарения пробы на очень малых ее участках. Специфич. область С. а. — анализ газовых смесей. Источником света для газового анализа служат разрядные трубки, заполненные анализируемым газом. Для возбуждения спектра используются безэлектродным высокочастотным разрядом или сверхвысокочастотным разрядом (в сантиметровом диапазоне радиоволн).

Важная задача анализа чистых металлов и полупроводниковых материалов решается комбинированием методов С. а. с приемами предварительного обогащения и концентрирования определяемых примесей. Этим достигается двоякая цель: повышение чувствительности анализа и усреднение состава пробы чистого материала, распределение примесей в к-ром может быть весьма неравномерным. Относит. чувствительность таких химико-спектральных методов составляет 10^{-5} — $10^{-7}\%$ при средней квадратичной погрешности определений ок. 10—20%.

В абсорбционном атомном С. а. (схема установки на рис. 2) источником света обычно служит разрядная трубка с полным катодом из материала, включающего определяемый элемент. Свет от трубки, дающей яркие и узкие спектральные

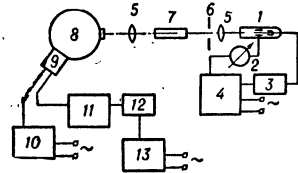


Рис. 2. Схема установки для атомного абсорбционного анализа: 1 — разрядная трубка с полным катодом; 2 — миллиамперметр; 3 — модулятор; 4 — стабилизированный выпрямитель; 5 — линза; 6 — диафрагма; 7 — устройство для атомизации пробы; 8 — монохроматор; 9 — фотоумножитель; 10 — блок питания ФЭУ; 11 — узкополосный усилитель; 12 — детектор; 13 — регистрирующий прибор.

линии, проходит через пламя горелки, в к-рое поступает анализируемое вещество (в виде аэрозолей). Иногда горелка заменяется вакуумной (или работающей в атмосфере аргона) графитовой печью, в к-рую вводится проба. Свет, прошедший через абсорбционную кювету, регистрируется с помощью фотоэлектрич. спектрометра. Оптич. плотность $D = \lg(I_0/I) = kCd$ (где k — коэффициент поглощения, C — концентрация определяемого элемента, d — толщина слоя) служит мерой концентрации искомого элемента. Абс. чувствительность атомного абсорбционного анализа весьма высока и составляет в благоприятных случаях 10^{-10} — 10^{-11} г. Для анализа требуется неск. мг вещества.

Увеличение чувствительности анализа может быть достигнуто усовершенствованием источников света, в к-рых более рационально используется материал пробы для образования интенсивного спектра определяемых элементов; разумным выбором спектральных приборов, соответствующих конкретной задаче анализа, и применением современных методов регистрации спектров (в частности, применением гармонизации анализа при обработке спектрограмм и регистрограмм), что может привести к увеличению чувствительности на 1—2 порядка для практически любого конкретного приема анализа.

Точность современных приемов С. а., как правило, не уступает точности химич. методов даже при определении сравнит. больших концентраций примесей и компонентов (от 0,1% до неск. %) и значительно превосходит точность химич. методов при определении малых содержаний.

Лит.: 1) М а н д е л ь ш т а м С. Л., Введение в спектральный анализ, М. — Л., 1946; 2) Р у с а н о в А. К., Спектральный анализ руд и минералов, М. — Л., 1948; 3) С в е н т и к и й Н. С., Визуальные методы эмиссионного спектрального анализа, М., 1961; 4) П р о к о ф ь е в В. К., Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов, ч. 1—2, М. — Л., 1951; 5) З а й д е л ь А. Н. [и др.], Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, М. — Л., 1960; 6) Б о ч к о в а О. П., Ш р е д е р Е. Я., Спектральный анализ газовых смесей, М., 1963; 7) Н а л и м о в В. В., Применение математической статистики при анализе вещества, М., 1960; 8) Методы спектрального анализа, под ред. В. Л. Левшина, М., 1962; 9) З а й д е л ь А. Н., Основы спектрального анализа, М., 1965. Л. В. Липиц.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОЛЕКУЛЯРНЫЙ — см. Молекулярный спектральный анализ.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКИЙ.

Возможность проведения качественного анализа по рентгеновским спектрам, т. е. определение присутствия элемента атомного номера Z в анализируемой пробе, непосредственно следует из *Мозли закона*. Длина волны λ и интенсивность I линий характеристич. спектров не зависят в 1-м приближении от химич. состава соединения (смеси), в к-рое входят анализируемые элементы.

В анализируемой пробе могут находиться атомы как тяжелых, так и легких элементов. В связи с этим возможны совпадения (наложения) линий характеристич. спектра от различных элементов, принадлежащих различным сериям спектра (K -, L -, M -) или различным порядкам отражения. Поэтому при проведении качеств. анализа определяют (с точностью до 2—3 ХЕ) λ всех линий, полученных на спектрограмме, принимая их за отраженные в 1 порядке, и оценивают интенсивность линий (по 10-балльной шкале). После этого проводится определение порядков отражения и возможных совпадений линий, принадлежащих различным элементам в различных сериях спектров.

Чувствительность С. а. р. меняется очень сильно — от $10^{-4}\%$ (для элементов середины таблицы Менделеева при анализе по K -сериям и элементов конца таблицы — по L -серии) до $5 \cdot 10^{-1}\%$ (для элементов с $Z < 10$). При содержании элементов, близком к пределу чувствительности их определения, в спектрах K - или L -серий будут оставаться 2—3 наиболее яркие линии. Чувствительность зависит от выхода характеристич. излучения (выхода флуоресценции), контрастности линий, т. е. отношения их интенсивности к интенсивности фона, состоящего из непрерывного спектра и рассеянного излучения, статистич. флуктуаций интенсивности, а также от аппаратурных факторов, метода возбуждения, регистрации и разложения излучения в спектр.

К о л и ч е с т в е н н ы й С. а. р. можно проводить по спектрам испускания (первичным и вторичным) и по спектрам поглощения. В основе его лежит предположение, что интенсивность линии характеристич. спектра прямо пропорциональна количеству атомов

элемента в пробе, помещенной на анод рентгеновской трубки, или в пробе-излучателе, помещенной под возбуждающий пучок рентгеновского излучения при т. н. флуоресцентном методе. Принципиально возможно, непосредственно измерив истинную интенсивность линии, определить количеств. содержание элемента в пробе.

Однако невозможность строгого учета взаимодействия электронов и излучения с атомами вещества, так же как и влияния всех условий проведения опытов, не позволяют практически использовать этот простой метод. Поэтому измеряется относит. интенсивность линий испускания и краев поглощения определяемого элемента и элемента сравнения. В зависимости от того, вводятся ли элементы сравнения непосредственно в анализируемый материал или (в известных количествах) в стандартные смеси, постоянно используемые при анализах, приемы анализа наз. методами внутреннего или внешнего стандарта.

При методе внутр. стандарта в качестве элемента сравнения выбирают элементы с Z , соседними по отношению к определяемым. Если такие элементы уже присутствуют в образце, то пользуются т. н. методом разбавления: определяют относит. интенсивности пары элементов с соседними Z , а затем добавляют в пробу известное количество одного из этих элементов и опять определяют их относит. интенсивности. В методе внешнего стандарта (при флуоресцентном С. а. р. систем из n элементов) пользуются стандартами в виде порошковых смесей, сплавов, растворов, представляющими собой: а) $n(n-1)/2$ парных смесей; б) смеси с составами, близкими к составу анализируемых образцов; в) смеси с содержанием каждого из элементов в количестве, равном $100/n\%$. Для определения малых концентраций элементов ($10^{-2}\%$) готовят набор стандартов, в к-рых содержание определяемого элемента отличается прил. на полпорядка ($10^{-4}\%$; $5 \cdot 10^{-4}\%$; $10^{-3}\%$ и т. д.). Определение количеств. содержания элементов требует решения (методом последовательных приближений с помощью счетно-решающих устройств) системы n линейных уравнений.

При обычном в а л о в о м С. а. р. вес пробы на аноде рентгеновской трубки или на «флуоресцентном излучателе» составляет 5—500 мг, объем — десятки и сотни тысяч μ^3 .

При возбуждении первичных рентгеновских характеристич. спектров хорошо сфокусированным пучком электронов — электронным зондом (диаметром 0,1—2 μ) — излучение возникает в микроскопич. объеме, что дает возможность проводить исследование «в точке» — т. н. л о к а л ь н ы й [5] С. а. р., или микроанализ, с помощью электронного зонда. Формирование узкого электронного пучка в подавляющем большинстве случаев производится с помощью магнитной фокусировки. Электронный зонд попадает на шлиф из исследуемого образца, к-рый является анодом рентгеновской трубки с микроскопич. фокусом. Выбор места анализа на шлифе осуществляется с помощью обычного оптического или отражательного электронного микроскопа. Анализ проводится как неподвижным, так и сканирующим зондом. В последнем случае можно получать «изображение» анода-шлифа (площадь сканирования $\sim 200 \cdot 300$ мм^2) в монохроматич. рентгеновских лучах на экране осциллографа. Расшифровка спектров принципиально не отличается от применяемых при валовом С. а. р.

Локальный С. а. р. по первичным спектрам испускания позволяет определять элементы от Ве до У в объеме от 0,2 до $10 \mu^3$ (вес пробы 10^{-12} — 10^{-14} г) с чувствительностью от 0,01 до 1%. Локальный С. а. р. применяется для изучения элементного состава микроскопич. зерен многокомпонентных сплавов

металлов и полупроводников, химич. состава узлов твердых и пленочных схем микроэлектроники, для химич. анализа минералов и т. п. Исключительно велики возможности этого метода при исследовании процессов диффузии, изучении фазового состава защитных покрытий, построения фазовых полей диаграмм состояния.

С. а. р. по спектрам поглощения обладает меньшей чувствительностью и применяется в оптимальных условиях (определение содержания тяжелых элементов в легких, напр. S и Pb в нефти и бензине). Один из приемов С. а. р., использующий непрерывный рентгеновский спектр, основан на зависимости величины скачка поглощения от концентрации определяемого элемента в пробе. Если анализируемый образец характеризуется постоянным составом примесей, то рентгеновским фотометром сравнивают ослабление непрерывного рентгеновского спектра, прошедшего через анализируемый и стандартный образцы.

О приборах, применяемых при С. а. р., см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*.

Лит.: 1) Хевеши Г., Рентгено-химический анализ и его применение, пер. с англ., М. — Л., 1940; 2) Боровский И. Б., Блохин М. А., Рентгено-спектральный анализ, М. — Л., 1939; 3) Блохин М. А., Методы рентгено-спектральных исследований, М., 1959; 4) Либхавски Х. А. [и др.], Применение поглощения и испускания рентгеновских лучей. Рентгеновский спектроскопический анализ, пер. с англ., под ред. М. А. Блохина и К. И. Нарбутта, М., 1964; 5) Castaing R., These. «Publ. ONERA», 1952, № 55; Боровский И. Б., в сб.: Проблемы металлургии (Сборник, посвящ. семидесятилетию акад. И. П. Бардина), М., 1953, стр. 163; 6) Основные статьи по методике рентгено-спектрального количественного анализа систематически публикуются в журналах: «Заводская лаборатория» и «Analytical Chemistry» (США). И. Б. Боровский.

СПЕКТРОГЕЛИОГРАФ — прибор для фотографирования изображения Солнца в монохроматич. свете; работает в комбинации с питающей оптич. системой (телескопом), к-рая создает изображение Солнца на входной щели 1 прибора (см. рис.). Выходная щель 5, расположенная в месте построения спектра, вырезает из него монохроматич. изображение узкой полоски солнечного диска, пропускаемой щелью 1, которое фиксируется на фотографич. пластинке 6. Если синхронно смещать изображение Солнца на входной щели 1 и фотопластинку 6, то на последней получится монохроматич. изображение всего солнечного диска, причем длина волны этого изображения может меняться поворотом дифракционной решетки 3. Фотографирование Солнца в свете той или иной спектр. линии или даже только ее части дает возможность выяснить распределение по поверхности Солнца свечения соответствующих атомов на заданной глубине в солнечной атмосфере. Монохроматич. интерференционно-поляризационные фильтры (ИПФ) также позволяют получить монохроматич. изображения Солнца. Но, в отличие от ИПФ, С. могут быть настроены на любую длину волны, а при наличии дополнительных камерного зеркала, входной щели и 2-й фотопластинки они позволяют получать одновременно монохроматич. изображения Солнца в двух различных спектр. линиях. Для получения высококачеств. спектрогелиограмм при большом изображении Солнца и при малой ширине полосы спектра необходимо пользоваться питающей системой и спектрографом с большими фокусными расстояниями. В таких случаях применяют неподвижные конструкции, при

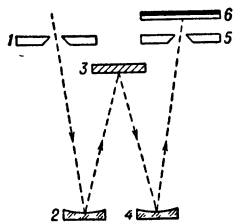


Схема спектрогелиографа: 1 — входная щель; 2 — зеркало коллиматора; 3 — дифракционная решетка; 4 — камерное зеркало; 5 — выходная щель; 6 — фотопластинка.

к-рых солнечный луч направляется на объектив питающей системы *целостатом*. Наиболее выгодно для получения спокойных изображений помещать целостат на вершине высокой башни, в к-рой вертикально располагается питающая система, а на продолжении ее, в колоде, вертикально устанавливается С. (т. н. башенный телескоп). Путем небольших изменений С. можно превратить в спектрогелиоскоп для непосредств. рассматривания Солнца в монохроматич. свете или в спектрорегистратор скоростей для получения распределения по поверхности Солнца лучевых скоростей движений атомов, создающих данную спектр. линию. В 1-м случае вместо фотопластинки помещается окуляр, а перед входной щелью и между 2-й щелью и окуляром — призмы Андерсена. Поворотом 1-й призмы смещается изображение Солнца на входной щели, а поворотом 2-й — смещается изображение в поле окуляра. При достаточно быстром синхронном вращении призм в окуляре видно монохроматич. изображение Солнца. Во 2-м случае равномерное движение движущихся частей С. заменяется скачкообразным. На фотопластинке получается спектрорегистрограмма, представляющая собой большое количество снимков исследуемой спектр. линии, относящихся к разным частям изображения солнечного диска. По искривлениям этой линии, вызываемым эффектом Доплера, можно измерять лучевые скорости движений атомов соответствующего элемента.

Лит.: 1) Солнце, пер. с англ., М., 1957 (Солнечная система, под ред. Дж. Койпера, т. 1); 2) Северный А. Б., «Изв. Крымской астрофизической обсерватории АН СССР», 1955, т. 15. М. Н. Гневиев.

СПЕКТРОГРАФ — спектральный прибор, в к-ром осуществляется одновременная регистрация спектра. **СПЕКТРОГРАФЫ РЕНТГЕНОВСКИЕ** — см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*.

СПЕКТРОЗОНАЛЬНАЯ ФОТОГРАФИЯ — фото-

графирование в нескольких зонах спектра с последующим получением цветного изображения с искаженным в желаемом направлении соотношением цветов по сравнению с цветами объекта фотографирования. В зависимости от типа объекта фотографирования эти зоны могут быть расположены в видимой, в видимой и инфракрасной, в видимой и ультрафиолетовой, наконец, только в ультрафиолетовой части спектра. С. ф. дает возможность получать изображения, сопоставление к-рых улучшает выявление объектов и их деталей, в особенности за счет одновременного цветового контраста.

С. ф. на черно-белых фотографич. материалах с рассматриванием отдельных совмещенных зональных изображений через светофильтры в хромоскопе не нашло широкого применения из-за трудности полного совмещения частичных изображений, сложности приемов рассматривания и трудности получения совмещенного на единой подложке позитивного цветного изображения. Значительно шире распространен способ С. ф. на двух- или трехслойных фотографич. материалах с цветным проявлением. В эмульсионные слои этих пленок (см. *Фотографические материалы многослойные*) вводят нефидундирующие цветные компоненты, дающие при цветном проявлении изображения из красителей. Особенно удобно применение компонент, образующих красители дополнит. цветов, напр. голубого и оранжево-красного или зеленого и пурпурного, что повышает цветовой контраст. В слоях трехслойных пленок, также имеющих заданные спектральные чувствительности, применяют компоненты, дающие желтый, пурпурный и голубой красители. Химико-фотографич. обработка спектрозональных материалов аналогична обработке многослойных материалов для фотографирования в натуральных цветах.

Возможны спектрзональные негативные цветные пленки, имеющие след. сочетания зон спектральной чувствительности: у двухслойных пленок — синяя и зеленая, синяя и красная, синяя и инфракрасная, зеленая и красная, зеленая и инфракрасная, красная и инфракрасная; у трехслойных пленок — синяя, зеленая и красная (пленка для фотографирования в натуральных цветах), синяя, зеленая и инфракрасная; синяя, красная и инфракрасная; зеленая, красная и инфракрасная.

Взаимное выявление различных одноцветных спектрзональных негативных изображений объектов *A* и *B* при фотографировании в двух спектральных зонах $\lambda_1\lambda_2$ и $\lambda_3\lambda_4$ определяется разностью оптич. плотностей:

$$\Delta D_{xp} = \gamma_{\lambda_1\lambda_2} \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda} S_{\lambda} T_{\lambda} r_{\lambda}^A d\lambda}{\int_{\lambda_2}^{\lambda_2} E_{\lambda} S_{\lambda} T_{\lambda} r_{\lambda}^B d\lambda} - \gamma_{\lambda_3\lambda_4} \lg \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} E_{\lambda} S_{\lambda} T_{\lambda} r_{\lambda}^A d\lambda}{\int_{\lambda_4}^{\lambda_4} E_{\lambda} S_{\lambda} T_{\lambda} r_{\lambda}^B d\lambda},$$

где $\gamma_{\lambda_1\lambda_2}$ и $\gamma_{\lambda_3\lambda_4}$ — коэфф. контрастности эмульсионных слоев, E_{λ} — освещенность объектов, S_{λ} — чувствительность слоев, T_{λ} — пропускание системы объектив + светофильтр, r_{λ}^A и r_{λ}^B — коэфф. яркости объектов *A* и *B*.

При одновременной съемке на двухслойной пленке одним объективом с одним светофильтром значения E_{λ} , S_{λ} и T_{λ} могут быть приняты за постоянные величины, и тогда при $\gamma_{\lambda_1\lambda_2} = \gamma_{\lambda_3\lambda_4} = 1$ взаимное выявление спектрзональных изображений определится с достаточной для практики точностью, как

$$\Delta D_{xp} = \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda}^A d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda}^B d\lambda} - \lg \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} r_{\lambda}^A d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} r_{\lambda}^B d\lambda}.$$

Величина ΔD_{xp} , помимо зависимости от величин спектральной яркости объектов, зависит от ширины спектральных зон, используемых для фотографирования, и перекрываемости этих зон. Ширина спектральных зон чувствительности должна быть минимальной, а взаимное перекрывание по возможности отсутствовать. Цветовой тон спектрзонального изображения объекта для данного типа пленки является неизменным и прямым дешифровочным признаком объекта. Изменения условий освещения и фотографирования изменяют только насыщенность и относят яркость спектрзонального изображения.

Разновидность С. ф. — фотографирование на черных материалах в разных участках ультрафиолетового света с последующим совмещением синего, зеленого и красного позитивных изображений в хромоскопе или наложении друг на друга желтого, пурпурного и голубого красочных изображений. Этот метод применяется в основном в микрофотографии для бесцветных в видимой области, но сильно различающихся по ультрафиолетовому поглощению биологич. и минералогич. объектов.

Лит.: 1) Иорданский А. Н., «Ж. научн. и прикл. фотограф. и кинематограф.», 1957, т. 2, № 1, с. 28; 1958, т. 3, № 4, с. 275; 2) Гольдман Л. М., «Тр. Центр. н.-и. ин-та геод., аэросъемки и картогр.», 1960, вып. 137; 3) Белов С. В., Аэрофотосъемка лесов. М. — Л., 1959; 4) Применение аэрометодов при поисках коренных месторождений алмазов. Сб. статей. М. — Л., 1960; 5) Сидицын С. Г., Сравнительная оценка и анализ новых методов аэрофотосъемки для лесоустройства, в кн.: Лесоэксплуатация и лесное хозяйство, сб. 35, М., 1963. А. Н. Иорданский.

СПЕКТРОМЕТР — спектральный прибор, в К-ром регистрация спектра осуществляется сканированием. **СПЕКТРОМЕТР ЗВУКОВОЙ** — вид анализатора звука, позволяющий непосредственно измерить составляющие спектра звука.

СПЕКТРОМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ.

Полупроводниковые детекторы ядерных излучений с p-n-переходом можно применять не только для счета заряженных частиц, но и для целей спектрометрии α - и β -частиц, осколков деления атомных ядер, γ -излучения. Для спектрометрии необходимо, чтобы амплитуда вырабатываемого в детекторе электрич. импульса была линейной ф-цией энергии падающей частицы, а это условие может выполняться в том случае, если ионизирующая частица успеваеет потерять всю свою энергию в обедненном слое детектора и остановиться в нем. Т. к. пробег частиц в твердом кристаллич. кремнии по сравнению с газом сокращаются в десятки тысяч раз и могут укладываться в обедненной области, глубина к-рой для разных типов детекторов колеблется от десятков и сотен мк до 5—8 мм, то по сравнению с газовыми ионизац. камерами габариты полупроводниковых детекторов на неск. порядков уменьшаются. Небольшие размеры полупроводниковых детекторов позволяют собирать из них системы для изучения углового распределения излучений и помещать их в малодоступные места экспериментальных установок.

Энергетич. разрешение полупроводниковых детекторов больше, чем у газовых ионизац. камер, и достигает 0,2—0,3%. Такое улучшение разрешающей способности объясняется тем, что на образовании одной электронно-дырочной пары в Si требуется в 8—10 раз меньше энергии, чем на образование электронно-ионной пары в газе ионизац. камеры. Относительно большая подвижность неравновесных носителей в обедненном слое p-n-перехода детектора обуславливает малую (всего в неск. наносекунд) длительность нарастания фронта вырабатываемого импульса.

В качестве примера успешного применения кремниевых поверхностно-барьерных детекторов можно привести измерения энергетич. спектра осколков, образующихся при спонтанном делении ядер. Тяжелые ионы и осколки деления имеют в Si весьма короткий пробег, они полностью успевают потерять свою энергию в толщине обедненной области и обеспечивают линейную зависимость амплитуды вырабатываемого импульса от энергии частицы. Детекторы помещают (почти вплотную) по обе стороны плоского тонкого образца с делящимися атомными ядрами и измеряют энергию вылетающих в противоположные стороны осколков. Возникающие в детекторах импульсы от совпадающих пар осколков после усиления в усилителях с низким уровнем шумов подают на обработку

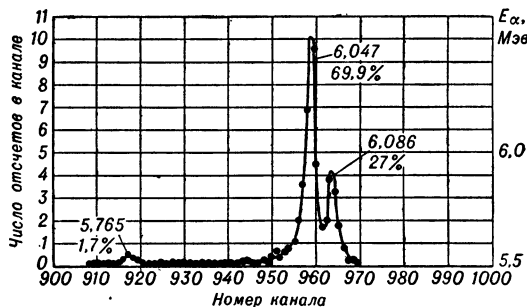


Рис. 1. Спектр от α -частиц Bi^{212} , полученный с помощью детектора с кремниевым p-n-переходом. Напряженное смещение 30 в. Разрешение по энергии 0,25%. Переход изготовлен диффузией фосфора на глубину 0,1 мк в кремнии p-типа.

и регистрацию в многоканальный анализатор. При таких измерениях можно непосредственно получать кривые для распределения осколков по массам. Эти кривые будут приближенными, т. к. полная масса

осколков деления известна с точностью до массы испускаемых мгновенных нейтронов.

Применяются также С. п. с регистрацией протонов отдачи, а также продуктов реакций $\text{Li}^6(p, \alpha)\text{H}^3$ и $\text{Si}^{28}(p, p)\text{Al}^{28}$. Для спектрометрии длиннопробежных частиц: протонов с энергией до 10 Мэв, дейтронов до 20 Мэв, электронов до 2 Мэв и α -частиц с энергией > 20 Мэв применяют детекторы с диффузионным переходом, у которых по сравнению с поверхностно-барьерными детекторами обедненная область значительно расширена (до 5 мм). Широко применяются также литиево-дрейфовые кремниевые и германиевые полупроводниковые детекторы. Так, напр., спектр протонов и α -частиц измерялся с помощью кремниевого детектора с удельным сопротивлением 6000 ом·см и площадью 5,5 мм², работающего со смещением 400 в. Линейное соотношение между выходным сигналом и энергией протона

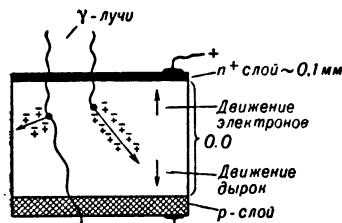


Рис. 2. Схема устройства литиево-дрейфового германиевого спектрометра. 0.0 — обедненная область, образованная вследствие дрейфа ионов лития внутрь кристалла, 1—8 мм.

на соблюдается вплоть до энергии 10 Мэв. Пробег протона с энергией 10 Мэв в Si ~ 700 мк (рис. 1). Для электронов линейная зависимость амплитуды импульса от энергии падающего электрона сохраняется почти до энергии 1 Мэв. Имеются данные, согласно которым для образования электронно-дырочной пары в кристалле Si затрачивается энергия 3,7 Мэв, т. е. такая же, как и в случае протонов и α -частиц. Экспериментальные данные показывают, что эта величина практически не зависит от природы частиц.

В области спектрометрии γ -лучей значит. успехи достигнуты с помощью литиево-дрейфовых германиевых полупроводниковых детекторов с $p-i-n$ -переходом.

Блок-схема гамма-спектрометра с Ge(Li) полупроводниковым детектором. Детектор смонтирован на стержне, опущенном в жидкий азот. 1 — источник; 2 — детектор; 3 — охлаждаемый стержень; 4 — преусилитель с низким уровнем шумов; 5 — линейный усилитель

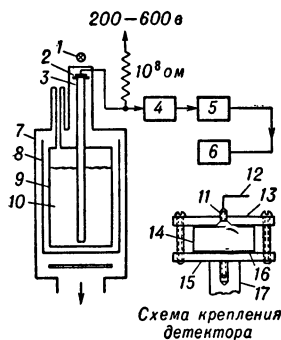


Схема крепления детектора

с ограничителем постоянной времени; 6 — 400-канальный анализатор; 7 — вакуумная камера; 8 — радиационный защитный экран; 9 — вакуумная ловушка для жидкого азота; 10 — жидкий азот; 11 — ввинчиваемый контакт; 12 — проводник, с которого снимается сигнал; 13 — диски из органического стекла (люцита); 14 — Ge(Li)-детектор диаметром 20 мм; 15 — основание из дюрала; 16 — фольга из индия; 17 — охлаждаемый стержень.

ходом (см. рис. 2 и 3). Для изучения γ -лучей Ge — гораздо более подходящий материал, чем Si, т. к. для Ge поперечное сечение фотоэффекта γ -лучей в 40 раз больше; но при этом возникает необходимость помещать германиевые детекторы в криостаты при темп-ре жидкого азота (77° К), из-за наличия в Ge большого тока утечки и высокой подвижности Li при комнатной темп-ре. Детекторы на основе Ge дают возможность изучать γ -спектры в интервале энергии от 15 кэв до 10 Мэв с высоким разрешением и удельно-высокой эффективностью ~ 0,1—1%. Энергетич. разрешение литиево-дрейфовых германиевых полупроводниковых детекторов в 10 раз превосходит разрешающую способность сцинтилляц. спектрометров на основе NaJ(Tl) (рис. 4).

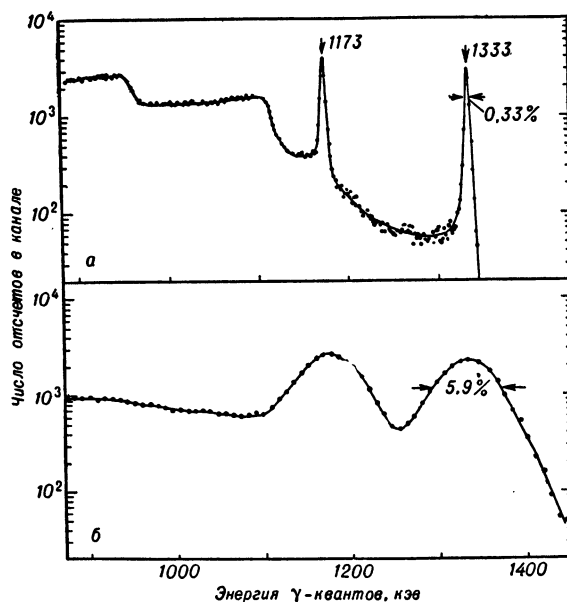


Рис. 4. Спектр γ -излучения Co^{60} , полученный: а) с помощью литиевого дрейфового германиевого Ge(Li) $p-i-n$ -детектора с глубиной обедненной области 3,5 мм; б) с помощью сцинтилляционного спектрометра на основе NaJ размерами 76,2 мм × 76,2 мм.

γ -лучи с энергией ниже 2 Мэв поглощаются в обедненной области детектора за счет фотоэффекта, а выше 2 Мэв — за счет образования электронно-позитронных пар.

Лит.: 1) Полупроводниковые счетчики излучений. Сб. статей, пер. с англ., М., 1962; 2) Принципы и методы регистрации элементарных частиц, пер. с англ., под ред. Л. А. Арцимовича, М., 1963; 3) Бредель В. В. [и др.], Кремневые детекторы тяжелых заряженных частиц, ИТЭ, 1961, № 6, с. 44; 4) Казаринов Н. М. [и др.], Использование полупроводниковых спектрометрических счетчиков для измерения энергии осколков, «Атомная энергия», 1962, т. 12, № 2; 5) Рыбкин С. М. [и др.], Кремневые счетчики для ядерной спектрометрии, там же, 1961, т. 11, № 3; 6) Grandt R. [a. o.], «Phys. Rev.», 1963, v. 131, № 6, p. 2617; 7) Ewan G. T., Tavendale A. J., «Canad. J. Phys.», 1964, v. 42, № 11, p. 2286. Г. М. Кукавадзе.

СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТР — прибор для измерения дисперсии оптической активности. Большая часть существующих С., как фотоэлектрических, так и автоматических, основана на применении модуляции света по колебаниям его плоскости поляризации (принцип работы см. Поляриметры).

В автоматич. С. ВНИЭКИПРОДМАШ (рис. 1) колебания плоскости поляризации света осуществляет электромеханич. вибрационный поляризатор-модулятор с частотой 50 гц. Амплитуда модуляции может плавно регулироваться в пределах от 0,5° до 5° в зависимости от оптич. плотности исследуемого вещества. Модулированный световой поток, пройдя поляриметрич. трубку с исследуемым веществом и анализатор, поступает на катод фотоэлектронного умножителя. Переменная составляющая фототока, усиленная усилителем, питает управляющую обмотку реверсивного двухфазного двигателя, 2-я обмотка к-рого питается параллельно модулятору от сети. Двигатель при помощи рычага вращает анализатор, механически связанный со шкалой. Одновременно рычаг перемещает плунжер индукционного датчика, регистрирующего прибор. Рабочий диапазон длин волн прибора 240—600 мкм. Точность измерения угла вращения плоскости поляризации ± 0,0025°. Пределы измерения ± 40°.

В фотоэлектрич. С. фирмы «Rudolf» (США) (рис. 2) модуляция света осуществляется поляризационной призмой Рошона, укрепленной в устройстве, сооб-

2-й призмой Волластона, оси поляризации к-рой расположены под углом 45° к вертикали. На выходе 2-й призмы образуется система 4 изображений, из к-рых внутренняя пара может иметь ось поляризации, расположенную под углом $+45^\circ$ к вертикали, а внешняя пара -45° . Вибрационный переключатель, управляющий щелевым затвором, пропускает периодически с частотой 25 гц свет от внутренней или внешней пары изображений к фотоумножителю. При отсутствии в измерительной кювете оптически активного вещества суммы интенсивностей внутренней и внешней пары равны. При введении оптич. активного вещества это равенство нарушается. Возникающая при этом переменная слагающая фототока после усиления приводит в движение сервомотор, кинематически связанный со 2-й призмой Волластона. Угол поворота призмы до нового положения равновесия соответствует измеряемому углу вращения плоскости поляризации.

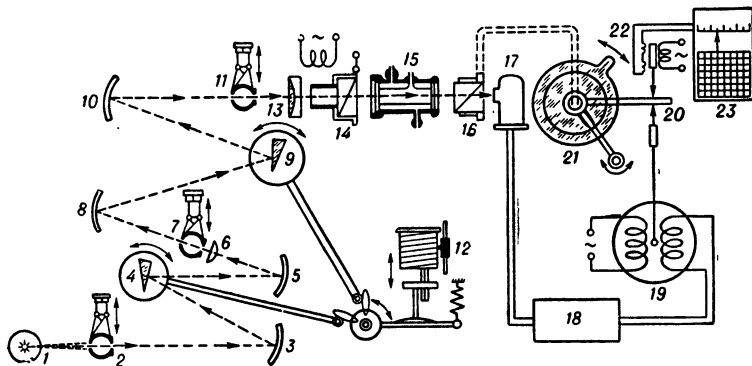


Рис. 1. Автоматич. спектрополяриметр ВНИЭКИПРОДМАШ (схема): 1 — источник света; 2 — входная щель двойного монохроматора; 3 — коллиматорное зеркало; 4, 9 — кварцевые призмы; 5 — вносевой параболич. объектив; 6 — линза; 7 — средняя щель; 8, 10 — объективы; 11 — выходная щель; 12 — приспособление для установки длины волны света на выходе монохроматора; 13 — конденсор; 14 — поляризатор-модулятор; 15 — поляриметрич. трубка; 16 — анализатор; 17 — фотоэлектронный умножитель; 18 — усилитель; 19 — двухфазный двигатель; 20 — рычаг анализатора; 21 — шкала анализатора; 22 — индукционный датчик; 23 — регистрирующий прибор.

щающем ей колебания относительно нулевого положения с частотой $0,5 \text{ сек}^{-1}$ и амплитудой от 2° до 5° . При отсчете, вращая анализатор, находят такое его положение, при к-ром каждое последующее колебание поляризатора возвращает отклоняющуюся стрелку фотометра в одно и то же положение по шкале. Рабочий диапазон длин волн прибора 250—600 мкм. Аналогично устройству фотоэлектрич. С. фирмы «Bellingham and Stanley» (Англия).

Принципиально иная схема положена в основу автоматич. С. «Unicam» (Англия). Свет через входную

Лит.: 1) Джерасси К., Дисперсия оптического вращения, пер. с англ., М., 1962; 2) Кеймак Р. Я., Кудрявцев В. И., Автоматический спектрополяриметр, «Приборостроение», 1964, 5.

Р. Я. Кеймак, В. И. Кудрявцев.

СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМНАЯ изучает оптич. спектры атомов. Каждый атом в данном состоянии излучает вполне определенный, характерный для него линейчатый спектр. Вид спектра определяется строением электронной оболочки атома и влиянием его ядра, а также внешними факторами — темп-рой, давлением, магнитным и электрич. полями и т. д.

Современная С. а. развивается в 3 направлениях. На основе анализа спектров выясняется строение электронных оболочек атомов; изучение *сверхтонкой структуры* спектральных линий позволяет получить сведения о *моментах атомных ядер*; по яркости спектральных линий, по их поглощению, уширению, сдвигу и т. д. изучаются свойства среды, образованной совокупностью атомов.

Методами С. а. решаются следующие основные задачи: общая систематика спектров многоэлектронных атомов; определение численных значений термов; определение интенсивностей спектральных линий и связанных с ними вероятностей переходов между стационарными состояниями атомов; изучение механизма возбуждения спектров и, следовательно, эффективных сечений элементарных процессов — фотоионизации, фоторекомбинации, возбуждения атомов столкновениями и т. д. Важно определение уширения и сдвига спектральных линий из-за влияния среды, поскольку последние непосредственно связаны с элементарными процессами, с одной стороны, и с различными характеристиками среды (темп-рой, концентрацией частиц и т. д.), с др. стороны. Теоретич. и экспериментальное изучение элементарных процессов все более выдвигается на первый план в С. а. в связи с тем, что они представляют большой интерес для физики плазмы, астрофизики, квантовых генераторов и др.

Систематика спектров. Для атома водорода квантовая механика позволяет точно вычислить энергию уровней, вероятности переходов и т. п. (см. *Атом*). Для атомов с двумя и более электронами урние Шредингера не может быть решено точно. Поэтому, в отличие от атома водорода, систематика спектров многоэлектронных атомов основывается на приближенной модели, в к-рой сохраняется представление об индивидуальном состоянии отдельного электрона,

щель кварцевого монохроматора попадает на неподвижно закрепленную поляризационную призму Волластона, оси поляризации к-рой расположены вертикально и горизонтально. Вышедшие из призмы разделенные в пространстве два взаимно-перпендикулярно поляризованных пучка света проходят далее через измерительную кювету и воспринимаются

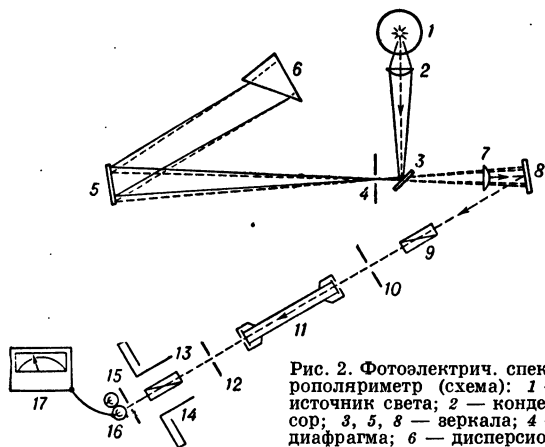


Рис. 2. Фотоэлектрич. спектрополяриметр (схема): 1 — источник света; 2 — конденсор; 3, 5, 8 — зеркала; 4 — диафрагма; 6 — дисперсионная призма монохроматора; 7 — коллиматорная линза; 9 — призма Рошона (поляризатор-модулятор); 10, 12, 15 — диафрагмы; 11 — поляриметрич. трубка; 13 — поляризационная призма-анализатор; 14 — шкала анализатора; 16 — фотоумножитель; 17 — фотометр.

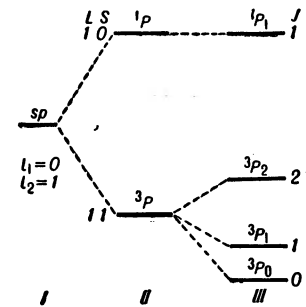
7 — коллиматорная линза; 9 — призма Рошона (поляризатор-модулятор); 10, 12, 15 — диафрагмы; 11 — поляриметрич. трубка; 13 — поляризационная призма-анализатор; 14 — шкала анализатора; 16 — фотоумножитель; 17 — фотометр.

а состояние атома в целом определяется совокупностью состояний отдельных электронов с учетом их взаимодействия (т. н. одноэлектронное приближение).

Для описания состояний атомных электронов исходя из представления, что каждый электрон движется в нек-ром эффективном центрально-симметричном поле, создаваемом ядром и остальными электронами (т. н. *самосогласованном поле*). Более детальное рассмотрение требует учета электростатич. взаимодействия электронов, а также магнитных взаимодействий их спиновых и орбитальных моментов. Эти взаимодействия в С. а. обычно учитываются как малые поправки к центрально-симметричному полю.

Состояние частицы, движущейся в центрально-симметричном поле, в квантовой механике полностью определяется заданием квантовых чисел n , l , m_l и m_s (см. *Атом, Атомные спектры*). В приближении центрально-симметричного поля уровни энергии атома полностью определяются заданием значений квантовых чисел n и l всех электронов атома, т. е. заданием его электронной конфигурации. Однако независимость энергии от чисел m_l и m_s имеет место лишь при пренебрежении электростатич. взаимодействием электронов и *спин-орбитальным взаимодействием*. Поскольку эти взаимодействия всегда имеют место, каждый уровень расщепляется на ряд подуровней. Одновременный учет обоих взаимодействий крайне сложен, поэтому обычно рассматривают случаи, когда одно из взаимодействий имеет значение меньше другого.

Для легких и средних атомов электростатич. взаимодействие значительно сильнее спин-орбитального.



При учете электростатич. взаимодействия уровень расщепляется на ряд подуровней (рис. 1), каждый из к-рых характеризуется значением полного орбитального момента L и полного спина S , причем в большинстве случаев обладает уровнем с наи-

Рис. 1. Уровни энергии конфигурации sp в различных приближениях: I — электростатич. взаимодействие; II — учтено электростатич. взаимодействие электронов; III — учтено спин-орбитальное взаимодействие.

большим возможным для данной электронной конфигурации значением S и наибольшим (при данном S) значением L (см. *Хунда правило*). Уровни энергии, соответствующие определенным значениям L и S , наз. терминами (обозначения см. в ст. *Атом и Атомные спектры*).

Учет спин-орбитального взаимодействия как малой поправки приводит к расщеплению термина LS на ряд компонент, соответствующих различным значениям полного момента J атома (рис. 1). Это расщепление наз. тонким или мультиплетным (см. *Мультиплетность*). Расстояние между терминами LS одной конфигурации, как правило, меньше, чем между одинаковыми терминами разных конфигураций. Кроме того, расстояние между компонентами тонкой структуры термина мало по сравнению с расстояниями между отдельными терминами. Такая группировка уровней характерна для приближения, к-рое наз. LS -связью (см. *Расдела — Саундерса схема*).

Если известна электронная конфигурация, то в случае неэквивалентных электронов (с различными значениями n и l , напр. nsn_1p) нахождение возможных спектральных термов сводится к использованию общего квантовомеханич. правила сложения момен-

тов; для конфигураций же, состоящих из эквивалентных (с одинаковыми значениями n и l) электронов, необходимо еще учесть *Паули принцип*, что сильно ограничивает число возможных термов. Напр., конфигурация nsn_1p содержит термы $^1S, ^1P, ^1D, ^3S, ^3P, ^3D$, а конфигурация np^2 — лишь термы $^1S, ^1D, ^3P$.

Когда спин-орбитальное взаимодействие значительно больше электростатического, имеет место т. н. jj -связь. В этом случае из-за сильного спин-орбитального взаимодействия сохраняется лишь полный момент электрона. Спектры тяжелых атомов весьма близко подходят по своему строению к схеме jj -связи, хотя в чистом виде эта связь в атомных спектрах почти не встречается.

При переходе от легких элементов к тяжелым происходит более или менее постепенный переход от LS - к jj -связи, т. е. осуществляется промежуточный тип связи. Однако связь типа jj может иметь место для спектров многозарядных ионов вследствие того, что электростатич. взаимодействие пропорционально заряду Z ядра, в поле к-рого движется электрон, в то время как спин-орбитальное взаимодействие пропорционально Z^4 . Кроме того, jj -связь осуществляется для сильно возбужденных состояний атома, в к-рых один из электронов сильно удален от атомного остова, вследствие чего электростатич. взаимодействие становится малым по сравнению со спин-орбитальным.

Для перехода от термов к частотам линий, испускаемых атомом, необходимо знать правила отбора, указывающие, какие из переходов между терминами имеют место, а какие нет. Для формулировки этих правил в общем виде требуется введение понятия о четности и нечетности термов. Терм наз. четным, если сумма квантовых чисел l_i электронов, образующих конфигурацию, к к-рой относится терм, равна четному числу. Терм нечетный, если эта сумма равна нечетному числу. Нечетные термы отмечаются справа сверху кружком (напр., $3d^2D$ — четный терм, $3d4s4p^2D^\circ$ — нечетный).

Правило отбора гласит: четные термы комбинируют лишь с нечетными и наоборот; при комбинации двух термов выполняются требования: $\Delta L = 0, \pm 1$; $\Delta J = 0, \pm 1$ (кроме $J_1 = 0 \rightarrow J_2 = 0$) (см. также *Отбора правила*). Вероятности переходов между терминами разной мультиплетности ($\Delta S \neq 0$), т. н. интеркомбинац. переходов, при выполнении LS -связи малы для легких элементов и возрастают с увеличением атомного веса. Так, у Zn интеркомбинации между синглетами и триплетами очень слабы, у Cd они интенсивнее и еще интенсивнее у Hg. Благодаря правилам отбора в простых спектрах линии группируются в отдельные серии: *главную серию* ($P \rightarrow S$ -переходы), 1-ю побочную, или *диффузную серию* ($D \rightarrow P$ -переходы), 2-ю побочную, или *режкую серию* ($S \rightarrow P$ -переходы), и т. д.

Характерные особенности спектров различных элементов. Наиболее простые спектры у водорода и водородоподобных ионов, в спектре к-рых наблюдаются ясно выраженные серийные закономерности (рис. 2) (см. *Атом, Атомные спектры, Лаймана серия, Бальмера серия, Пашена серия, Брэггера серия*).

Спектры щелочных металлов определяются переходами внешнего ns электрона, поскольку внутренние заполненные оболочки очень прочны. Если валентный электрон находится на большом расстоянии от ядра, то роль внутренних оболочек сводится к экранировке

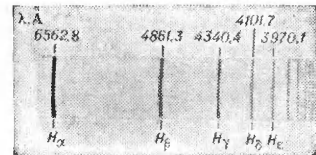


Рис. 2. Серия Бальмера Ni.

ядра, поэтому валентный электрон движется в кулоновском поле, как и электрон атома водорода. При больших n и l система уровней щелочных элементов близка к водородной; при малых n и l схема термов может существенно отличаться от нее; характерно дублетное расщепление термов (рис. 3). Уровни энергии описываются ф-лой $E_{n,l} = -R/n^2_{эф}$, где $R = 13,60$ эв (см. Ридберга постоянная), $n_{эф}$ — эффективное главное квантовое число, к-рое подбирается экспериментально. С хорошей точностью $n_{эф} = n - \Delta_l$, где Δ_l — т. н. квантовый дефект, зависящий от l (рис. 4).

В спектре щелочных металлов, как и в спектре водорода, наблюдаются серийные закономерности. Основными являются 4 серии — *главная серия*, *резкая серия*, *диффузная серия* и *Бергмана серия* (фундаментальная). Потенциал ионизации и резонансный потенциал (энергия перехода из основного в 1-е возбужденное состояние) щелочных металлов невелики. Поэтому атомы щелочных металлов легко возбуждаются в низкотемпературных источниках, напр. в пламени, причем основные спектральные серии лежат в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

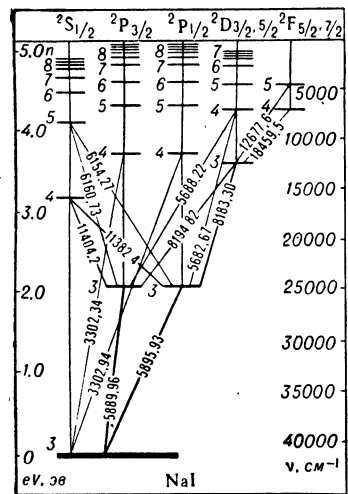


Рис. 3. Схема уровней и основных переходов NaI.

Атом He обладает 2 s-электронами, так же как и атомы щелочноземельных элементов. Т. к. He в основном состоянии обладает чрезвычайно прочной заполненной оболочкой $1s^2$, потенциал ионизации у него больше, чем у любого другого элемента (24,5 эв), а 1-й возбужденный уровень расположен очень высоко над основными ~ 20 эв ($\lambda = 600$ Å), т. е. резонансная линия лежит в труднодоступной области вакуумного ультрафиолета. Поэтому спектр He возбуждается лишь в высокотемпературных источниках. В отличие от He, атомы щелочноземельных элементов характеризуются гораздо меньшими энергиями возбуждения и ионизации. Это связано с тем, что s-электроны в этих атомах в среднем находятся на значительных расстояниях от ядра, чем у He. В спектрах щелочноземельных металлов, так же как и в спектрах щелочных металлов, можно возбудить серии — *главную*, *диффузную*, *резкую* и *фундаментальную* (рис. 5). Малые значения потенциалов ионизации щелочноземельных элементов определяют легкость их ионизации. Спектры ионов этих элементов полностью аналогичны спектрам щелочных металлов.

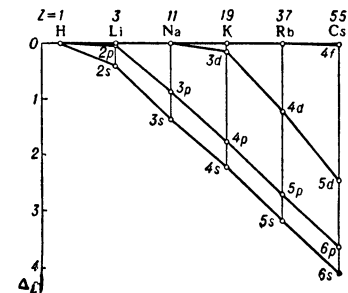


Рис. 4. Величина квантового дефекта Δ_l для различных атомов при различных значениях квантового числа l .

В спектре щелочных металлов, как и в спектре водорода, наблюдаются серийные закономерности. Основными являются 4 серии — *главная серия*, *резкая серия*, *диффузная серия* и *Бергмана серия* (фундаментальная). Потенциал ионизации и резонансный потенциал (энергия перехода из основного в 1-е возбужденное состояние) щелочных металлов невелики. Поэтому атомы щелочных металлов легко возбуждаются в низкотемпературных источниках, напр. в пламени, причем основные спектральные серии лежат в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

Атом He обладает 2 s-электронами, так же как и атомы щелочноземельных элементов. Т. к. He в основном состоянии обладает чрезвычайно прочной заполненной оболочкой $1s^2$, потенциал ионизации у него больше, чем у любого другого элемента (24,5 эв), а 1-й возбужденный уровень расположен очень высоко над основными ~ 20 эв ($\lambda = 600$ Å), т. е. резонансная линия лежит в труднодоступной области вакуумного ультрафиолета. Поэтому спектр He возбуждается лишь в высокотемпературных источниках. В отличие от He, атомы щелочноземельных элементов характеризуются гораздо меньшими энергиями возбуждения и ионизации. Это связано с тем, что s-электроны в этих атомах в среднем находятся на значительных расстояниях от ядра, чем у He. В спектрах щелочноземельных металлов, так же как и в спектрах щелочных металлов, можно возбудить серии — *главную*, *диффузную*, *резкую* и *фундаментальную* (рис. 5). Малые значения потенциалов ионизации щелочноземельных элементов определяют легкость их ионизации. Спектры ионов этих элементов полностью аналогичны спектрам щелочных металлов.

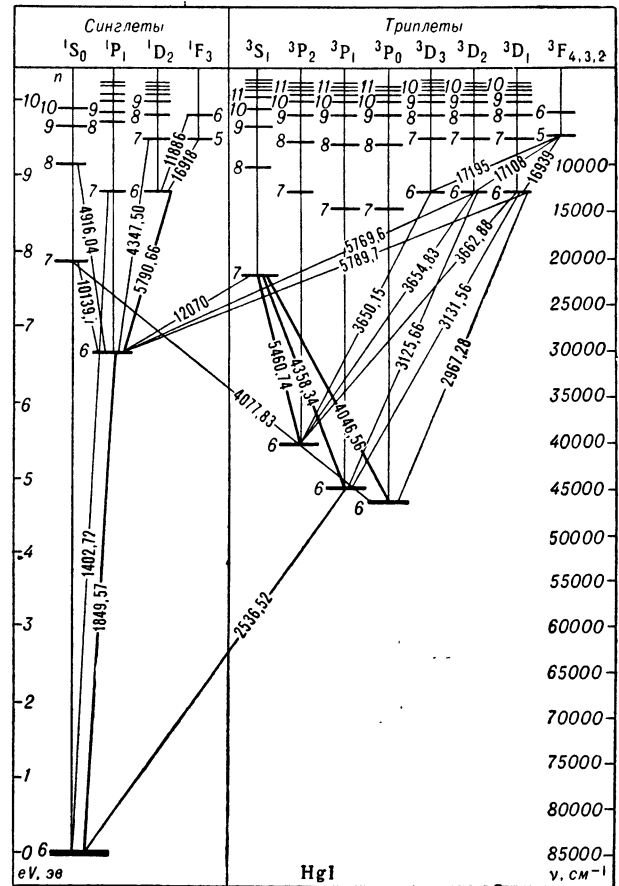
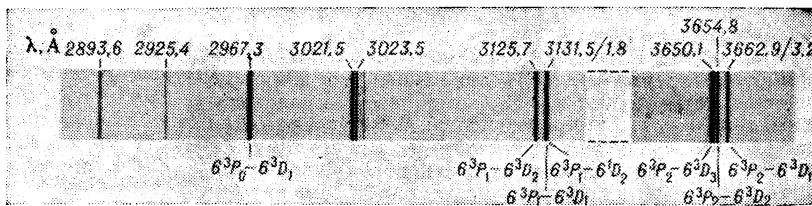


Рис. 5. Схема уровней, основных переходов и спектр Hg I. На спектрограмме видны линии диффузной серии, соответствующие переходу между триплетными уровнями $3P_j - 3D_j$.

Боле сложной является систематика спектров у атомов с конфигурацией p^k сверх заполненных оболочек; особенно сложны спектры у атомов с заполняющимися d- и f-оболочками (группы палладия, платины, а также лантаниды и актиниды). Число линий в них достигает десятков тысяч. Обилие линий сильно затрудняет изучение спектров этих элементов; напр., спектры U и Th даже при использовании спектральных приборов с большой разрешающей силой представляют собой сплошную сетку очень близких по интенсивности линий. Систематика таких спектров стала возможной лишь в последнее время при использовании электронно-счетных машин и

спец. машин, подбирающих постоянные разности частот.

Вероятность переходов и интенсивность спектральных линий. Для полного описания спектров необходимо знать вероятность переходов между уровнями. По Эйнштейну, следует рассматривать три типа переходов: а) *спонтанное излучение*, происходящее самопроизвольно; б) *индуцированное излучение*, происходящее под влиянием внешнего излучения; в) *поглощение света*, происходящее также под влиянием внешнего излучения. При переходах между двумя уровнями с энергиями E_k и E_i , где $E_k > E_i$, число переходов указанных 3 типов в единицу времени в единице объема равны: а) $\Delta N_1 = N_k A_{ki}$; б) $\Delta N_2 = N_k B_{ki} \rho(\nu_{ki})$; в) $\Delta N' = N_i B_{ik} \rho(\nu_{ki})$, где $\rho(\nu_{ki})$ — объемная плотность излучения частоты ν_{ki} , отнесенная к единичному интервалу частот; N_k и N_i — числа атомов в единице объема в состояниях k и i ; A_{ki} , B_{ki} , B_{ik} — Эйнштейна коэффициенты.

Спонтанные переходы происходят по закону вероятностей. Если число возбужденных атомов N_k убывает со временем t лишь за счет спонтанных переходов, то $N_{k,t} = N_{k,0} \exp(-t/\tau_k)$, где время жизни $\tau_k = 1/\sum_{i=0}^{k-1} A_{ki}$; для резонансной линии $\tau_{10} = 1/A_{10}$; для

интенсивных переходов, соответствующих *дипольному излучению* в видимой части спектра, $\tau_{10} \sim 10^{-8}$ сек; $A_{10} \sim 10^8$ сек $^{-1}$.

Для слабых интеркомбинационных переходов A_{ki} на 2—3 порядка меньше, а для переходов, запрещенных правилами отбора, — еще меньше. Соответственно с этим продолжительность жизни уровней, с к-рых переходы запрещены правилами отбора, велика. Такие уровни наз. метастабильными (напр., $6p^3P_2$ и $6p^3P_0$ — уровни Hg). Излучение с метастабильных уровней в обычных источниках света не наблюдается, т. к. они будут разрушены за счет столкновений раньше, чем успеет произойти излучение. Такое излучение наблюдается в условиях очень низких давлений (верхние слои земной атмосферы, туманности), где столкновения редки; напр., зеленая линия $\lambda = 5577$ Å, возникающая при сечении верхних слоев атмосферы, соответствует запрещенному $2s^2 2p^4 {}^1D_2 \rightarrow 2s^2 2p^4 {}^1S_0$ — переходу кислорода (OI).

При переходе между уровнями k и i испускается или поглощается энергия, равная энергии одного фотона $h\nu_{ki}$, поэтому полное изменение энергии единицы светящегося объема в единицу времени

$$\Delta \epsilon = h\nu_{ki} [N_k A_{ki} + N_k B_{ki} \rho(\nu_{ki}) - N_i B_{ik} \rho(\nu_{ki})].$$

При малой плотности излучения $\rho(\nu_{ki})$ поглощением и индуцированным излучением можно пренебречь; тогда мощность, излучаемая в виде спектральной линии частоты ν_{ki} (яркость линии), $I_{ki} = N_k A_{ki} h\nu_{ki}$. Для составляющих мультиплетов при выполнении LS-связи имеются простые целочисленные соотношения между вероятностями переходов. Отсюда вытекает *сумм правило*. Напр., интенсивности составляющих триплета 2-й побочной серии ${}^3P_2^0 S_1$, ${}^3P_1^1 S_1$, ${}^3P_0^2 S_1$ относятся как 1 : 3 : 5.

Между коэфф. Эйнштейна A_{ki} , B_{ki} и B_{ik} имеется соотношение:

$$B_{ik} = (g_k/g_i) B_{ki}; \quad A_{ki} = (g_i/g_k) (8\pi h\nu^3/c^3) B_{ki},$$

где g_i и g_k — статистич. веса уровней i и k . Т. о., все 3 типа переходов между уровнями могут быть охарактеризованы к-л. одним коэфф. Эйнштейна, напр. A_{ki} — вероятностью перехода, к-рая связана с *силой осциллятора*, рассматриваемой в классич. теории излучения.

Конечное время жизни уровней τ ведет в силу соотношения неопределенностей к расширению спек-

тральных линий. Вызванная этим ширина линий $\Delta\nu_n$ наз. естественной; $\Delta\nu_n = \gamma_{ki}/2\pi$, где $\gamma_{ki} = (1/\tau_k) + (1/\tau_i)$. Для спектральных линий видимой части спектра, испускаемых при интенсивных дипольных переходах, $\Delta\nu_n \approx 10^8$ сек $^{-1}$, что соответствует $\Delta\lambda_n \approx 10^{-4}$ Å. Такая малая ширина может непосредственно наблюдаться лишь при использовании атомных пучков в качестве источников света и спектральных приборов высокой разрешающей силы (см. *Ширина спектральных линий*).

Тонкая и сверхтонкая структура. Значит. часть спектральных линий обладает тонкой и сверхтонкой структурой, к-рую можно обнаружить с помощью приборов высокой разрешающей силы. *Тонкая структура* — это очень узкая мультиплетная структура (см. *Мультиплетность*) и структура, вызванная *сдвигом уровней* (см. также Лэмба — Ризерфорда опыт). Тонкой структурой обладают линии водорода и сходных с ним ионов (He II, Li III и т. д.). Для водорода величина тонкого расщепления $0,3645$ см $^{-1}$, величина сдвига $0,035$ см $^{-1}$. *Сверхтонкая структура* вызвана влиянием на электронную оболочку ядерных моментов, а также изотопич. смещением. Сверхтонкая структура по порядку величины в 1 000 раз уже обычной мультиплетной структуры и исследуется методами *радиоспектроскопии*. Структура, наблюдаемая для естественных смесей изотопов, усложняется тем, что может иметь место *изотопическое смещение*. Поэтому наблюдаемая сверхтонкая структура представляет собой наложение нескольких более простых структур.

Влияние внешней среды. Под воздействием внешних магнитных и электр. полей происходит расщепление спектральных линий (см. *Зеемана явление*, *Штарка явление*). Возмущающие факторы, существующие в излучающей среде, проявляются в уширении (см. *Ширина спектральных линий*) и сдвиге спектральных линий (см. *Сдвиг уровней*), в характере их обращения (см. *Самообращение спектральных линий*) и т. д. Наблюдение всех этих процессов широко применяется при изучении свойств излучающей среды.

Анализ спектров. Экспериментальное исследование эмиссионных спектров дает, в первую очередь, информацию о длинах волн или частотах спектральных линий, их интенсивности и контурах. Кроме того, экспериментально можно выявить характер спектра поглощения, влияние на спектральные линии внешних полей (явления Зеемана и Штарка), вероятности перехода и т. д. Используя эти данные, выделяют группы линий, принадлежащие отдельным сериям, определяют численные значения термов.

В эмиссионных спектрах сложных атомов из-за большого числа линий выделить серии практически невозможно. Однако, если перейти к спектрам поглощения, то в области ультрафиолета часто удается выделить группу линий, образующих серию. Это связано с тем, что в спектре поглощения наблюдаются только те серии, для к-рых начальным уровнем является основное состояние атома.

Когда группа линий, образующих серию, найдена, определяют численные значения термов, исходя из требования, что частоты линий серии охватываются ф-лой $\nu = T_\infty - T(n)$, где терм T_∞ постоянен для данной серии, а терм $T(n)$ зависит от n , причем при $n \rightarrow \infty$ имеем $T(n) \rightarrow 0$. Для нахождения численного значения всех термов данной серии определяют T_∞ и вычисляют остальные термы по ф-ле $T(n_i) = T_\infty - \nu_i$, где ν_i — экспериментальные значения частот спектральных линий. Для определения T_∞ предварительно вычисляют $T(n)$ по ф-ле $T(n) =$

$= R/n_{эф}$. Для термов конца серий сложных спектров $n_{эф} = n + \alpha$ или, более точно, $n_{эф} = n + \alpha + \beta/n^2$, где α и β — эмпирич. константы, характерные для данной серии.

В 1-м приближении α определяется из соотношения

$$\nu_{i+1} - \nu_i = T(n_i) - T(n_{i+1}) = [R/(n_i + \alpha)^2] - [R/(n_{i+1} + \alpha)^2] = \Delta.$$

Имеются таблицы значений $R/(n + \alpha)^2$ и Δ для различных значений n (от 1 до 13) и α (от 0 до 1,00 через каждые 0,05). Определяя разности $\nu_{i+1} - \nu_i$ по экспериментальным данным и сравнивая их с соответствующими Δ , можно вычислить α и T_{∞} . Напр., для серии $PbI \ 6^3P_0 - n^3D_1$ в 1-м приближении $\nu = 59816 - [R/(n + 0,83)^2] \text{ см}^{-1}$. Во 2-м приближении, считая $n_{эф} = n + \alpha + \beta/n^2$, определяют α и β и новое значение T_{∞} . Повторяя эту операцию, можно получить T_{∞} с достаточной степенью точности. Так, для вышеупомянутой серии PbI во 2-м приближении $\nu = 59819,1 - [R/(n + 0,83)^2] \text{ см}^{-1}$.

Далее необходимо определить квантовые числа S, L и J , характеризующие различные термы. Для щелочных элементов этот вопрос решается легко, поскольку линии различных серий отличаются по своему виду; напр., линии серии $^2P_j - n^2S_{1/2}$ — резкие, а линии серии $^2P_j - n^2D_j$ — размытые. Значения квантовых чисел j определяют с помощью правил отбора.

В сложных спектрах атомов и ионов с большим числом валентных электронов линии зачастую расположены без всякой видимой закономерности. Если и удается в спектре поглощения в области ультрафиолета обнаружить группу линий, образующих серию, то связать их с др. линиями спектра весьма трудно. Первая задача анализа сложного спектра — выражение частот наблюдаемых линий в виде разностей термов и нахождение относит. значений этих термов. Для этого необходимо разыскать в спектре постоянные разности частот $\Delta\nu$.

Рис. 6. Схема возникновения спектральных линий с постоянными разностями частот $\Delta\nu$.

сложного спектра — выражение частот наблюдаемых линий в виде разностей термов и нахождение относит. значений этих термов. Для этого необходимо разыскать в спектре постоянные разности частот.

переходе на одни и те же нижние уровни, дают одну и ту же разность частот: $\Delta\nu_{12} = \nu_1 - \nu_2 = \nu'_1 - \nu'_2 = \dots = T_{x_1} - T_{x_2}$; $\Delta\nu_{23} = \nu_2 - \nu_3 = \nu'_2 - \nu'_3 = \dots = T_{x_2} - T_{x_3}$; $\Delta\nu_{13} = \nu_1 - \nu_3 = \nu_4 - \nu_5 = \Delta_{12} + \Delta_{23} = T_{x_1} - T_{x_3}$, где T_{x_i} — терм соответствующего уровня. Приписав терму T_{x_1} произвольное значение, определяют T_{x_2} и T_{x_3} . Величины T_{z_i} определяют из очевидного равенства $\nu_{ik} = \Delta_{x_k} - T_{z_i}$, где ν_{ik} — частота линии, излучаемой при переходе.

Конкретный пример. Спектр железа состоит в видимой и ультрафиолетовой части из большого числа линий, расположенных беспорядочно (рис. 7). Однако частоты этих линий образуют постоянные разности и можно выделить 5 термов, расположенных соответственно на расстоянии 89,9; 184,1; 288,0; 415,9 см^{-1} друг от друга. Интервалы между этими термами с достаточной точностью находятся в отношении 1 : 2 : 3 : 4. На основании правила интервалов получаем, что найденные термы обладают квантовыми числами $j = 0, 1, 2, 3, 4$, к-рые соответствуют обращенному (уровни с меньшим J лежат выше) квинтетному терму 5D_j (электронная конфигурация $3d^6 4s^2$, нормальная для атома Fe). Используя найденные уровни и наблюдаемые частоты линий, можно построить ряд верхних уровней. Напр., 4 уровня с разностями частот 215,5; 294,4 и 411,2 см^{-1} относятся как 2 : 3 : 4; поэтому этим уровням соответствует $j = 1, 2, 3, 4$. Отсюда видно, что комбинируют между собой лишь уровни с $\Delta j = 0, 1, \pm 1$, как и должно быть согласно правилам отбора. В результате можно считать твердо установленным, что 4 верхних уровня характеризуются квантовыми числами $j = 1, 2, 3, 4$. Они соответствуют квинтетному терму 5D_j (конфигурация $3d^7 4p$). Пятый уровень 5D_0 с $j = 0$ должен лежать, согласно правилу интервалов, на 104 см^{-1} выше уровня 5D_1 , и действительно в спектре железа имеется яркая линия с $\nu = 33233,4 \text{ см}^{-1}$, к-рая позволяет найти недостающий уровень 5D_0 , причем выполняется как правило интервалов, так и правило отбора.

Лит.: 1) Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 1—2, М. — Л., 1951; 2) Ельяшев М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; 3) Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М. — Л., 1963; 4) Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1963; 5) Рондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; 6) White H. E., Introduction to atomic spectra, N. Y. — L., 1934; 7) Edlén B., Atomic spectra, в кн.: Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge, Bd 28, B., 1964.

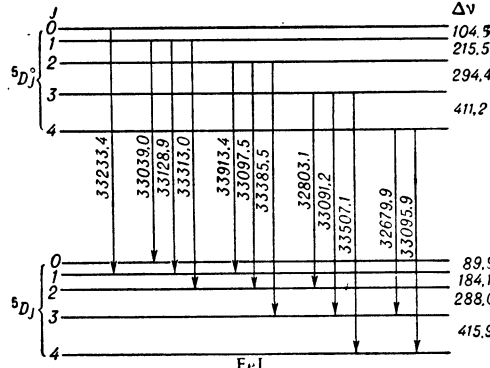
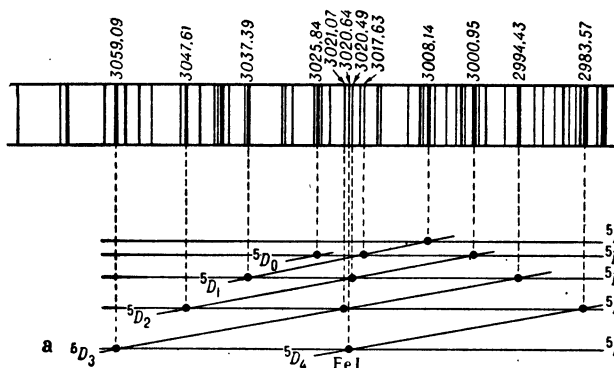


Рис. 7. Вид спектра для Fe I (а) и схема переходов, приводящих к мультиплету $5D_j^5 - 5D_j$ (б).

Пусть в атоме имеются три уровня $X_1; X_2; X_3$. При переходе атома на эти уровни с более высоких (Z_i) излучаются линии с различными частотами. Из рис. 6 видно, что все пары линий, возникающие при

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ (оптический аспект) — исследует оптич. спектры ионных, валентных и молекулярных (в т. ч. органических) кристаллов. С. к. — важнейший метод изучения в кристал-

лах энергетич. состояний и переходов из одних состояний в другие.

Состояния кристалла подразделяются, в первую очередь, на электронные и фононные (квантованные колебания решетки) (см. *Фонон*). Соответственно спектры кристаллов могут быть электронными, обусловленными переходами валентных электронов, и фононными, связанными с колебат. процессами в решетке (в молекулярных кристаллах фононные спектры могут быть дополнительно подразделены на внутри- и между-молекулярные колебательные спектры). Возможны и комбиниров. переходы электронов, совершающиеся с участием фононов.

С. к. исследует спектры примесей, а также структурных дефектов в кристаллич. решетке.

С помощью С. к. устанавливается энергетич. строение твердых тел и, в частности, структура непрерывных зон энергии. С. к. используется для изучения механизма взаимодействия света с веществом, исследования переноса поглощенной энергии в объеме кристалла и ее преобразования в тепло, в свет люминесценции, расхода на фотохимич. реакции и т. п. Из С. к. могут быть получены данные о структуре кристаллич. решетки, строении и ориентации примесных и дефектных центров и искажении решетки вблизи них.

Оптич. С. к. распространяется на область электромагнитного спектра с длинами волн от долей мм до десятков нм. Более длинноволновая область относится к *радиоспектроскопии*, более коротковолновая — к *спектрам рентгеновским* и ядерным излучениям.

Экспериментально наблюдаются спектры поглощения, отражения, люминесценции, рассеяния. Методика во многом аналогична общей методике спектроскопич. исследований (см. *Спектроскопия практическая, Спектральные приборы*). Важной особенностью методики при изучении спектров кристаллов является использование низких темп-р (жидкий азот — 77° К, жидкий водород — 20,4° К и гелий — 4,2° К). Глубокое охлаждение кристаллов во многих случаях оказывается необходимым для выявления структуры электронных спектров, к-рая при обычной темп-ре размыта за счет колебаний решетки. Др. особенностью С. к. является использование поляризованного света при изучении спектров оптически анизотропных кристаллов. При этом спектры, получаемые при поляризации электр. вектора световой волны E вдоль главных осей индикатрисы, могут быть различными и наз. главными компонентами спектра кристалла; они полностью описывают его спектральные свойства (так же как главные показатели преломления характеризуют оптич. свойства кристалла).

На рис. 1 приведена типичная схема расположения аппаратуры. Свет от источника непрерывного излучения S_1 с помощью

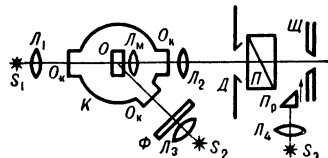


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

линзы L_1 сквозь окно O_k кристалла K фокусируется на образец кристалла O , расположенный в зоне низкой темп-ры. Линзы L_m и L_2 и диафрагма D служат для проектирования изображения кристалла в плоскости щели $Щ$ спектрального прибора и выделения нужного участка образца или микрорешетки. Два возможных положения поляризатора $П$ относительно осей кристалла отвечают двум компонентам кристаллич. спектра; при каждом из этих положений электр. вектор световой волны E параллелен одной из осей эллипса показателей преломления, расположенного в плоскости кристалла,

перпендикулярной направлению распространения света. Излучение интенсивного линейчатого источника S_2 с помощью линзы L_3 и светофильтра Φ используется для возбуждения люминесценции кристалла. Источник линейчатого излучения S_3 служит для получения с помощью линзы L_4 и подвижной призмы полного внутри. отражения $П_r$ т. н. спектра сравнения, имеющего эталонные длины волн линий излучения.

Если исключить из рассмотрения металлы, обладающие специфич. оптич. свойствами (см. *Металлооптика*), то спектроскопич. свойства диэлектриков и полупроводников удобно рассматривать отдельно для неорганич. и органич. кристаллов. В. Л. Бруде.

Спектроскопия неорганических кристаллов

С. к. подразделяется на два основных раздела: спектроскопию колебат. состояний решетки и спектроскопию электронных состояний.

Спектроскопия колебательных состояний изучает колебат. (упругий) спектр кристаллов (см. *Колебания кристаллических решеток*) двумя основными методами: а) с помощью инфракрасных спектров, б) спектров комбинац. рассеяния (см. *Комбинационное рассеяние света*). Сведения об упругом спектре кристаллов дают также исследования колебат. структуры полос в электронных спектрах кристаллов.

Инфракрасные спектры (ИС) возникают при поглощении света оптич. колебаниями решетки, создающими переменный электр. дипольный момент. Если поглощенный световой квант возбуждает только один фонон (поглощение 1-го порядка), что характерно для длинноволновых оптич. колебаний, то положение полос поглощения соответствует предельным частотам оптич. ветвей. Полосы располагаются обычно в далекой инфракрасной области ($\lambda > 25 \mu\text{м}$). Интенсивность полос зависит от величины дипольного момента и увеличивается с ростом степени ионности решетки (см. *Ионные кристаллы*). В частности, для типичных ионных кристаллов показатель поглощения k велик ($\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$); в этом случае изучают поглощение тонких кристаллич. пленок или исследуют отражение от кристаллов (см. *Остаточных лучей метод*). В поглощении 2-го и высших порядков (возбуждаются два и более фононов) активны колебания, принадлежащие целым ветвям упругого спектра; при этом образуются широкие полосы поглощения в области, соответствующей кратным или составным частотам; k мал ($\sim 10 \text{ см}^{-1}$).

Спектры комбинац. рассеяния (СКР) возникают при взаимодействии света с колебаниями решетки, при к-рых изменяется поляризуемость кристалла. В спектрах 1-го порядка (рассеяние с поглощением или испусканием одного фонона) проявляются предельные оптич. колебания; соответствующие максимумы узки, их интенсивность зависит от величины изменения поляризуемости при колебаниях. Существенно, что, согласно правилам отбора, симметрия оптич. колебаний, активных в СКР 1-го порядка, иная, чем активных в ИС 1-го порядка, поэтому исследования обоих спектров дополняют друг друга. В СКР 2-го порядка проявляются целиком оптич. ветви, спектр содержит протяженные полосы и отличается малой интенсивностью. Т. о., изучение спектров 2-го порядка СКР, как и ИС, дает сведения не только о предельных частотах, но и обо всем колебат. спектре решетки. В СКР сказываются и акустические колебания решетки, ответственные за тонкую структуру линии рэлеевского рассеяния (см. *Рассеяние света*).

ИС и СКР исследованы у многих неорганич. кристаллов. Вид спектров зависит от хим. состава и структуры решетки, от характера связей в кристалле. Для кристаллов несложного состава и структуры

(напр., одноатомных или бинарных) с малым числом ветвей упругого спектра наблюдаемые ИС и СКР 1-го порядка очень просты (рис. 2). Так, в решетке типа CaF_2 из двух оптич. колебаний одно активно в ИС, другое — в СКР, и в каждом спектре наблюдается только по одной частоте. Иногда спектры 1-го порядка вообще не наблюдаются. Например, оптич. колебания решеток типа NaCl и CsCl неактивны в СКР, где наблюдается только слабая диффузная полоса 2-го порядка (рис. 3); в гомеоплярной решетке (алмаз) отсутствует ИС 1-го порядка и наблюдается только двух- и трехфононное поглощение. В более сложных кристаллах, содержащих различные группы и радикалы (типа NO_2^- , SO_4^{2-} и т. п.), ИС и СКР содержат большое число полос, в к-рых проявляются как внутр. колебания в группах, так и внешние колебания групп относительно друг друга; в СКР наблюдаются т. н. «большие» частоты внутр. колебаний (в группе) и т. н. «малые» частоты внешних колебаний (рис. 4); в ИС наблюдаются многочисл. полосы, отве-

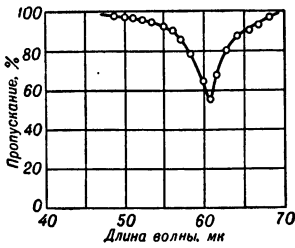


Рис. 2. Спектр инфракрасного поглощения NaCl (толщина пленки 0,17 мк). Интенсивный максимум поглощения по положению соответствует предельной частоте поперечных оптич. колебаний решетки.

дающее большое число полос, в к-рых проявляются как внутр. колебания в группах, так и внешние колебания групп относительно друг друга; в СКР наблюдаются т. н. «большие» частоты внутр. колебаний (в группе) и т. н. «малые» частоты внешних колебаний (рис. 4); в ИС наблюдаются многочисл. полосы, отве-

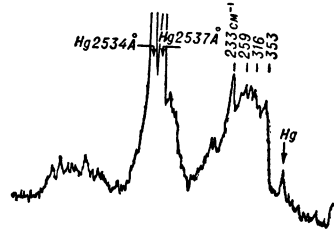


Рис. 3. Микрофотограмма спектра комбинационного рассеяния 2-го порядка NaCl ; слева от возбуждающей линии Hg 2537 Å (помечена стрелкой) видна широкая антистоксова, справа — стоксова области рассеяния, к-рые обладают сложным распределением интенсивности и простираются от возбуждающей линии на $\sim 560 \text{ см}^{-1}$.

дающие линии Hg 2537 Å (помечена стрелкой) видна широкая антистоксова, справа — стоксова области рассеяния, к-рые обладают сложным распределением интенсивности и простираются от возбуждающей линии на $\sim 560 \text{ см}^{-1}$.

чающие одиночным и составным частотам внутр. колебаний и их комбинациям с внешними колебаниями.

Запрет правилами отбора тех или иных колебаний в 1-м порядке ИС или СКР может быть частично снят за счет влияния различных дефектов регулярной структуры решетки (при их достаточной концентрации). На-

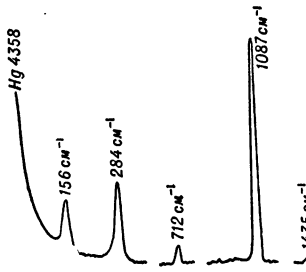


Рис. 4. Фотоэлектрич. запись стоксовой области спектра комбинационного рассеяния 1-го порядка CaCO_3 . Узкие максимумы отвечают след. колебаниям в кристалле: 156 см^{-1} — трансляц. колебания ионов CO_3^{2-} как целого в плоскости расположения ионов; 284 см^{-1} — вращательные качания ионов CO_3^{2-} как целого; 712, 1087, 1435 см^{-1} — внутренние колебания различного типа в ионах CO_3^{2-} .

блюдаемые при этом «запрещенные» спектры 1-го порядка, в отличие от разрешенных спектров, содержат не только предельные, но и частоты всего колебательного спектра. В нек-рых случаях

след. колебаниям в кристалле: 156 см^{-1} — трансляц. колебания ионов CO_3^{2-} как целого в плоскости расположения ионов; 284 см^{-1} — вращательные качания ионов CO_3^{2-} как целого; 712, 1087, 1435 см^{-1} — внутренние колебания различного типа в ионах CO_3^{2-} .

в ИС и СКР непосредственно наблюдаются также частоты «локальных» колебаний, возникающих в решетке около дефектов.

О характере поглощения решеткой в полупроводниковых кристаллах см. также *Оптические явления в полупроводниках*.

Спектроскопия электронных состояний изучает схему электронных уровней кристаллов по связанным

с электронными переходами спектрам поглощения, люминесценции, отражения, а также возбуждения различных эффектов (напр., фотопроводимости) в кристаллах. Электронные спектры (ЭС) неорганич. кристаллов весьма разнообразны по своему положению (от далекой инфракрасной до далекой ультрафиолетовой области) и виду (от узких, типа атомных, линий поглощения до сплошных областей, простирающихся на десятки тыс. см^{-1}). Характер ЭС существенно зависит от того, с какого рода электронными состояниями связаны переходы. В кристаллах можно выделить 3 типа состояний: а) энергетич. зоны; б) экситонные состояния (см. *Экситон*); в) локальные уровни, обусловленные различными нарушениями решетки.

а) Из оптич. переходов, связанных с зонами (см. *Зонная теория*), важнейшими являются межзонные переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости. При т. н. «прямых» или «вертикальных» переходах — без участия фононов — импульс электрона $\hbar k$ (k — волновой вектор) не изменяется, поскольку импульс поглощенного фотона мал. Возможны и «непрямые» переходы с одновременным поглощением или испусканием фонона, участие к-рого в балансе импульсов вызывает изменение импульса электрона при переходе. Межзонные переходы происходят между многими k -точками зон и поэтому показатель поглощения $k(\nu)$ изменяется непрерывно: $k(\nu) \sim (h\nu - E_g)^n$, где E_g — миним. энергия, при к-рой начинается поглощение (она отвечает ширине запрещенной зоны), а n зависит от типа перехода (прямой или непрямой, разрешенный или запрещенный). Величина $k(\nu)$ для прямых переходов достигает $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$, для непрямых — $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-1}$ (в последнем случае она сильно зависит от темп-ры).

Межзонные переходы ответственны за существование полосы основного (фундаментального или собственного) поглощения, являющейся главной спектроскопич. характеристикой кристалла. Эта полоса простирается в широкой области \sim неск. эв и ограничена с длинноволновой стороны т. н. краем полосы основного поглощения. В длинноволновую сторону от края этой полосы кристалл прозрачен (если в нем нет примесей) вплоть до начала инфракрасного колеб. поглощения решетки, поэтому положение края определяет видимую окраску кристалла. Край расположен в ближней инфракрасной области у большинства полупроводников (Ge, Si, группа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$), в видимой и ближней ультрафиолетовой области — у многих сульфидов и селенидов, в ультрафиолетовой области — у большинства солей (в т. ч. у галогенидов) и окислов. Положение края определяется шириной запрещенной зоны, а ход межзонного показателя поглощения в области края зависит от свойств нижней подзоны проводимости и верхней валентной подзоны, в частности от положения их абс.

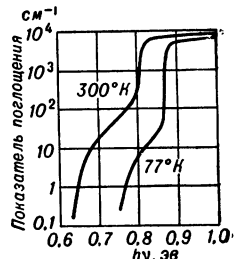


Рис. 5. Длинноволновой край полосы основного поглощения кристаллов германия. Энергия $h\nu = 0,62 \text{ эв}$ отвечает порогу непрямых, а $h\nu = 0,81 \text{ эв}$ — порогу прямых переходов (при 300°K). Видно сильное различие в величине показателя поглощения в области непрямого и прямого поглощения.

экстремумов в k -пространстве. Так, изображенное на рис. 5 сложное строение края основной полосы Ge вызвано различным положением в k -пространстве абс. экстремумов валентной зоны и зоны проводимости; переходы между этими экстремумами являются непрямыми, они ответственны за наиболее длинноволновую часть основной полосы.

В глубине основной полосы k обычно достигает 10^8 — 10^9 см^{-1} , поэтому она исследуется по поглощению в тонких кристаллич. пленках либо по отражению от массивных образцов. Спектр в глубине полосы имеет сплошной характер с широкими максимумами (рис. 6); сложность основной полосы обусловлена сложностью зонной структуры кристаллов, края состоит из неск. валентных подзон и подзон проводимости, имеющих сложные изоэнергетич. поверхности в k -пространстве. Максимумы полосы основного поглощения соответствуют прямым переходам между различными подзонами в характерных точках k -пространства. Т. о., исследование этой полосы и ее края дает сведения о различных зонах кристалла, в т. ч. о высших подзонах проводимости и низших валентных подзонах, изучение к-рых др. способами (напр., электрическими) встречает большие трудности.

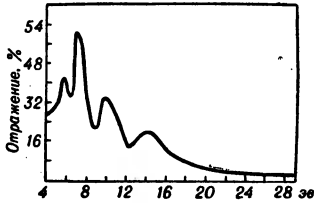


Рис. 6. Спектр отражения кубического сульфида цинка в области полосы основного поглощения.

Межзонные переходы проявляются также в люминесценции, возникающей при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону (рекомбинация электрона и дырки). Спектр такого рекомбинационного свечения, состоящий из широкого максимума в области края полосы основного поглощения, наблюдался у многих полупроводников (Si , $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$).

Кроме межзонных переходов, в кристаллах возможны внутризонные переходы, напр. между различными валентными подзонами. Эти переходы приводят к появлению полос поглощения в длинноволновой стороне от края полосы основного поглощения нек-рых полупроводников p -типа. Возможно также поглощение свободными носителями (электронами и дырками) при переходах в пределах одной подзоны. Подробнее см. *Оптические явления в полупроводниках*.

б) Экситонные переходы. Закон сохранения импульса разрешает оптич. возбуждение экситонов только с импульсом $hk \approx 0$, поскольку импульс фотона ≈ 0 . Поэтому, несмотря на конечную ширину экситонных зон, при прямом переходе образуются узкие полосы. При непрямом переходе (с участием фонона) возбуждаются экситоны с любым k и поглощение становится сплошным. Энергетически дискретное поглощение, приводящее к возбуждению связанной в экситон пары электрон-дырка, предшествует в спектре сплошному межзонному поглощению, образуя свободные пары.

Исследования экситонов проводятся гл. обр. в области края основной полосы, где наблюдаются серии узких полос поглощения. Характер экситонных спектров (число и закономерности расположения линий; их интенсивность, ширина и поляризация; распределение интенсивности в сериях и т. д.) существенно зависит от типа связи в кристалле, его зонной схемы, от микроструктуры экситонного возбуждения (напр., от размера экситона), от разрешенного или запрещенного типа переходов, от взаимодействия экситонов с решеткой (т. н. «поляризующие» и «неполяризующие» экситоны). Экситонные полосы наблюдались при низких температурах в спектрах края полосы основного поглощения многих кристаллов (в основном одноатомных или кристаллов бинарных соединений). В спектре кристаллов Cu_2O обнаружены водородоподобные серии узких линий, связанные с возбуждением экситонов большого радиуса (рис. 7). В щелочно-галогидных кристаллах наблюдаются интенсивные и широкие пики поляризующих экситонов малого

радиуса. У соединений Cd , Zn , Hg с S , Se наблюдается сложный линейчатый спектр экситонов большого радиуса, связанных с различными валентными подзонами кристаллов. У полупроводников с узкой запрещенной зоной наблюдались как прямые, так и непрямые экситонные переходы (Ge).

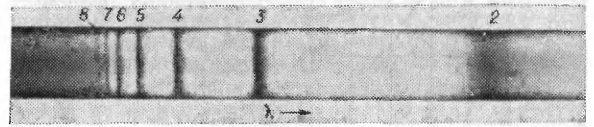


Рис. 7. Спектрограмма желтой водородоподобной серии линий поглощения экситона в Cu_2O при $4,2^\circ \text{K}$. Сверху указан номер членов серии, частоты к-рых удовлетворяют водородоподобной серийной формуле

$$\nu_n (\text{см}^{-1}) = 17523,3 - \frac{780,7}{n^2}, \text{ где } n = 2, 3, 4, \dots$$

Большой показатель поглощения в максимуме экситонных полос (у разрешенных переходов до 10^8 см^{-1}) позволяет наблюдать их в спектрах отражения. Это важно для изучения экситонных переходов в глубине основной полосы, где они обусловлены связанными электронно-дырочными парами, принадлежащими высокому подзонам. Около полос наблюдаются узкие области аномальной дисперсии показателя преломления; при этом экситонный характер возбуждения делает возможным вблизи полос резкое усиление специфич. явлений, связанных с *пространственной дисперсией* света (напр., появление добавочных световых волн). Процесс излучат. аннигиляции экситонов приводит к появлению в области края основной полосы линий люминесценции, к-рые совпадают с линиями поглощения либо имеют небольшой длинноволновой сдвиг. Экситонная люминесценция наблюдалась у многих полупроводниковых кристаллов с широкой запрещенной зоной.

Спектроскопич. исследования являются основным методом изучения экситонов в кристаллах. Связь свойств экситонов с различными свойствами зонной структуры позволяет посредством изучения дискретных экситонных спектров исследовать зонную структуру кристаллов, непосредственное спектроскопич. изучение к-рой затруднено сплошным характером межзонных спектров.

в) Переходы между электронными уровнями различного рода локальных нарушений в решетке создают полосы поглощения в области прозрачности основного кристалла, а также полосы в спектре люминесценции. Отдельный электронный переход в локальном центре обычно сопровождается колебат. переходами, и вид электронно-колебат. полосы определяется степенью взаимодействия комбинирующих электронных состояний центра с окружающей решеткой. В зависимости от величины взаимодействия переход может образовывать в спектре широкие ($\sim 0,1$ — 1 эв) колоколообразные полосы поглощения и излучения с большим стоксовым смещением между ними либо давать электронно-колебат. серии эквидистантно расположенных линий, к-рые в поглощении и излучении зеркально симметричны относительно чисто электронной линии; при очень слабом взаимодействии одному переходу отвечает одиночная чисто электронная линия.

Типичный спектр структурных дефектов в кристаллах (ионных) имеют т. н. *центры окрашивания* в щелочно-галогидных кристаллах, представляющие собой заряженные одиночные или кратные вакансии ионов, захватившие электроны или дырки. Каждому типу центров отвечает широкая электронно-колебательная полоса поглощения в области прозрачности кристалла.

лов, положение полосы закономерно меняется в гомологическом ряду кристаллов. Полосы люминесценции центров окраски обладают большим стоксовым сдвигом.

Из спектров хим. примесей в кристаллах наиболее изучены спектры металл. активаторов, образующих центры люминесценции в кристаллофосфорах (напр., щелочно-галогидные кристаллы с Tl, Cu, Ag; сульфид цинка с Cu). В спектрах обычно наблюдаются широкие полосы, к-рые часто могут быть сопоставлены определенным переходам в свободном ионе (атоме) примеси (рис. 8). Сходство уровней и спектров свободных ионов и ио-

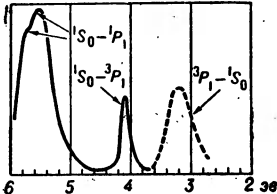


Рис. 8. Спектр поглощения (сплошная линия) и излучения (штрих) кристаллов KBr — Pb²⁺. Отдельные максимумы в спектрах сопоставлены с электронными переходами, соответствующими переходам в свободном ионе Pb²⁺; видно большое стоксово смещение полосы излучения.

нов в кристалле особенно сильно, если электроны, участвующие в оптич. переходах, экранированы внешними оболочками от действия кристаллич. поля (см. ниже). В др. случаях индивидуальность спектра примеси в решетке теряется. Так, в гомеоплярных полупроводниках (напр., Si) различные донорные и акцепторные примеси играют роль заряженных центров кулоновского поля, в к-ром по большим водородоподобным орбитам движутся захваченные центрами электроны (дырки). Переходы из основного состояния в возбужденные дают в инфракрасном спектре серии узких линий, заканчивающиеся континуумом поглощения, отвечающим фотоионизации примеси.

Локальные нарушения не только дают собственный спектр, но и влияют на спектры основной решетки. Влияние сказывается в смещении и размытии края полосы основного поглощения в кристаллах с большой концентрацией дефектов, а также в появлении около края дискретных полос поглощения, отвечающих возбуждению экситонов вблизи дефектов (т. н. «примесные» экситоны или «экситонные комплексы»). Примеси влияют также на спектр рекомбинац. свечения.

Среди неорганич. кристаллов специфич. по своим спектрам группу составляют кристаллы, в состав к-рых входят ионы с незаполненными внутр. оболочками 3d (группа железа), 4d (группа палладия), 5d (группа платины), 4f (группа редких земель), 5f (группа трансурановых элементов). Основные особенности этих спектров не зависят от того, входят ли ионы в решетку в качестве основной компоненты или в виде примеси. Оптич. свойства этих ионов в кристаллах связаны с электронами незаполненных оболочек, т. к. высшие оболочки отсутствуют, либо замкнуты. Наблюдаемые спектры обусловлены гл. обр. переходами электронов незаполненной оболочки между уровнями одной конфигурации, расщепленными кристаллич. полем. Эти переходы у свободного иона в полном приближении запрещены по четности и поэтому проявляются в кристалле как магнитнодипольные либо разрешаются благодаря смешиванию состояний разных конфигураций, происходящему в поле без центра инверсии или при колебаниях решетки.

Расщепление уровней ионов в кристалле рассматривается кристаллического поля теорией. У редкоземельных ионов в кристаллах для 4f-электронов, экранированных внешними оболочками, осуществляется случай слабого поля; действие поля сводится к небольшому (~1—100 см⁻¹) расщеплению (2J + 1)-кратно вырожденных уровней 4fⁿ-кон-

фигурации свободного иона. Спектры ионов в кристаллах, возникающие при переходах f — f внутри 4fⁿ-конфигурации, близки к спектрам свободных ионов и мало меняются при изменении кристаллич. основы.

Для 3d-электронов ионов группы железа в кристаллах осуществляется случай сильного поля. Величина Штарковского кристаллич. расщепления d-уровней достигает 15 000—25 000 см⁻¹. Основные полосы поглощения связаны с переходами между отдельными подуровнями кристаллич. расщепления уровней свободного иона (в т. ч. его основного состояния). Наряду с полосами, имеющими значит. ширину и интенсивность, наблюдаются и узкие линии; переходы часто наблюдаются также в люминесценции. Исследования касаются гл. обр. солей металлов групп железа и спектров примесных ионов в кристаллах окислов (напр., рубин Al₂O₃ — Cr³⁺) и сульфидов. В спектрах ионов с d-оболочками (3d, 4d и 5d) наряду с эффектами электростатич. поля решетки проявляется также ковалентная связь ионов с окружением. Особенно велико влияние связи в кристаллах с ионными комплексами, состоящими из центрального металл. иона, окруженного неск. ионами (кислород, галогены) или группами (CN, NH₃ и т. п.).

Большое значение имеют исследования спектров во внешних полях. В магнитном поле в дискретных спектрах кристаллов (экситоны и ионы с незаполненными оболочками) наблюдается Зеемана явление. В сплошных межзонных спектрах полупроводниковых кристаллов в магнитном поле появляется осциллирующая зависимость показателя поглощения от частоты, вызванная квантованием орбит в комбинирующих зонах (диамагнитные уровни Ландау). В инфракрасной области в полупроводников в магнитном поле могут наблюдаться переходы между уровнями Ландау одной зоны (циклотронный резонанс). Во внешнем электрич. поле наблюдался эффект Штарка на экситонных линиях Cu₂O, где он связан с ионизацией в поле экситонов большого радиуса. Линейное по электрич. полю расщепление наблюдалось в спектрах ионов, находящихся в решетке в кристаллич. поле без центра инверсии. Наблюдалось смещение края полосы основного поглощения кристаллов в электрич. поле. Специфическим для



Рис. 9. Деформационное расщепление одной из линий спектра люминесценции LiF с примесью 6-валентного урана: а — без деформации; б — кристалл сжат вдоль (100).

кристаллов внешним воздействием является ориентированная упругая деформация, понижающая симметрию кристалла и вызывающая расщепление уровней и спектров (пьезоспектроскопический эффект, см. рис. 9). Исследования спектров во внешних полях позволяют получить существенную дополнительную информацию об энергетич. состояниях кристалла.

Лит.: 1) Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; 2) Митга С. С., «Solid State Physics», 1962, в. 13, р. 2; 3) Коляра уш К., Спектры комбинационного рассеяния, пер. с нем., М., 1952; 4) Стеханов А. И., в кн.: Физика щелочногалогидных кристаллов. Труды II Всесоюзного совещания, Рига, 1962; 5) Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; 6) Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik. Chemie. Astronomie, Geophysik und Technik, 6 Aufl., Bd 1, Tl 4, В.—[и. а.], [1955], S. 546—666, 869—922; 7) Мотт Н., Герни Р., Электронные процессы в ионных кристаллах, пер. с англ., М., 1950; 8) Таус Дж., «Prog. Semiconductors», 1965, в. 9; 9) Гросс Е. Ф., «УФН», 1957, т. 63, вып. 3, с. 575; 1962, т. 76, вып. 3, с. 433; 10) Nikitine S., «Prog. Semiconductors», 1962, в. 6, р. 233; 11) Центры окраски в щелочногалогидных кристаллах. Сб. статей, М., 1958; 12) Прингсгейм П., Флуоресценция и фосфоресценция, пер. с англ., М., 1951; 13) Левшин В. Л., Фотолюминес-

ценция жидких и твердых веществ, М. — Л., 1951; 14) Ельшиевич М. А., Спектры редких земель, М. — Л., 1953; 15) McClure D. S., «Solid State Physics», 1959, ч. 9, р. 399; 16) Ruppel W. A., «Rept. Progr. Phys.», 1958, ч. 21, р. 30; 17) Феофилов П. П., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1962, т. 26, № 4, с. 435; 18) Лаверы. Сб. статей, пер. с англ., М., 1963; 19) Захарченя В. П., Каплянский И. А., в кн.: Материалы XV совещания по спектроскопии, Москва, т. 3, М., 1965; «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 16, с. 602, 1031; 20) Ребане К. К. [и др.], «Изв. АН Эст. ССР. Сер. физ.-мат. наук», 1964, т. 13, № 2, с. 87.

А. А. Каплянский.

Спектроскопия органических кристаллов

Органич. кристаллы, состоящие из слабо взаимодействующих молекул (молекулярные кристаллы), сохраняют в своих спектрах подобие со спектром свободных молекул. Спектры органич. кристаллов обычно представляют собой системы полос, расположенных на непрерывном фоне. К микроволновой и далекой инфракрасной областям относятся решеточные колеб. спектры, обусловленные межмолекулярными колебаниями. В ближней инфракрасной области можно наблюдать колеб. спектры, связанные с внутримолекулярными движениями атомов. В видимой и ультрафиолетовой областях расположены электронные (электронно-колеб.) спектры кристаллов. Особенностью С. к., вызванной их оптич. анизотропией, является использование света, поляризованного вдоль осей оптич. индикатрисы кристалла.

Поляризационные характеристики спектров в первом приближении подчиняются модели, в рамках к-рой каждому переходу сопоставляется определен. образом ориентированный в молекуле осциллятор. Система таких не взаимодействующих осцилляторов в кристалле образует «ориентированный газ». Поляризац. отношение (отношение интенсивностей полос данного перехода при поляризации света вдоль двух экстремальных осей показателя преломления в той плоскости кристалла, к-рая перпендикулярна направлению распространения света) для полос спектров анизотропных кристаллов равно $p = \tan^2 \alpha$, где α — угол наклона молекулярного осциллятора к оси показателя преломления.

Чаще всего в спектре наблюдаются серии полос, отвечающих одинаково ориентированным переходам в молекуле. При этом для определ. плоскостей кристалла угол α может оказаться равным нулю и анизотропия в спектре будет полной (рис. 10); здесь в верх-

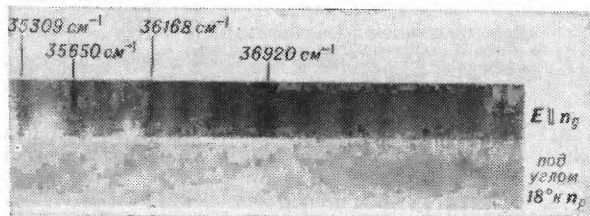


Рис. 10. Спектр поглощения тонкой монокристаллической пленки гексацетилена $[C_6(C_2H_2)_6]$ в поляризованном свете при 77° К. Верхняя компонента спектра отвечает ориентации электрич. вектора E падающей на образец световой волны вдоль оси наибольшего показателя преломления n_0 кристалла. Нижняя компонента спектра получена при наклоне светового вектора под углом 18° к оси наименьшего показателя преломления n_0 .

ней компоненте спектра имеется более 10 полос поглощения, нижняя же компонента полос поглощения не содержит. В др. случаях в спектре кристалла близко друг к другу могут располагаться полосы, принадлежащие переходам, различным образом ориентированным в молекуле. Такие полосы обладают существенно различными поляризац. отношениями p (рис. 11); здесь часть полос поглощения наблюдается

только в нижней компоненте спектра, другие наиболее интенсивны в верхней компоненте. Анизотропия спектров органич. кристаллов может заключаться не только в различной поляризации отдельных полос, но и целых неразрешенных систем полос, образующих широкие колоколообразные кривые.

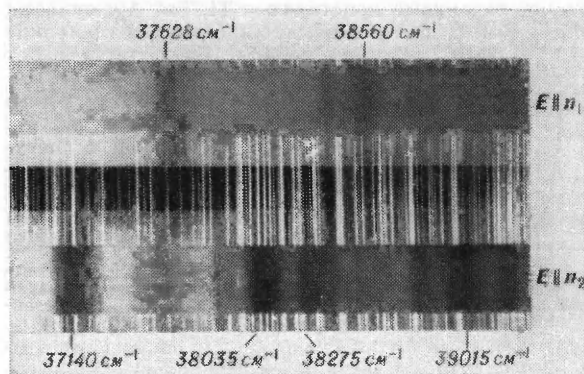


Рис. 11. Спектр поглощения монокристалла аллилбензола $(C_9H_8C_3H_5)$ в поляризованном свете при 20° К. Верхняя и нижняя компоненты спектра получены при ориентации светового вектора E вдоль двух разных осей показателя преломления кристалла.

Инфракрасные спектры. Известны инфракрасные спектры поглощения большого числа кристаллов органич. соединений разных классов (алифатических, ароматических, галоген-, кислород- и азотсодержащих). Большинство этих спектров обладает ярко выраженной полосатой структурой в исследованном диапазоне от 15—20 до 3 мк. Показатели поглощения в максимумах полос достигают $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Интерпретация этих спектров проведена по тем же принципам, что и инфракрасных спектров молекул, и основывается на сопоставлении отдельных пиков поглощения с нормальными колебаниями молекул. Найдено расщепление вырожденных молекулярных колебаний, к-рое связано с искажением молекул в решетке кристалла и с изменением в связи с этим их симметрии. Ряд кристаллов был исследован в поляризованном свете; было обнаружено слабое расщепление (3—8 см^{-1}) некоторых невырожденных колебаний. Этому расщеплению приписывается экситонное происхождение.

Электронные спектры поглощения. Сильным поглощением в видимой или близкой ультрафиолетовой областях спектра обладают органич. кристаллы, построенные из ароматич. или гетероциклич. молекул (показатели поглощения до 10^5 — 10^6 см^{-1}). Кристаллы, построенные из насыщенных органич. молекул, обычно прозрачны в близкой ультрафиолетовой области спектра и поглощают свет в далекой ультрафиолетовой области (короче 2000 Å). Спектры таких кристаллов практически не изучены.

Поглощение в ароматич. кристаллах чаще всего обязано возбуждению π -электронов молекул, к-рые слабо связаны с углеродным каркасом. Эта группа электронов образует одно легковозбудимое электромагнитным полем облако, к-рое в значит. мере экранировано периферийными атомами водорода или радикалами от межмолекулярных воздействий и мало участвует в кристаллич. связях.

Детальное сопоставление низкотемп-рных спектров органич. кристаллов со спектрами паров того же соединения (бензол, нафталин, фенантрен и др.) показывает, что наряду с общим сходством этих спектров, отдельным переходам на невырожденные одиночные возбужденные уровни в молекуле отвечают мультиплеты

резко поляризованных полос поглощения в спектре кристалла (рис. 12). Такие полосы получили название чисто кристаллических. Они связаны с проявлением экситонного характера спектра и отвечают электронным переходам в относительно широкие экситонные зоны энергии.

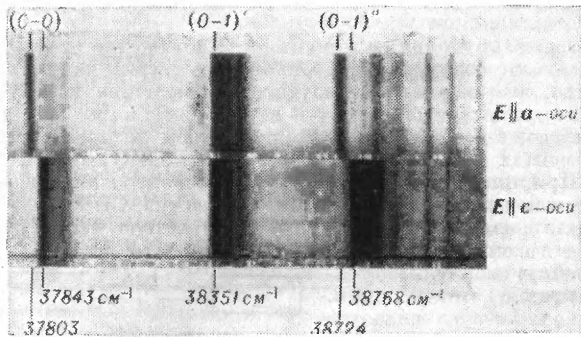


Рис. 12. Спектр поглощения монокристалла бензола (C_6H_6) в поляризованном свете при $20^\circ K$. Верхняя компонента спектра получена при ориентации электрич. вектора падающего света вдоль a -оси решетки бензола; нижняя — вдоль c -оси. В области чистоэлектронного [(00)] и электронноколебат. [(0-1)] переходов видны резко поляризованные полосы поглощения ($37803-37843\text{ см}^{-1}$ и $38724-38768\text{ см}^{-1}$), образующие экситонные (давидовские) дублеты с расщеплением 40 и 44 см^{-1} соответственно. В электронноколебат. переходе 38351 см^{-1} [(0-1)] экситонное расщепление отсутствует.

По закону сохранения импульса, под влиянием световой волны в кристалле разрешенными будут переходы в те точки экситонных зон, для к-рых квазиимпульс экситона равен импульсу фотона. Так как одиночному молекулярному уровню отвечают неск. различных экситонных зон (по числу молекул в элементарной ячейке кристалла), соответствующие оптич. переходы различаются по энергии; в спектре будут наблюдаться неск. полос с поляризацией, определяемой симметрией кристалла. Для установления правил отбора и поляризации при переходах в экситонные зоны разработаны методы, основанные на применении теории групп симметрии. Экситонные зоны могут иметь существенно различные ширины, поэтому в том случае, когда их ширина меньше, чем полуширина полос поглощения, в спектре не будет обнаружено расщепление молекулярной полосы. В связи с этим экситонными обычно наз. полосы, для к-рых экситонное расщепление наблюдается экспериментально (т. н. давидовское расщепление [1]). Те полосы, для к-рых давидовское расщепление мало и не обнаруживается на опыте, наз. молекулярными полосами спектра кристалла. Обнаружено, что давидовское расщепление может достигать десятков и сотен см^{-1} . Количеств. измерения интенсивности экситонных полос поглощения показывают, что поляризац. отношение для них часто резко отличается от определяемого по модели ориентированного газа. При интерпретации экситонных полос нельзя пренебрегать межмолекулярным взаимодействием. Именно оно приводит к смешиванию состояний свободной молекулы, нарушает модель ориентированного газа и определяет специфику этих полос (см. Экситон).

Люминесценция. В соответствии с механизмом возникновения люминесценция органич. кристаллов делится на три типа: 1) Примесная люминесценция, возникающая в результате прямого возбуждения светом электронов примесных молекул или дефектов в решетке кристалла; 2) Экситонно-индуциров. примесная люминесценция, связанная с передачей энергии

возбуждения от основной решетки к примесным молекулам или дефектам; 3) Экситонная люминесценция, являющаяся результатом непосредств. аннигиляции экситонов, созданных благодаря поглощению света в основной решетке кристалла.

Реальные органич. кристаллы содержат заметное число примесей и дефектов, поэтому в подавляющем большинстве исследований получены данные о примесной или «дефектной» люминесценции. Собственная (экситонная) люминесценция чаще всего бывает заметно ослаблена или совсем потушена этими примесями.

Так же, как и в спектрах поглощения, общий вид спектров люминесценции органич. кристаллов близок по характеру к спектрам свободных молекул. Однако структура полос люминесценции, их поляризация, интенсивность (квантовый выход) и параметры релаксации существенно зависят от механизма возникновения люминесценции.

С. к. является не только мощным методом физ. исследования кристаллов, но и дает важные результаты для прикладного использования кристаллов в качестве активных сред в оптич. квантовых генераторах (см. Оптический генератор), оптич. материалов, используемых в качестве люминофоров разного назначения (кристаллофосфоры), сцинтилляторов, фотосопромышлений и фотодиодов, разного рода преобразователей световой энергии и т. д. С. к. используется также для целей качеств. и количеств. анализа примесей в кристаллах.

Лит.: 1) Давыдов А. С., Теория поглощения света в молекулярных кристаллах, Киев, 1951, Тр. Ин-та физики УССР, вып. 1; 2) Прихотько А. Ф., «Оптика и спектроскопия», 1957, т. 3, вып. 5, с. 434; 3) Броуде В. Л., Прихотько А. Ф., Рашба Э. И., «УФН», 1959, т. 67, вып. 1, с. 99; 4) Броуде В. Л., там же, 1961, т. 74, вып. 4, с. 577; 5) Ночстрассер Р. М., «Rev. Modern Phys.», 1962, в. 34, № 3, p. 531; 6) Wolf Н. С., «Solid State Phys.», 1959, в. 9, p. 1; 7) Мак-Клюр Д., «УФН», 1961, т. 74, вып. 1, с. 87.

В. Л. Броуде.

СПЕКТРОСКОПИЯ МАГНИТНАЯ — см. Магнитная спектроскопия.

СПЕКТРОСКОПИЯ МИКРОВОЛНОВАЯ — исследует спектры веществ в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн (микроволны). Т. к. в этот диапазон попадает большинство вращательных и вращательно-инверсионных спектров молекул, наблюдение к-рых в твердых телах и жидкостях невозможно, то С. м. часто отождествляется с радиоспектроскопией газов. Вращат. свойства молекулы, как и твердого тела, определяются ее моментами инерции I_x , I_y и I_z относительно связанных с ней подвижных координатных осей x , y , z (принято такое обозначение осей, при к-ром $I_x < I_y < I_z$). Соотношения между I_x , I_y и I_z различны у линейных молекул и молекул типов сферического, симметричного и асимметричного волчков (см. Молекулярные спектры). Линейные молекулы имеют лишь один отличный от нуля момент инерции ($I = I_z \gg I_y$). Их вращательные энергетич. уровни описываются соотношением [1]:

$$E_J = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1), \quad (1)$$

где h — постоянная Планка, $J = 0, 1, 2 \dots$ — вращательное квантовое число. Для дипольных переходов в линейной молекуле (правило отбора $\Delta J = \pm 1$):

$$h\nu = E_J - E_{J-1} = \frac{h^2}{4\pi^2 I} (J-1). \quad (2)$$

Молекулы типа сферич. волчка ($I_x = I_y = I_z$) не обладают вращат. спектрами и не представляют интереса для С. м. В молекуле типа симметричного волчка два из трех моментов инерции совпадают. Симметричный волчок наз. в ы т я н у т ы м, если $I_x = I_y$,

и сплюснутым, если $I_z = I_y$. Вращат. уровни молекулы типа симметричного волчка:

$$E_{JK} = h \begin{cases} BJ(J+1) + (C-B)K^2 - & \text{для вытянутого волчка} \\ BJ(J+1) + (A-B)K^2 - & \text{для сплюснутого волчка} \end{cases} \quad (3)$$

где $K = -J, -(J+1), \dots, 0, \dots, +J$ — число, характеризующее величину проекции момента вращения молекулы I на ее ось симметрии;

$$A = h^2/8\pi^2 I_x, \quad B = h^2/8\pi^2 I_y, \quad C = h^2/8\pi^2 I_z -$$

вращательные постоянные молекулы. Правила отбора для дипольных переходов в симметричном волчке: $\Delta J = \pm 1, \Delta K = 0$, откуда частоты переходов:

$$\nu_J = 2B(J+1). \quad (4)$$

Для описания уровней энергии молекулы типа асимметричного волчка ($I_x \neq I_y \neq I_z$) также достаточно двух индексов J и $\tau = -J, -(J+1), \dots, 0, \dots, +J$; однако τ не имеет четкого физ. смысла, как число K . Вращат. уровни молекулы типа асимметричного волчка:

$$E_{J\tau} = 1/2 h \{ (A+C)J(J+1) + (A-C)W_{\tau}^J(\kappa) \}, \quad (5)$$

где $\kappa = (2B - A - C)/(A - C)$ — параметр асимметрии молекулы, а $W_{\tau}^J(\kappa)$ — универсальная ф-ция параметра κ (табулирована). Правила отбора для вращат. переходов асимметричного волчка зависят от ориентации дипольного момента относительно осей x, y, z [1, 2].

Т. о., расчет вращат. спектра молекулы требует знания вращат. постоянных (т. е. моментов инерции молекулы). Последние легко могут быть вычислены, если известна конфигурация молекулы (в предположении, что молекула — жесткое образование). Такой расчет в первом приближении удовлетворительно согласуется с опытом и позволяет по измеренным вращат. спектрам определить геометр. структуру молекулы (параметры равновесной конфигурации — значения длин связей и углов между связями, см. Молекула).

Представление о молекуле как о жестком образовании весьма приближенно. Существование колебаний в молекуле приводит к расщеплению спектральных линий вращат. спектра и возникновению тонкой структуры. Это — т. н. l -удвоение в линейных молекулах и в молекулах типа симметричного волчка, а также инверсионное расщепление в молекулах типа симметричного волчка, обладающих плоскостью инверсии [1]. Пример молекулы с ярко выраженным спектром l -удвоения — молекула HCN. Переходы между уровнями l -удвоения в этой молекуле попадают в диапазон длин волн $\lambda \sim 3$ мм. Единственная молекула, у которой экспериментально наблюдается инверсионный спектр, аммиак (обычный NH_3 и с замещением водорода дейтерием NH_2D, NHD_2 и ND_3). Инверсионный спектр NH_3 попадает в область $\lambda \approx 1,3$ см, инверсионный спектр ND_3 лежит в диапазоне $\lambda \approx 15-18$ см. Обе эти молекулы используются в молекулярных генераторах.

Сверхтонкая структура вращат. молекулярных спектров обусловлена очень слабыми взаимодействиями электрич. и магнитных моментов атомных ядер между собой и с полем электронов в молекуле. Хорошо исследована квадрупольная сверхтонкая структура спектров, обусловленная взаимодействием квадрупольного момента ядер с электрическим внутримолекулярным полем, и магнитная сверхтонкая структура, связанная с взаимодействием магнитных моментов ядер между собой (спин-спиновое взаимодействие) и с магнитным полем, обусловленным вращением молекулы как целого.

Как квадрупольное, так и магнитное взаимодействия моментов атомных ядер с внутримолекулярными полями приводят к снятию вырождения энергетич. уровней относительно взаимной ориентации спина ядра S и вращат. момента молекулы J . В результате этого энергетич. уровни молекул расщепляются на $2S+1$ подуровней при $J > S$ (или $2J+1$ подуровней при $J < S$). Квадрупольное взаимодействие имеет место лишь при $S > 1/2$ (ядра с $S = 1/2$ или 0 не обладают квадрупольным моментом). Наблюдение на опыте квадрупольной сверхтонкой структуры, как правило, не представляет трудностей (величина квадрупольного расщепления $\Delta\nu >$ неск. десятков кГц) и дает информацию о спине, квадрупольном и магнитном моментах ядер, входящих в состав молекулы.

Принципиальное устройство радиоспектроскопа изображено на рис. 1. Излучение генератора СВЧ поступает в волноводную ячейку, заполненную исследуемым газом. Пройдя через ячейку, излучение детектируется приемником, сигнал к-рого подается на регистрирующий прибор (напр., осциллограф). Детектор устроен так, что сигнал на его выходе

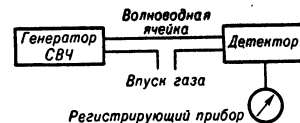


Рис. 1.

пропорционален поглощенной в волноводе мощности. Если поглощение носит резко выраженный резонансный характер, то плавное изменение частоты генератора, определяют резонансную частоту и интенсивность поглощения.

Важнейшие параметры радиоспектроскопа — чувствительность и разрешающая сила. Чувствительность определяется миним. коэфф. резонансного поглощения в волноводе α_v , при к-ром может наблюдаться резонансная линия с отношением сигнала к шуму, равным 1. Т. к. интенсивность поглощенного сигнала L , прошедшего через поглощающую ячейку, изменяется по закону:

$$L = L_0 \exp(-\alpha_v l) \quad (6)$$

(где L_0 — начальная интенсивность сигнала, l — длина волноводной ячейки), то при малых α_v необходимы достаточно длинные волноводные ячейки. Однако «паразитное» поглощение сигнала в стенках волновода ограничивает l . Можно показать [2], что оптимальная длина

$$l_{\text{опт}} = 2/\alpha_v, \quad (7)$$

где α_v — коэфф. поглощения в стенках волновода. Т. к. $l_{\text{опт}}$ может оказаться очень большой, что неудобно для лабораторных исследований, то вместо волноводной ячейки часто применяются объемные резонаторы, имеющие большую добротность Q . Эффективная длина таких резонаторов зависит от их Q :

$$l_{\text{эфф}} = \lambda^2 Q / \pi \lambda_v, \quad (8)$$

где λ — длина волны излучения в свободном пространстве, а λ_v — в волноводе, отрезком к-рого является резонатор. В микроволновом диапазоне можно сконструировать резонаторы с $Q \sim 10^3-10^4$, поэтому $l_{\text{эфф}}$ может достигать неск. м при небольших геометр. размерах резонатора (неск. см). Недостаток резонаторных ячеек по сравнению с волноводными — их узкополосность; практически для каждой спектральной линии необходимо конструировать отдельный резонатор, что затрудняет поиск линий, частота к-рых не известна с нужной степенью точности. Поэтому в поисковых спектроскопах применяются только волноводные ячейки.

Минимально обнаружимый α_v зависит от конструкции и качества радиоприемного устройства. С по-

мощью современных чувствит. супергетеродинах спектров при оптимальных размерах ячейки можно обнаруживать линии в газе с $\alpha_v = 10^{-8} - 10^{-9} \text{ см}^{-1}$. Однако частоту супергетеродинов трудно перестраивать в широком диапазоне. Поэтому они пригодны для наблюдений спектральных линий, частота к-рых известна с достаточной степенью точности. В поисковых же спектроисследованиях пользуются широкополосными видеосуилителями. Чувствительность спектроисследования возрастает также с увеличением мощности сигнала. Но последняя ограничена эффектом насыщения (см. Радиоспектроисследования), наиболее резко проявляющимся в разреженных газах.

Для повышения чувствительности радиоспектроисследования интенсивность линии модулируют наложением электрического или магнитного поля (штарковская или зеемановская модуляция). Модуляция интенсивности происходит за счет расщепления спектр. линии в электрическом (Штарка явление) или магнитном (Зеемана явление) полях.

Т. к. в микроволновом диапазоне существуют достаточно мощные монохроматич. источники излучения (клизтроны), то разрешающая сила радиоспектроисследования определяется естествен. шириной спектр. линии, к-рая в газе обусловлена гл. обр. уширением из-за Доплера эффекта и соударениями молекул друг с другом и со стенками сосуда, содержащего газ. Уширение линий из-за соударений молекул между собой (ударную ширину) можно уменьшить, понижая давление в ячейке, пока позволяет чувствительность радиоспектроисследования (с понижением плотности вещества α_v линейно уменьшается). Практически давление в ячейках p обычно $\sim 10^{-3} \text{ мм.рт.ст.}$. Именно при $p \leq 10^{-3} \text{ мм.рт.ст.}$ имеет смысл понятие о спектре отдельной молекулы. При больших p спектр поглощения начинает сильно зависеть от плотности газа. Ударная ширина линии в газе при $p \sim 10^{-3} \text{ мм.рт.ст.}$ может быть представлена в виде [2]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0 p, \quad (9)$$

где $\Delta\nu_0$ — ширина линии при $p = 1 \text{ мм.рт.ст.}$, обычно $\Delta\nu_0 \sim 1 - 5 \cdot 10^7 \text{ гц.}$ При меньших p решающую роль начинает играть уширение из-за эффекта Доплера: частота молекулы, движущейся со скоростью v , изменяется на величину:

$$\delta\nu = -v_0 \beta s (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad (10)$$

где $\beta = v/c$, s — единичный вектор в направлении распространения электромагнитной волны, v_0 — резонансная частота спектральной линии для покоящейся молекулы. При хаотич. движении молекул в газе это приводит к уширению спектр. линии $\Delta\nu_D$. Для газов $\Delta\nu_D$ зависит от темп-ры T . Расчет показывает [2], что с точностью до β^2 (к-рая обычно очень мала):

$$\Delta\nu_D = 3,57 \cdot 10^{-7} \sqrt{T/M} \cdot v_0, \quad (11)$$

где M — масса молекулы. Если $v_0 \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ гц}$ ($\lambda \approx 1 \text{ см}$), то для молекул с M в неск. дес. АЕМ (атомных единиц массы) при комнатной темп-ре $\Delta\nu_D \sim 50 - 70 \text{ гц.}$

Разработан ряд способов уменьшения ширины спектральных линий с целью увеличения разрешающей силы радиоспектроисследований. Наиболее эффективен метод молекулярных пучков: в молекулярном пучке практически полностью отсутствует взаимодействие молекул между собой, что устраняет ударное уширение спектр. линий, а направленность движения молекул в пучке позволяет значительно уменьшить $\Delta\nu_D$ (если скорость молекул пучка перпендикулярна направлению распространения электромагнитной волны s , то $\Delta\nu_D = 0$). Ширина линии в методе

молекулярных пучков определяется в основном конечным временем взаимодействия молекул с электромагнитным полем и может быть уменьшена до 1000 гц и меньше, что позволяет изучать не только квадратичную, но и магнитную сверхтонкую структуру.

Сужение ширины спектр. линий (как понижением давления, так и применением молекулярных пучков) связано с уменьшением интенсивности спектр. линии, что не дает возможности наблюдать спектры сравнительно малой интенсивности. Однако существуют методы, радикально повышающие интенсивность спектр. линий в пучках (сортировка по состояниям) и разреженных газах (подсветка или накачка). Способы реализации этих методов различны, но сущность их одинакова: коэфф. поглощения α_v пропорционален разности населенностей энергетич. уровней ($N_2 - N_1$), между к-рыми происходит переход (рис. 2). В радиодиапазоне разность ($N_2 - N_1$) пропорциональна $h\nu/kT$, ν — частота перехода (см. Радиоспектроисследования), к-рая при комнатной темп-ре очень мала (при $\nu = 3 \cdot 10^{10} \text{ гц}$, $T = 300^\circ \text{ К}$, $kT/h\nu \approx 10^3$). Однако, если в значительной мере «очистить» от частиц конечное состояние (напр., верхний энергетич. уровень) или увеличить в неск. раз населенность в начальном состоянии, то можно выиграть в интенсивности спектр. линии в $kT/h\nu$ раз.

Для молекулярного пучка отсортировать молекулы, находящиеся в определенном состоянии, можно с помощью неоднородных стационарных электрических или магнитных полей (см. Молекулярный генератор). В газе населенность частиц на к.-л. из уровней увеличивают с помощью подсветки вспомогат. излучением (см. Квантовые усилители).

С. м. получила большое развитие как эффективный метод физ. и химич. исследований. Измерение частот вращат. спектров молекул позволяет определить с большой степенью точности их структуру и изучить природу связи атомов в молекуле. Недоступная для оптич. измерений разрешающая сила радиоспектроисследований дает возможность измерять величину взаимодействия ядерных моментов между собой и с полем молекулы, что помогает изучать не только структуру молекул, но и строение ядра.

Лит.: 1) Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроисследования, пер. с англ., М., 1959; 2) Горди В., Смит В., Трамбуаруло Р., Радиоспектроисследования, пер. с англ., М., 1955. А. Н. Ораевский.

СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛЯРНАЯ — раздел спектроисследования, связанный с изучением молекулярных спектров. В С. м. исследуются спектры газообразных, жидких и твердых тел, состоящих из молекул изучаемого вещества, или растворов, смеси, смешанные кристаллы, адсорбаты, сополимеры и более сложные физико-химич. и биологич. структуры, содержащие, кроме изучаемых, еще и молекулы др. веществ. В связи с этим в С. м. определяются 2 основные проблемы: исследование спектров молекул в связи с их строением и исследование спектров физич. тел в связи со строением и характером взаимодействия образующих их молекул. Обе проблемы взаимосвязаны и, естественно, допускают постановку обратных задач: исследования по спектрам строения молекул взаимодействий между ними.

Расположение вращательных, колебательных и электронных уровней молекул определяется по положению линий и полос в спектрах поглощения, испускания и комбинационного рассеяния. Вероятности перехода определяются по значениям поглощения похазателя, связанного с Эйнштейна коэффицентом B_{lm} , либо по значениям длительности затухания люминесценции, обратно пропорциональной коэфф. из-

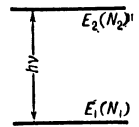


Рис. 2.

лучения Эйнштейна A_{mn} . Ориентация моментов перехода в молекулах исследуется по направлению плоскости поляризации поглощения (или излучения) при исследовании спектров тел с упорядоченным расположением образующих их молекул (молекулярные кристаллы, кристаллич. растворы и т. п.). В телах с изотропным распределением молекул *поляризованная люминесценция* позволяет исследовать взаимную ориентацию моментов перехода, связанных с поглощением и излучением, а также природу (мультипольность) соответствующих переходов.

Исследования производятся в основном спектральной аппаратурой с соответствующими поляризац. приборами. Для измерения длительности возбужденного состояния, изменяющейся от неск. секунд до 10^{-11} сек, спектральная аппаратура сочетается с *фосфороскопами*, *тауметрами* или *флуорометрами*.

Необходимые свойства спектральной аппаратуры (разрешающая способность) определяются шириной исследуемой полосы. Контуры широких сплошных электронных полос передаются с достаточной точностью даже спектрофотометрами с выделяемым спектральным интервалом $\Delta\nu = 20-100 \text{ см}^{-1}$. Колебательные полосы в инфракрасных спектрах требуют разрешения порядка $\Delta\nu = 1-3 \text{ см}^{-1}$, причем в нек-рых случаях приходится принимать меры к исключению аппаратной ф-ции. Линии вращательной структуры в спектрах газов и паров имеют при обычных условиях ширину $\sim 0,1-1,0 \text{ см}^{-1}$ и требуют для исследования контура приборов высокой разрешающей способности. Во мн. случаях эти линии изучают с помощью приборов, выделяющих спектральный интервал, более широкий, чем исследуемая линия, или даже включающий несколько линий вращательной структуры. В этих условиях закон Бугера — Ламберта — Бера становится неприменимым, определить спектральные значения показателя поглощения оказывается невозможным и для описания результатов опыта пользуются *поглощения функцией* и приближенными законами поглощения.

Экспериментально определяемая форма полос и линий, положение их максимумов, а также значения показателей поглощения или длительности возбужденных состояний являются характеристиками индивидуальных молекул только при опытах с достаточно разреженными газами. В сжатых газах, растворах (жидких и твердых) и кристаллах все характеристики спектров (положение, форма, интенсивность, характер поляризации) существенно зависят также и от межмолекулярных взаимодействий. Эти взаимодействия подразделяются на универсальные, действующие между молекулами во всех без исключения случаях, и специфические, определяемые индивидуальными характеристиками исследуемой молекулы и взаимодействующей с ней частицы.

Для молекул, находящихся в конденсированной среде, сравнение т. н. «истинных» спектров (полученных из экспериментально определяемых после учета универсальных взаимодействий) со спектрами разреженных газов позволяет получить сведения о специфич. межмолекулярных взаимодействиях.

Весьма плодотворна методика приближенного описания универсальных взаимодействий с помощью понятий, развитых в совр. теории диэлектриков, т. е. рассмотрения растворителя как сплошной диэлектрич. среды, характеризующейся определенными значениями показателя преломления n и диэлектрич. проницаемости ϵ . В такой модельной системе входящие в измерит. аппаратуру источник и приемник радиации находятся в воздухе ($n = 1$), а молекулы окружены диэлектрич. средой ($n > 1$), в к-рой напряженность поля световой волны, т. е. интенсивность света, изменена по сравнению со случаем исследования паров.

Кроме того, свойства уровней молекулы, отвечающие различным структурам ее электронного облака (поляризуемости, дипольного момента), также испытывают при введении в диэлектрич. среду определенные изменения. Учет всех этих обстоятельств позволяет с удовлетворительным приближением вычислить по экспериментально наблюдаемым спектрам тела «истинные» спектры.

В кристаллах своеобразные коллективные взаимодействия вызывают появление новых экситонных полос (см. *Спектроскопия кристаллов*), а также резкие изменения всех характеристик собственно молекулярных спектров. В газовых системах узкие линии поглощения испытывают расширение при воздействии окружающих частиц на исследуемые молекулы, что приводит в рамках эмпирич. законов поглощения при неразрешенных структурах к кажущейся зависимости молекулярного поглощения от примеси посторонних прозрачных газов. Весьма своеобразные спектральные проявления межмолекулярных взаимодействий наблюдаются в случае квазилинейчатых спектров, открытых Э. В. Шпольским и др.

Изучение молекулярных спектров служит основой *молекулярного спектрального анализа* состава и строения вещества. Вращательные спектры служат при этом для определения деталей ядерного строения молекул; колебательные спектры, особенно инфракрасные, в силу своей избирательности — незаменимое средство анализа вещества на наличие тех или иных спектральных групп. Для этой цели существуют спец. таблицы и развита система документации молекулярных спектров, включающая описание и систематизацию колебательных спектров десятков тысяч химич. соединений. В нек-рых случаях чувствительность молекулярного спектрального анализа (особенно спектрально-люминесцентного) не уступает чувствительности эмиссионного атомного анализа. Большинство методов С. м. не сопряжено с активным воздействием на исследуемый объект, что делает С. м. незаменимым средством изучения химич., физико-химич. и биологич. процессов.

См. также *Инфракрасная спектроскопия*, *Комбинационное рассеяние света*, *Спектроскопия микроволновая*.

Лит. см. при ст. *Молекулярные спектры*.

В. С. Непорент.

СПЕКТРОСКОПИЯ ПРАКТИЧЕСКАЯ. Источники и к а м и в о з б у ж д е н и я оптич. спектров испускания атомов могут служить: спец. печи (печи Кинга), пламена, дуги и искры, разряды при низких давлениях. Источниками, работающими на воздухе, являются также разновидности электрич. дуг — плазматроны и *оптические генераторы* (лазеры). Темпер. пламен лежат в пределах $1800-5000^\circ \text{C}$, электрич. дуг — $4000-7000^\circ \text{C}$, искры — $10\,000^\circ \text{C}$. Еще более высокую темп-ру имеют источники импульсных разрядов. В соответствии с темп-рой источников для получения спектров нейтральных атомов легко возбуждаемых элементов в инфракрасной (ИК) и видимой областях применяют пламена и дуги, в видимой и ультрафиолетовой (УФ) областях — дуги и искры; спектры трудновозбуждаемых элементов и многократных ионов от ближайшей до вакуумной УФ области получают с помощью искровых и импульсных разрядов.

К источникам, работающим при пониженном давлении ($0,1-10 \text{ мм рт. ст.}$), относятся газоразрядные трубки постоянного тока, безэлектродный высокочастотный разряд, трубки с полым катодом; в них возбуждаются спектры атомов и ионов в видимой и УФ областях.

В пламенах, дугах, искрах и в источниках при пониженном давлении возбуждаются также электрон-

ные спектры испускания молекул, молекулярных ионов и радикалов.

Для исследования атомного поглощения применяют источники непрерывного спектра — раскаленные тела, разряды при высоком давлении в парах металлов и в газах, ртутные лампы сверхвысокого давления, взрывы проволок в капиллярах, ксеноновые лампы, разряды в водороде и в гелии при больших силах тока, а также газоразрядные трубки при низких давлениях, испускающие узкие резонансные линии данного элемента. Для изучения молекулярного поглощения в видимой и УФ областях служат те же источники непрерывного спектра, а в ИК области — глобары, штифты Нернста и ртутные лампы (в далекой ИК области) (см. *Инфракрасная спектроскопия*). Спектры люминесценции возбуждают с помощью источников непрерывного и линейчатых спектров — обычных и спектральных ламп, а также дуг и искр.

Релеевское и комбинационное рассеяние света наблюдают при освещении вещества источником, имеющим далеко расположенные яркие и узкие линии и относительно малую интенсивность непрерывного спектра. Широко используются ртутные лампы высокого давления (типа ПРК). Более пригодны спец. ртутные лампы низкого давления, работающие при больших плотностях тока и имеющие узкие спектральные линии и ничтожный непрерывный фон. Во избежание флуоресценции и фотохимич. разложения применяют также источники более длинноволновых излучений [3].

Мощные оптические квантовые генераторы применяются как для испарения пробы, так и для возбуждения атомных оптич. спектров испускания. Излучение рубинового лазера может быть получено в виде достаточно узкой спектральной линии, а ширина линии газового лазера во много раз меньше естеств. ширины. Это делает их пригодными для исследования рэлеевского и комбинационного рассеяния света.

Спектральные приборы, за исключением распространенных абсорбционных *светофильтров*, представляют собой резонансные анализаторы и служат для пространств. или временного разложения потока излучения Ф.

Приемники излучения можно условно разделить по принципу их действия на тепловые, фотоэлектрические и химические. Применяются также преобразователи излучения одной длины волны в другую — люминесцирующие вещества («сенсibilизаторы» — минеральное масло, салициловокислый натрий), а также *электроннооптические преобразователи*. Суммарная реакция любого из этих приемников на падающее излучение прямо зависит от количества поглощенной энергии и, следовательно, от светового потока. Реакция единицы поверхности хим. приемников излучения определяется их освещенностью.

Для «согласования» источника, спектрального прибора и приемника, т. е. для оптимального использования мощности излучения, служат осветительные или конденсорные системы, действие к-рых сводится к пространств. перераспределению излучения. Способ согласования зависит от характера задачи, размеров и типа источника, особенностей спектрального прибора и типа приемника. Так, при заданной яркости источника макс. поток излучения, поступающего в спектрограф, ограничен размерами щели и коллиматорного объектива. Плоский однородный источник подходящих размеров $A \times B$, находящийся на расстоянии l от щели, полностью заполняет излучением коллиматорный объектив (рис. 1). В этом случае при фотографич. регистрации освещенность фотослоя определяется отверстием камерного объектива и не зависит от высоты щели. Освещенность можно увеличить, поместив перед фотослоем цилиндрич. линзу [8]. Тогда целесообразно применение

более высокой щели. Если же приемник реагирует непосредственно на поток, величина последнего пропорциональна высоте щели.

Когда размеры источника и его расстояние от щели не обеспечивают заполнения коллиматорного объектива, прибегают к конденсорным линзам.

Для лучшего использования потока излучения от протяженного источника

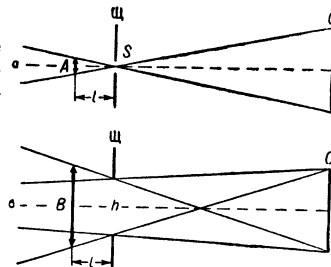


Рис. 1. Схема заполнения коллиматорного объектива от протяженного источника: Щ — входная щель ширины S и высоты h ; O — коллиматорный объектив; l — расстояние источника до щели; A и B — его размеры; a — разрез поперек щели, b — вдоль щели.

применяют делители изображения — «слайсеры». Они позволяют освещать большие участки щели по высоте (рис. 2). Совместное применение слайсеров и цилиндрич. линз дает значит. выигрыш в освещенности при фотографич. регистрации [8].

Вибрации, толчки и изменение температуры и давления могут привести к нарушению фокусировки и к смещению спектральных линий. Поэтому большие спектральные приборы термостатируют, а изменение давле-

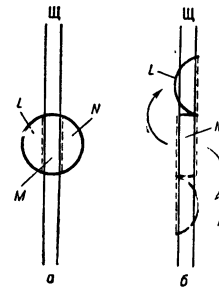


Рис. 2. Принцип освещения щели с помощью делителя изображений: a — без делителя, используется только центральная часть M изображения источника (светового пятна); b — делитель изображения (состоящий из комбинации зеркала или призмы) перемещает на щель участки светового пятна L и N выше и, соответственно, ниже ранее освещенной части M .

ния компенсируют введением прозрачной пластинки в ход лучей после щели; эталон Фабри — Перо легко баростатировать.

Измерение длин волн. Эталоны длин волн. Абс. значение длины волны λ можно в принципе найти из любого интерференционного или дифракционного опыта. Напр., если известна постоянная дифракционной решетки b и измерены углы падения i и дифракции φ , то λ находят из соотношения $m\lambda = b(\sin i + \sin \varphi)$, где m — порядок спектра (см. *Дифракционная решетка и Дифракционные спектры*). За первичный эталон принята длина волны оранжевой линии изотопа Kr^{86} , измеренная в вакууме и связанная с новым определением метра:

$$\lambda_0 Kr^{86} = 6057,80211 \text{ \AA} \text{ в вакууме,}$$

$$\lambda Kr^{86} = 6056,12525 \text{ \AA} \text{ в воздухе;}$$

погрешности этих значений равны $4 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ [14]. Обычное определение длин волн спектральных линий производится методом интерполирования по длинам волн вторичных и третичных эталонов. Вторичные эталоны — спектральные линии, сопоставленные с первичным эталоном интерферометрич. методом. Считается, что они верны с точностью до 0,001 или 0,002 \AA . Длины волн третичных эталонов — ряда линий железа — получены с помощью дифракционных решеток или интерферометров с точностью до неск. тысячных \AA . В вакуумной УФ-области, где интерферометрич. измерения невозможны, эталоны определяют двумя путями. 1) По методу совпадений. Если линия с длиной волны λ получена с помощью дифракционной решетки в m -м порядке, то в порядке

m' ей соответствует $\lambda' = (m/m') \lambda$. 2) Вычислением λ из сериальных ф-л, или по разностям термов.

Определение длин волн методами интерполирования сводится к пересечению измеренных угловых или линейных расстояний между эталонными и неизвестными линиями в разности длин волн. При прочих равных условиях более точные результаты дают статич. методы регистрации (фотографирование, измерение по точкам). Сканирование спектров (в том числе применение регистрирующих микрофотометров) неизбежно вносит дополнит. ошибку, величина к-рой в первую очередь зависит от соотношения между постоянной времени регистрирующего устройства и длительностью прохождения линии перед выходной щелью.

Расстояния между линиями определяют с помощью измерит. микроскопов и компараторов, к-рые требуют спец. проверки при точных измерениях.

Спектрографы с призмами и дифракционными решетками. Рядом с неизвестным спектром фотографируют эталонный спектр сравнения. Для этой цели применяют диафрагмы, помещаемые в стигматич. приборах (призмных, с плоскими дифракционными решетками) перед щелью, а в случае вогнутых дифракционных решеток — непосредственно перед фотопластинкой.

Призмные спектры. Если эталонные и неизвестные линии лежат достаточно близко друг к другу, можно ограничиться линейной интерполяцией: $\lambda = \lambda_1 + [(\lambda_2 - \lambda_1)/(d_2 - d_1)](d - d_1)$, где d — отсчет по компаратору, а индексы 1 и 2 относятся к эталонным линиям. В остальных случаях пользуются ф-лой Гартмана: $\lambda = \lambda_0 + c/(d_0 - d)$, где λ_0, c, d_0 — постоянные, определяемые по трем известным длинам волн. Ф-ла с хорошим приближением представляет кривую дисперсии. С помощью геометрической проекции можно превратить призматич. дисперсию в линейную и заменить вычисления по ф-ле Гартмана простыми линейными измерениями [7].

Дифракционные спектры. Угловая дисперсия дифракционной решетки равна $d\varphi/d\lambda = m/b \cos \varphi$. Вблизи нормали к решетке $\varphi = 0$ (т. н. нормальный спектр), и $d\varphi = (m/b) d\lambda$, т. е. дисперсия постоянна и λ линейно зависит от φ . С увеличением φ дисперсия медленно возрастает пропорционально $1/\cos \varphi$. При измерении небольших участков спектров вблизи нормали можно вычислять λ по ф-ле

$$\lambda = \lambda_1 + A(d - d_1).$$

Если же спектр снят не вблизи нормали, то наиболее простая ф-ла для расчета имеет вид: $\lambda = \lambda_1 + A(d_1 - d) + B(d_1 - d)^2$. Постоянные определяют подстановкой λ и d для трех известных линий.

Эталон Фабри — Перо широко применяется при исследовании тонкой и сверхтонкой структуры спектральных линий, т. е. для определения разности

длин волн (и волновых чисел), меньших области дисперсии (постоянной) эталона $\lambda^2/2t$. Разность длин волн $\Delta\lambda_{a,b}$ двух компонент a и b (рис. 3) определяется с большой точностью из соотношения:

$$\Delta\lambda_{a,b} = \frac{\lambda^2 D_{i+1,a}^2 - D_{i,a}^2}{2t D_{i+1,a}^2 - D_{i,a}^2} = \frac{\lambda^2 D_{i+1,b}^2 - D_{i,b}^2}{2t D_{i+1,b}^2 - D_{i,b}^2} \equiv \frac{\lambda^2 \delta_{a,b}}{2t \Delta},$$

где λ — средняя длина волны, t — толщина эталона, D — диаметр кольца, i — номер кольца, считая от центра, $\delta_{a,b}/\Delta$ — относит. доля области дисперсии. Разность волновых чисел тех же компонент равна $\Delta\nu_{a,b} = \delta_{a,b}/\Delta \cdot 2t$. Разности $\Delta\lambda_{a,b}$ или $\Delta\nu_{a,b}$ можно также определить приближенно из промеров колец по одну сторону от центра интерференционной картины [9].

Определение волновых чисел. Непосредственными характеристиками состояния атомов и молекул являются волновые числа ν в вакууме и их разности. Измеряемые в воздухе длины волн $\lambda_{\text{возд}}$ связаны с $\nu_{\text{вак}}$ соотношением: $\nu_{\text{вак}} (\text{см}^{-1}) = 10^8/\lambda_{\text{возд}} \cdot n_{\text{возд}}$ ($\lambda_{\text{возд}}$ выражена в Å). Т. о., требуется знать зависимость показателя преломления $n_{\text{возд}}(\lambda)$. Наиболее точной считается ф-ла, предложенная Эдленом для показателя преломления n_c стандартного воздуха:

$$(n_c - 1) \cdot 10^8 = 6432,8 + \frac{2949810}{146 - \nu^2} + \frac{25540}{41 - \nu^2}, \quad (1)$$

ν (мк^{-1}) — волновое число в вакууме (стандартным воздухом наз. сухой воздух, содержащий 0,03% объемных CO_2 при нормальном давлении и темп-ре 15°C). Практически для пересчета $\lambda_{\text{возд}}$ в $\nu_{\text{вак}}$ более удобны таблицы, построенные по ф-ле (1) в области от 2000 Å до 1000 мк [12].

Калибровку спектрометров в УФ и видимой областях удобно производить по линиям испускания. В ИК области более удобны узкие и достаточно изолированные полосы поглощения, напр. индена (см. *Инфракрасная спектроскопия*), полистирола и др. [13].

Измерение спектральных интенсивностей. Источник излучения характеризуется спектральным распределением мощности излучения $w(\lambda)$ и пропорциональной ей яркостью $B(\lambda)$. Мощность излучения, приходящаяся на спектральный интервал λ_1, λ_2 ,

$$W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) d\lambda, \text{ наз. полной спектральной интен-}$$

сивностью источника в данном интервале.

Процесс измерения спектральной интенсивности сводится к следующему. Спектральный прибор улавливает часть мощности W и разлагает ее в спектр, определенный интервал которого, шириной $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, направляется на приемник. Мощность излучения, достигающая приемника, пропорциональна $B(\lambda) a(\lambda) \varepsilon(\lambda) \Delta\lambda$, $a(\lambda)$ — аппаратная функция, $\varepsilon(\lambda)$ — коэфф. пропускания спектрального прибора (см. *Монохроматоры, Спектральные приборы*). Соответственно, реакция приемника $i(\lambda) \sim B(\lambda) a(\lambda) \sigma(\lambda)$, $\sigma(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника. Величину реакции приемника $i(\lambda)$, по к-рой судят о спектральной интенсивности источника в интервале $\Delta\lambda$, часто наз. также «спектральной интенсивностью».

Характер реакции определяется конкретным типом приемника излучения. У тепловых и фотозлектрич. приемников это — величина электрич. сигнала, зависящая от мощности падающего на них светового потока. Глаз и фотослой реагируют на освещенность. Реакция фотослоя — почернение — зависит от освещенности E и длительности освещения t . Но суммарное действие света на почерненный участок фотослоя определяется всем падающим на этот участок световым потоком.

Измерение $i(\lambda)$ позволяет решать след. задачи: 1) сравнение относит. величины W_1 и W_2 в данной точке λ_1 ; 2) сравнение относит. величин W_1 и W_2 в разных точках λ_1 и λ_2 ; 3) определение абс. величины $W(\lambda)\Delta\lambda$ по измеренному значению $i(\lambda)$.

Измерение контуров спектральных линий и полос. Цель подобных измере-

ний, как правило, состоит в сравнении параметров линий, т. е. формы истинного контура $W(\lambda)$ и его полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$, с данными теории. Основная задача сводится к редукции видимого контура $i(\lambda)$ к истинному $W(\lambda)$, т. е. к исключению $a(\lambda)$.

а) Экспериментальное получение контура линии, близкого к истинному. В предельном случае задача сводится к регистрации линии с помощью прибора, имеющего «бесконечно узкую» аппаратную ф-цию. Вариант такого метода состоит в следующем. Измеряют видимый контур линии, регистрируемой с помощью эталонов Фабри — Перо возрастающей толщины t_1, t_2, \dots, t_k , при одних и тех же зеркалах. Ширина аппаратной ф-ции эталонов $\Delta\lambda_a = (\lambda^2/2t)f(r)$ при неизменном $f(r)$, где r — коэфф. отражения зеркал, будет убывать. Начиная с нек-рого $t > t_k$, видимый контур и его ширина перестанут меняться, т. е. в пределах ошибок опыта видимый контур линии будет представлять истинный.

б) Экспериментальное получение контура аппаратной функции $a(\lambda)$ представляет другой предельный случай. Практически дело сводится к выбору достаточно узкой линии по сравнению с шириной аппаратной ф-ции, желательной интенсивной и имеющей симметричный контур. В УФ и видимой областях это могут быть линии испускания, напр. линии эталонов. Для ИК области предложены как атомные линии, так и молекулярные полосы поглощения [16]. Ширину этих линий и полос оценивают с помощью приборов более высокого разрешения. Чрезвычайная малость ширины линий, испускаемых квантовыми генераторами, делает их принципиально пригодными для определения $a(\lambda)$.

Контур $a(\lambda)$ легко получить для линии комбинационного рассеяния. Он представляет собой видимый контур возбуждающей линии, полученный на том же спектральном приборе [8].

в) Сканирование спектра приводит к смещению линий, искажению их контура и, в частности, к изменению интенсивности в максимуме I_0 . То и другое зависит в первую очередь от отношения длительности прохождения линии перед выходной щелью δt к постоянной времени t регистрирующей системы. Поэтому смещения и изменения I_0 широкой и узкой линий в данном спектре будут различными. Детальный характер искажения контура и его смещения зависит также от формы истинного контура линии и природы t .

Документация спектров приведена в многочисленных атласах и таблицах. Ссылки на атласы и таблицы см., напр., в [2, 3, 10, 11].

Лит.: 1) Фриш С. Э., Техника спектроскопии, Л., 1936; 2) Методы спектрального анализа, под ред. В. Л. Левшина, М., 1962; 3) Зайдель А. Н. [и др.], Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов, Л. — М., 1960; 4) Манделштам С. Л., Введение в спектральный анализ, М., 1946; 5) Чулановский В. М., Введение в молекулярный спектральный анализ, 2 изд., М. — Л., 1951; 6) Шловоцкий А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; 7) Сойер Р., Экспериментальная спектроскопия, пер. с англ., М., 1953; 8) Брандмюллер И., Мозер Г., Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света, М., 1964; 9) Голанский И. С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955; 10) Рао Ч. Н. Р., Электронные спектры в химии, пер. с англ., М., 1964; 11) Кесслер И., Методы инфракрасной спектроскопии в химическом анализе, пер. с нем., М., 1964; 12) Coleman C. D., Voznan W. R., Meggers W. F., Table of wavenumbers, «Nat. Bur. Standards», 1960, Monograph 3, v. 1, 2000—7000 Å, v. 2, 7000 Å — 1000 μ; 13) Tables of wavenumbers for the calibration of infra-red spectrometers, «Pure Appl. Chem.», 1961, v. 1, № 4; 14) Батарчукова Н. Р., Карташев А. И., Ефремов Ю. П., в кн.: Физические проблемы спектроскопии, т. 1, М., 1962, с. 76; 15) Раутиан С. Г., «УФН», 1958, т. 66, вып. 3, с. 475; 16) Сешиадри К., Джонс Р. Н., там же, 1965, т. 85, вып. 1, с. 87; 17) Петраш Г. Г., «Труды ФИАН», 1964, т. 27, с. 3.

Х. Е. Стерин.

СПЕКТРОСКОПИЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ — исследование электронного строения веществ по их рентгеновским спектрам испускания и поглощения, а также по спектрам фотоэлектронов и по изохроматам тормозного и характеристич. рентгеновского излучения (см. *Спектры рентгеновские, Спектроскопия рентгеновских фотоэлектронов*). С. р. применяется в основном для выяснения: 1) природы химич. связи и зарядности ионов в молекулах газов и жидкостей и в твердых телах, 2) влияния сольватной оболочки на энергетич. уровни иона в растворе, 3) распределения валентных электронов и свободных разрешенных состояний по энергиям, 4) энергетич. ширины распределения Ферми в металлах и сплавах, 5) ширины зоны разрыва энергий между полосой валентных электронов и полосой проводимости диэлектриков и полупроводников, 6) потенциального поля внутри кристаллич. решетки. Форма рентгеновских спектров твердых тел является одним из лучших критериев точности расчетных методов совр. теорий металлов и диэлектриков.

Рентгеновские спектры испускания исследуют по зависимости интенсивности I излучения от энергии ϵ фотона. Это излучение получают [1—3] либо бомбардировкой электронами вещества, помещенного внутри рентгеновской трубки в качестве мишени (первичные спектры), либо освещением вещества первичными рентгеновскими лучами (флуоресцентные спектры). Спектры поглощения исследуют по зависимости массового коэфф. поглощения μ_m (или пропорциональной ему величины $t\mu_m$, где t — поверхностная плотность исследуемого образца) от ϵ [1]. Выделив щелью рентгеновского спектрометра (см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*) узкий участок тормозного спектра, измеряют его интенсивность I_0 ; поставив на пути лучей поглотитель в виде тонкого плоскопараллельного образца, снова измеряют интенсивность I . Определяют ординату спектра поглощения по формуле: $t\mu_m = 2,30 \lg(I_0/I)$. Повторив эти определения во многих точках спектра в области энергий фотонов, близких к энергии ионизации атома на один из его внутренних уровней (т. е. вблизи квантовой границы поглощения данным уровнем — т. н. краем поглощения), строят график спектра поглощения $t\mu_m(\epsilon)$. Определяя зависимость интенсивности I первичного спектра от напряжения V на рентгеновской трубке, получают изохромату $I(V)$ при постоянной энергии фотонов.

Непосредственные результаты измерений, получаемые во всех методах С. р., требуют спец. обработки, напр. исправления формы спектра на искажения, вносимые аппаратурой и конечной шириной внутреннего уровня атома [2].

Эмиссионная С. р. Энергии фотонов, соответствующие максимуму интенсивности нек-рых линий рентгеновского спектра, зависят от химич. связей излучающего атома со своими соседями и могут изменяться на неск. эв. Основная причина смещения таких линий — изменение зарядности иона при переходе от одного соединения к другому [4—6]; это позволяет в ряде случаев по положению линии определить заряд иона. С изменением химич. связи нек-рые линии существенно меняют свою форму [1, 3, 6]. У элементов переходной группы Fe изменение формы $K\alpha_{1,2}$ -линий связано с расщеплением $2p$ -уровневой атома, зависит от энергии обменного взаимодействия $2p$ - и $3d$ -электронов и определяется числом неспаренных $3d$ -электронов. Поэтому изменение формы $K\alpha_{1,2}$ -линий таких элементов хорошо коррелирует с изменением их атомного магнитного момента [7].

У металлов и сплавов ширина эмиссионной линии, возникающей при заполнении вакансии во внутреннем уровне i электроном полосы проводимости (т. н. «последняя линия» данной серии), определяется числом n

электронов, отдаваемых в эту полосу каждым атомом. В приближении теории свободных электронов по ширине $\Delta \varepsilon$ такой линии и ΔE_i ε уровня i можно найти n по ф-ле: $n = 0,00453 v_a (\Delta \varepsilon - \Delta E_i)$, где v_a — атомный объем в \AA^3 . Более строгий расчет в рамках одноэлектронной модели, напр. методом ячеек [8], позволяет интерпретировать не только ширину, но и форму линии $I(\varepsilon)$ (рис. 1). Если $\varepsilon_{i,0}$ — энергия фотона, испускаемого атомом металла при заполнении вакансии на уровне i переходом электрона с дна полосы проводимости, то $\varepsilon = \varepsilon_{i,0} + E$, где E — кинетич. энергия электрона проводимости. Поэтому форма линии определяется зависимостью $I(E)$. Из теории твердого тела следует, что $I(E) \sim \nu \int_S [P(E, \mathbf{k}) / \text{grad}_{\mathbf{k}} E] dS$, где ν —

частота фотона, \mathbf{k} — волновой вектор электрона, $P(E, \mathbf{k})$ — матричный элемент вероятности перехода; интеграл берется по изоэнергетич. поверхности S в обратном пространстве. В тех случаях, когда вместо $P(E, \mathbf{k})$ для данного значения энергии можно взять некую среднюю (по различным направлениям) величину, последнюю можно вынести за знак интеграла. Тогда $I(E) \sim \nu N(E) P(E)$, где $N(E)$ — плотность электронных состояний в полосе проводимости, а $P(E)$ — вероятность перехода на вакансию в уровне i . Теоретич. расчет $I(E)$ возможен различными приближенными методами, критерием точности к-рых и могут служить ширина и форма эмиссионных линий

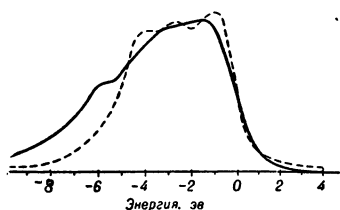


Рис. 1. Теоретич. форма линии $\text{FeK}\beta$, металл. железа [8] (штриховая линия) и ее экспериментальная форма [9] (сплошная линия).

В соответствии с этим коротковолновая граница последней эмиссионной линии металлов и сплавов имеет крутой спад интенсивности (рис. 1), а у диэлектриков и полупроводников — пологий (рис. 2). С повышением темп-ры поверхность Ферми металлов и сплавов размывается и крутизна коротковолновой границы последней линии уменьшается.



Рис. 2. Линия $\text{SiK}\beta_1$ кварца.

Поскольку при возрастании темп-ры расстояние между атомами растет, а их взаимодействие уменьшается, полоса проводимости металлов и сплавов сужается; соответственно этому уменьшается и ширина последней эмиссионной линии. Точное изменение ширины распределения Ферми у металлов и сплавов по ширине последней линии часто осложняется наложением на коротковолновую часть линии сателлитов (см. ниже), образующих т. н. коротковолновый хвост линии. С другой стороны линии наблюдается длинноволновый хвост, обусловленный расширением уровней энергии полосы проводимости за счет безизлучательных переходов, возникающих при Оже эффекте в пределах этой полосы [10]. Это расширение тем больше, чем ближе расположен данный уровень к поверхности Ферми, и может существенно повлиять на форму последней линии.

Вблизи основных или диаграммных линий рентгеновского спектра часто наблюдаются сравнительно

слабые линии, энергия фотонов к-рых не может быть выражена разностью энергий к.-л. двух уровней одной к-ратной ионизации атома. Такие линии наз. недиаграммными или сателлитами [1,3]. Большинство сателлитов испускает атомы, находящиеся в состоянии дубли даже многократной ионизации. Эти состояния возникают одновременно — либо непосредственно при соударении атома с электроном или фотоном достаточной энергии, либо в результате двухступенчатого процесса, при к-ром сначала появляется состояние одной к-ратной ионизации, а затем безизлучательный переход образует две дырки в электронной оболочке атома. Так, напр., один из наиболее распространенных переходов последнего типа $L_I \rightarrow L_{II, III} M_{IV, V}$ подготавливает атом к испусканию $L\alpha$ - и $L\beta$ -сателлитов, к-рым соответствуют переходы $L_{III} M_{IV, V} \rightarrow (M_{IV, V})_2$ и $L_{II} M_{IV, V} \rightarrow (M_{IV, V})_2$. Спектральное положение, форма и интенсивность сателлитов очень чувствительны к изменениям характера сил связи и окружения излучающего атома в кристаллич. решетке. Это позволяет использовать сателлиты для исследования природы химич. связей в нек-рых соединениях.

Эмиссионные спектры позволяют судить не только о заполненных электронных состояниях, но и о свободных разрешенных состояниях, представляющих особенно большой интерес у твердых тел. Такие исследования возможны по изохромам тормозного и характеристич. спектров. Если энергия eV излучающего электрона лишь незначительно (не более чем на 15—25 эв) превышает энергию $\varepsilon = eV_0$ регистрируемых фотонов тормозного спектра, то вероятность излучения таких фотонов будет зависеть от остатка энергии электрона. Если такой электрон после излучения при столкновении с атомом вылетает в направлении, в к-ром движение с энергией $e(V - V_0)$ разрешено в данной кристаллич. решетке, то акт излучения имеет место. В противном случае электрон не излучает фотона с регистрируемой энергией. Результатом этого являются немонотонные флуктуации интенсивности I тормозного излучения при возрастании напряжения V на рентгеновской трубке в пределах $\Delta V = V - V_0$ до 15—25 эв (рис. 3). Эти флуктуации позволяют судить об энергетич. спектре свободных электронных состояний твердого тела.

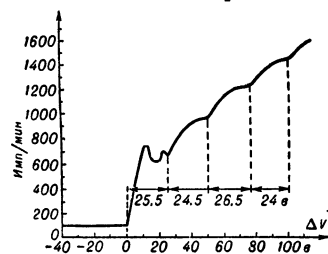


Рис. 3. Изохромата непрерывного спектра вольфрамовой мишени. По оси абсцисс отложены $\Delta V = V - V_0$, где $V_0 = 1900$ э.

При дальнейшем возрастании V наблюдаются почти периодич. флуктуации интенсивности (рис. 3), обусловленные в значит. мере размытым повторением нач. участка изохроматы электронами, излучающими тормозной спектр после предварительной отдачи части своей энергии на возбуждение плазменных колебаний (см. Плазма твердых тел, Плазмон) коллективизированных электронов кристаллич. решетки вещества мишени. Изохроматы характеристич. спектра обнаруживают в своей нач. области резкие флуктуации интенсивности, зависящие от плотности свободных состояний, к-рым соответствует энергия выброшенного из атома электрона. Такие изо-

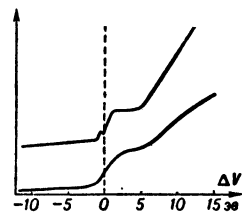


Рис. 4. Кривые возбуждения К-уровня Со. Верхняя кривая — изохромата $\text{K}\alpha_1$ -линии; нижняя — К-спектр поглощения.

хроматы по своей форме повторяют (иногда даже с лучшим разрешением — рис. 4) спектры поглощения (см. ниже).

А б с о р б ц и о н н а я С. р. Спектры поглощения одноатомных газов и паров [1, 7] обнаруживают 2 различные по своему характеру области: линейчатую и непрерывную (рис. 5). Линии поглощения образуют серию, сходящуюся к пределу при $n = \infty$, за k -рым и начинается непрерывная область, имеющая вид арктангенсоиды. Ширина первой наиболее четкой и яркой линии на середине ординаты максимума позволяет непосредственно определить ширину внутреннего уровня, k -рая, напр., для K -уровня Ag равна $0,64 \text{ эв}$ [11].

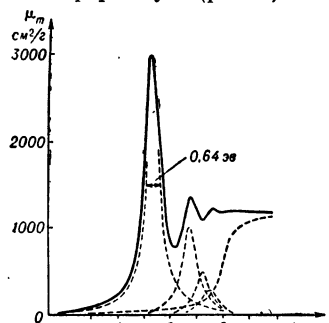


Рис. 5. K -спектр поглощения Ag (сплошная линия). Пунктиром показано разложение этого спектра на серию дисперсионных линий и арктангенсоиду [11].

неск. хорошо выраженных сравнительно широких флуктуаций коэфф. поглощения в области первых $10-15 \text{ эв}$. Согласно теории Кронига [1,7], эти флуктуации обусловлены вероятностью конечного состояния фотоэлектрона, выброшенного одним из атомов двухатомной молекулы, с учетом рассеяния этого фотоэлектрона на другом атоме той же молекулы. По другой теории [12], фотоэлектрон выбрасывается в непосредственную окрестность поглощения атома и двигается в поле, обусловленном эффективным зарядом η этого атома, увеличенным на единицу. Суммарный заряд $\eta + 1$ определяет характер поглощения в виде серии линий, расчет k -рой позволяет найти заряд η поглощающего атома в данной двухатомной молекуле.

Спектры поглощения центрального атома симметричной многоатомной молекулы имеют неск. хорошо выраженных флуктуаций коэфф. поглощения в нач. области ($15-25 \text{ эв}$), после чего наблюдается протяженная (несколько сот эв) тонкая структура спектра. Нач. область может быть объяснена переходами внутреннего электрона поглощающего атома на свободные уровни, обусловленные полем этого атома и его соседей по молекуле. Такие переходы образуют линии поглощения, имеющие сериальный характер и позволяющие оценить эффективный заряд поглощающего атома [12]. Тонкая структура спектра хорошо объясняется рассеянием фотоэлектрона на соседних атомах молекулы [1,7] и может служить для уточнения расстояния ρ центрального атома от его соседей по молекуле, напр. для $GeCl_4$ найдено $\rho = 2,07 \text{ \AA}$; для $AsCl_3$ $\rho = 2,20 \text{ \AA}$.

Спектры поглощения ионов, находящихся в растворе, обнаруживают неск. более или менее четких флуктуаций на протяжении неск. десятков эв . В случае комплексных ионов характер этих флуктуаций зависит от типа связи поглощающего атома с его соседями по комплексу. Спектр иона в растворе может быть объяснен [1] наложением друг на друга серии линий поглощения, ширины k -рых значительно превосходят ширину внутреннего уровня поглощающего иона. Такое уширение обусловлено расщеплением уровней энергии иона в электрич. поле молекул солевой оболочки, окружающей ион в растворе, и зависит, т. о., не только от поглощающего иона, но и от растворителя.

Характерный вид спектра поглощения металла представлен на рис. 6. Нач. крутой ступенчатый подъем коэфф. поглощения наз. главным краем; непосредственно к нему примыкает сравнительно узкая ($20-30 \text{ эв}$) область хорошо выраженных флуктуаций — т. н. ближняя тонкая (или косселевская) структура.

Далее наблюдается протяженная ($200-400 \text{ эв}$) область мелких флуктуаций, наз. дальней тонкой (или крониковской) структурой спектра поглощения. Главный край и ближняя тонкая структура соответствуют поглощению фотона с переходом электрона на свободные разрешенные уровни кристаллич.

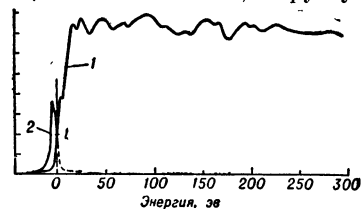


Рис. 6. K -спектр поглощения (1) и линия $K\beta$ (2) Cu . Точка L соответствует переходу электрона с K -уровня на поверхность Ферми (при поглощении) или обратному переходу (при испускании).

решетки, расположенные непосредственно за поверхностью Ферми; эти уровни в значительной степени определяются полем поглощающего атома. Дальняя тонкая структура зависит от вероятности состояния выброшенного фотоэлектрона в решетке металла и определяется интерференционной картиной, возникающей при взаимодействии первичной волны этого электрона со вторичными волнами, рассеянными на атомах ближнего окружения. Поглощаемый фотон может иметь энергию, достаточную для выбрасывания фотоэлектрона после предварительной потери энергии на возбуждение плазменных колебаний (см. *Плазма твердых тел, Плазмон*) коллективизированных электронов кристалла. В этом случае весь спектр поглощения будет сдвинут в коротковолновую сторону на величину характеристич. потери энергии (от неск. эв до неск. десятков эв); он налагается на основной спектр поглощения и обуславливает некие-рые дополнительные флуктуации коэфф. поглощения.

Главный край поглощения непереходных металлов имеет обычно вид арктангенсоиды, точка перегиба k -рой соответствует переходу выброшенного из атома фотоэлектрона непосредственно на поверхность Ферми. Поскольку эта поверхность у металлов отделяет заполненные состояния от свободных, положение точек перегиба коротковолновой границы последней эмиссионной линии данной серии и длинноволновой границы спектра поглощения (его главного края) у металлов и сплавов совпадают (рис. 6). Ширина арктангенсоиды (от ординаты, равной $1/4$ расстояния между длинноволновой и коротковолновой асимптотами, до ординаты, равной $3/4$ этого расстояния) в 1-м приближении равна ширине соответствующего уровня атома. Т. о., по спектру поглощения металла можно найти ширину одного из его внутренних уровней (обычно L_{III} -уровень для тяжелых атомов и K -уровень для остальных). Ширины других уровней атома могут быть найдены при дополнительном привлечении данных о ширинах эмиссионных линий: ширина линии равна сумме ширины двух уровней, при переходе между k -рыми атом излучает эту линию.

Ближняя тонкая структура спектра поглощения металла позволяет судить о плотности свободных электронных состояний в его решетке. Если эту структуру исследовать для разных спектров поглощения одного и того же металла, то K -спектры позволяют судить о распределении плотности свободных p -состояний по энергиям, а L_{III} -спектры — о плотности состояний s - и d -симметрии. Дальняя тонкая структура, четкость k -рой резко возрастает с понижением температуры [13], позволяет определить зависимость

фазы рассеяния электронных волн на атомах решетки от волнового вектора электронов [14], что в принципе дает возможность найти распределение потенциала в решетке, т. е. решить одну из важнейших задач теории металл. состояния.

Нач. область спектра поглощения неметаллич. твердых тел часто обнаруживает неск. резких флуктуаций; их происхождение связано с рентгеновским экситоном, к-рый возникает благодаря появлению положительного заряда у атома, выбросившего фотоэлектрон. Последний может перейти на один из уровней экситона. Расчет линий поглощения, связанных с этим экситоном, позволяет найти эффективный заряд η иона в кристаллич. решетке [12]. Благодаря эффекту Штарка в кристаллич. поле уровни экситона расщепляются, что приводит к заметному уширению соответствующих линий поглощения. За нач. областью следует протяженная коротковолновая тонкая структура, происхождение к-рой связано с рассеянием фотоэлектрона на атомах ближнего окружения.

Дальнейшие успехи С. р. тесно связаны с развитием теории твердого тела, для к-рой, в свою очередь, она может служить хорошим экспериментальным критерием.

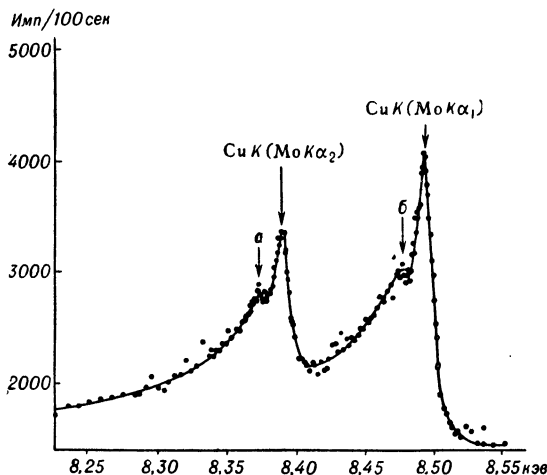
Лит.: 1) Блохин М. А., Физика рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1957; 2) его же, Методы рентгено-спектральных исследований, М., 1959; 3) Рентгеновские лучи, пер. с нем. и англ., под ред. М. А. Блохина, М., 1960; 4) Шуваев А. Т., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1961, т. 25, № 8, с. 986; 5) его же, там же, 1964, т. 28, № 5, с. 758; 6) Н е ф е д о в В. И., там же, с. 816; 7) В а й н ш т е й н Э. Е., Рентгеновские спектры атомов в молекулах химич. соединений и в сплавах, М.—Л., 1950; 8) Н и к и ф о р о в И. Я., Б л о х и н М. А., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1963, т. 27, № 3, с. 314; 9) и х же, там же, 1964, т. 28, № 5, с. 786; 10) Б л о х и н М. А., С а ч е н к о В. П., там же, 1960, т. 24, № 4, с. 397; 11) W a t a n a b e T., «Research Report», 1962, № 9, AFOSR—2254; 12) Б а р и н с к и й Р. Л., Н а д ж а к о в Е. Г., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1960, т. 24, № 4, с. 407; 13) Б о р о в с к и й И. Б., Ш м и д т В. В., там же, с. 428; 14) К о з л е н к о в А. И., там же, 1964, т. 28, № 5, с. 885; 15) Б а р и н с к и й Р. Л., М а л о к о в Б. А., там же, 1962, т. 26, № 3, с. 412. М. А. Блохин.

СПЕКТРОСКОПИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ — исследование дискретных спектров электронов, испускаемых атомами вещества непосредственно при поглощении фотонов рентгеновского излучения, т. е. при фотоионизации атомов. Возникающий под действием рентгеновского излучения спектр фотоэлектронов (зависимость числа выброшенных из образца электронов от их кинетич. энергии) представляет собой наложение дискретных спектров рентгеновских фотоэлектронов и оже-электронов (см. *Оже эффект*), а также спектра рассеянных электронов.

Исследование спектров проводится с помощью магнитных или электростатич. *бета-спектрометров* [1], рассчитанных на энергии электронов 3—10 кэв. Электростатич. спектрометры [2] вследствие низкой разрешающей способности распространения не получили. Наиболее совершенным является безжелезный β -спектрометр с двойной фокусировкой электронного пучка магнитным полем, к-рое создается в вакуумной камере между двумя коаксиальными соленоидами [3]; при радиусе 30 см относит. точность измерений энергии электронов $\sim 0,001\%$, разрешение $\delta \approx 0,02\%$.

Образец исследуемого вещества представляет собой тонкую пленку, полученную испарением в вакууме на подложку. Рентгеновская трубка располагается так, чтобы направления падающего на образец рентгеновского луча и попадающего во входное окно спектрометра фотоэлектрона составляли рассчитанный угол, близкий к прямому. Регистрация спектров ведется обычно счетчиком Гейгера (см. *Гейгера—Мюллера счетчик*), а в непрецизионных приборах используется и фоторегистрация. Ширина линий спектра (имеющих форму, близкую к дисперсионной) складывается из ширины соответствующего уровня энергии атома, ли-

ний рентгеновского спектра и спектрального окна прибора. Для получения хорошо разрешенных спектров рентгеновских фотоэлектронов желательно применение монохроматич. рентгеновского излучения. Однако для выигрыша в интенсивности и упрощения экспериментальной техники большей частью пользуются характеристич. рентгеновским излучением (рис.). Отчасти в связи с этим рентгеновское излучение берут



Спектр К-электронов меди, возбужденный $MoK\alpha_{1,2}$ -лучом. Линии а и б — сателлиты, возникшие за счет неупругого рассеяния электронов в образце.

как можно более длинноволновым, поскольку ширина (в эв) линии рентгеновского спектра, как правило, уменьшается с увеличением длины волны. Существует оптимальное значение последней, т. к. фотон должен сообщить вырванному электрону кинетич. энергию E_k порядка 2—3 кэв, при к-рой он не будет поглощен в окне счетчика. С этой же целью используют дополнит. ускорение электронов перед их попаданием в вакуумную камеру спектрометра или непосредственно перед счетчиком.

С. р. ф. находит применение для определения энергии внутр. уровней атомов, для хим. анализа и определения валентных состояний атомов в хим. соединениях. По положению линии спектра можно рассчитать энергию связи E_c электрона (относительно уровня Ферми) на внутр. уровне атома в твердом теле: $E_c = h\nu - E_k - \phi_B$, где $h\nu$ — энергия фотона рентгеновского излучения, а ϕ_B — работа выхода материала спектрометра (большая часть меди). Так были определены [4] с точностью до неск. десятых эв энергии E_k уровней от К до O_V атомов большинства элементов от 5В до 92U. Для нахождения энергий уровней относительно вакуума надо абс. значения E_c увеличить на работу выхода электронов из исследованного вещества. Для получения более полной информации о механизме акта поглощения рентгеновского фотона атомами необходимо совместное исследование рентгеновского спектра поглощения и спектра возникающих при этом фотоэлектронов.

С. р. ф. позволяет непосредственно измерить отношение h/e (постоянной Планка к заряду электрона), т. к. равные смещения к.-л. линии β -спектра можно вызвать изменением как частоты рентгеновского спектра, так и ускоряющего фотоэлектронной дополнит. электрич. поля, так что $h(\nu_1 - \nu_2) = eV$.

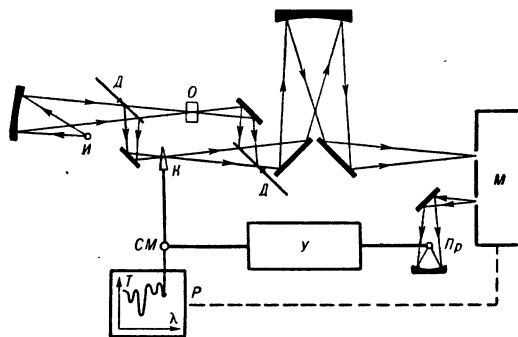
Существование характеристич. спектра для каждого элемента дает возможность использовать С. р. ф. для элементарного хим. анализа [5] почти на все элементы, включая, что особенно важно, легкие, начиная с 5В.

Поскольку в испускании β -спектра участвует лишь поверхностный слой образца в неск. сотен \AA , метод эффективен в химии тонких пленок при изучении процессов коррозии и окисления. Большая чувствительность энергии уровней атома к изменению числа его внешних электронов позволяет методом С. р. ф. определять валентные состояния атомов в соединениях и проводить фазовый анализ [6].

Лит.: 1) Бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., М., 1959; 2) Lukirsky P., «Z. Phys.», 1924, Bd 22, H. 6, S. 351; 3) Siegbahn K., Edvarson K., «Nucl. Phys.», 1956, v. 1, № 3, p. 137; 4) Sokolowski E., «Arkiv fys.», 1959, Bd 15, № 1, s. 1; 5) Nordling C., Hagström S., Siegbahn K., «Z. Phys.», 1964, Bd. 178, S. 433; 6) и т. же, там же, S. 439. И. Я. Никифоров.

СПЕКТРОФОТОМЕТР — оптич. прибор, выполняющий одновременно функции спектрометра и фотометра и позволяющий измерять отношение интенсивностей 2 световых потоков в зависимости от длины волны. Нерегистрирующие С. обычно включают в себя источник излучения, монохроматор, приемник излучения и отсчетное устройство. Количественные измерения пропускания или отражения образцов производятся сравнением сигналов приемника при попеременной установке в световой пучок образца и эталона. При измерениях поглощения жидкостей обычно используются 2 идентичными кюветами, одна из к-рых заполняется исследуемым образцом, а другая (пустая или наполненная растворителем) играет роль эталона. К такому типу С. относятся СФ-4, СФД-2.

Наиболее распространены автоматич. регистрирующие С. (рис.), работающие по нулевому методу измерения. Излучение источника I направляется в два



Принципиальная схема автоматич. регистрирующего спектрофотометра.

канала фотометрич. схемы; в одном канале устанавливается исследуемый образец O , в другом — линейный оптич. клин K . Вращающиеся зеркальные секторные диски-модуляторы D попеременно направляют излучение из двух каналов в сканирующий монохроматор M , к-рый разлагает излучение в спектр и развертывает этот спектр во времени. Установленный на выходе монохроматора приемник Pr преобразует световой поток в электрич. сигнал. Если в нек-рой спектральной области образец начинает поглощать, то балансировка каналов нарушается и в сигнале приемника появляется переменная составляющая, к-рая усиливается и подается на сервомотор CM , управляющий движением клина. Величина перемещения клина от исходного положения, пропорциональная поглощению света образцом, регистрируется самописцем P . Развертка движения клина во времени согласована с разверткой спектра в монохроматоре; в результате самописец регистрирует зависимость поглощения образца в линейной процентной шкале или шкале оптич. плотностей от длины волны (или волнового числа). Известны также системы С. без оптич. клина, в частности — двухчастотные, в к-рых вращающийся диск

осуществляет оптич. прерывание каналов с двумя различными частотами. Эти и др. методы электрич. сравнения сигналов, не использующие обратной связи, имеют огранич. применение, т. к. уступают по стабильности и точности нулевому методу.

Многочисл. конструкции С. разработаны для широкой области спектра 0,185—200 мкм (54000—50 см^{-1}). В видимой области лучшие модели обеспечивают разрешение 8—20 см^{-1} , точность определения пропускания 0,5% и длин волн 5—10 \AA (20—40 см^{-1}) при воспроизводимости отсчетов пропускания $\pm 0,3\%$. В инфракрасной области возможности лучших С. характеризуются следующими величинами (в области 1000 см^{-1}): разрешение 0,25 см^{-1} , точность 1% и 0,4 см^{-1} , воспроизводимость $\pm 0,2\%$ и $\pm 0,1 \text{ см}^{-1}$. Скорость регистрации спектров существенно зависит от разрешения $\Delta\nu$ и для серийных С., как правило, не превышает $\Delta\nu/2 \text{ см}^{-1}/\text{сек}$. Промышленностью СССР выпускает регистрирующие С. типов СФ-8 (0,22—2,5 мкм), СФ-10 (0,4—0,75 мкм), ИКС-14 (0,75—25 мкм) и ИКС-22 (2—15 мкм).

Лит. см. при ст. Спектрофотометрия.

В. А. Никитин.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ — раздел экспериментальной спектроскопии, в к-ром количественное исследование оптич. спектров веществ осуществляется спектрофотометрами. В большинстве случаев С. исследует 3 оптич. характеристики тел: излучательную, поглощательную и отражательную способности. Э м и с с и о н н а я С. исследует излучательную способность $\epsilon(\lambda)$, где λ — длина волны, на основе сравнения потоков радиации, излучаемых данным телом и эталоном. Часто для определения $\epsilon(\lambda)$ применяют приемники излучения, спектральная чувствительность к-рых калибрована. А б с о р б ц и о н н а я С. исследует поглощательную способность веществ $k(\lambda)$. В этом случае излучение от выбранного источника посылают на исследуемый образец и измеряют отношение интенсивностей 2 световых потоков: падающего I_0 и прошедшего I . Зависимость этого отношения от λ определяет спектр пропускания $T(\lambda) = I/I_0$. Если известна толщина поглощающего слоя l и концентрация вещества в образце c , то переход к оптической плотности $D(\lambda) = -\lg T(\lambda)$ позволяет находить поглощат. способность $k(\lambda)$ из соотношения $k(\lambda) = cl/D(\lambda)$ в области применимости Бугера — Ламберта — Бера закона. Вне этой области применяются соотношения, вытекающие из др. законов поглощения [1, 2]. О т р а ж а т е л ь н а я С. исследует отражательную способность $r(\lambda)$ различных поверхностей методом сравнения интенсивностей 2 световых потоков, отраженных двумя поверхностями — исследуемой и эталонной — при освещении одним и тем же источником света. Существуют способы перехода от $\epsilon(\lambda)$ и $r(\lambda)$ к $k(\lambda)$, основанные на Френеля формулах для поглощающих тел. Методы С. разработаны для широкой области оптич. спектра — от ультрафиолетовой до далекой инфракрасной (0,185—200 мкм) и широко применяются как в теоретич. спектроскопии, так и в практич. приложениях — в количеств. и качеств. химич. анализе (см. Спектральный анализ), исследованиях оптич. свойств поверхностей, характеристик источников света и др. задачах.

Лит.: 1) Б а б у ш к и н А. А. [и др.], Методы спектрального анализа, М., 1962, гл. 10, 11, 16; 2) Ш и ш л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961, гл. 6—8, 13; 3) В а у м а н Р. P., Absorption spectroscopy, N. Y. — L., 1962; 4) K ö s s l e r I., Methoden der Infrarot-Spektroskopie in der chemischen Analyse, Lpz., 1961. В. А. Никитин.

СПЕКТР-СВЕТИМОСТЬ ДИАГРАММА — диаграмма зависимости между спектрами звезд и их светимостями (или абс. звездными величинами); указывает на существование нек-рых преимуществ. сочетаний внешних характеристик звезд (светимости и радиуса или спектрального класса). Все известные звезды

группируются на С.-с. д. вдоль нек-рых последовательностей, обладающих определенными характеристиками (напр., зависимости масса-светимость и масса-радиус, пространств. распределение, кинематика). Точки слева соответствуют голубым звездам с высокой темп-рой поверхности, а справа — красным звездам с низкой темп-рой. Точки слева внизу представляют звезды малых размеров, вверху справа — с наибольшими диаметрами. Описание всех последовательностей диаграммы см. в ст. *Звезды*. Главная последовательность, к к-рой принадлежит подавляющее большинство звезд, в т. ч. и Солнце, состоит из двух частей: 1) от О до G4 и 2) от G7 до М. Между звездами-гигантами и главной последовательностью находится т. н. «провал Герцшпрунга» — область, в к-рой звезд почти нет. По-видимому, не существует нормальных звезд-гигантов спектр. типов A5 — G0, а др. звезды проходят эту область в процессе эволюции в настолько сжатые сроки, что остаются практически ненаблюдаемыми. По уточненным данным, последовательность звезд-субкарликов должна быть сдвинута вверх почти до совпадения с главной последовательностью, что, однако, не уничтожает существ. различий между населяющими их звездами. На обычной С.-с. д. преобладают звезды с большой абс. светимостью, к-рые видны на больших расстояниях. Дисперсия главной последовательности по ординате зависит от ошибки в определении расстояния до звезды и от реальной физ. дисперсии (в среднем $\pm 0,5$ звездной величины), вызванной различием в возрасте и химич. составе звезд. С.-с. д. для звезд рассеянного звездного скопления (образовавшихся практически одновременно) дана на рис. 1. Дисперсия здесь ничтожна, звезды скопления на диаграмме располагаются вдоль нек-рой линии. Для разных скоплений эти линии различаются в основном по расположению точки, в к-рой наиболее яркие звезды начинают отклоняться вправо от главной последовательности. Чем старше звездное скопление, тем у более позднего

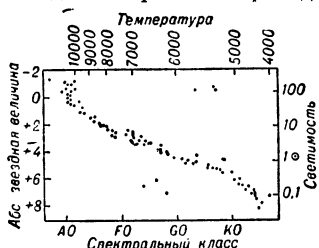


Рис. 1. Диаграмма спектр-светимость для рассеянного звездного скопления Ясли.

спектр. класса начинается это отклонение. Т. о., если расположить известные звездные скопления по порядку в соответствии с спектр. классом отклоняющихся звезд, можно оценить их возраст.

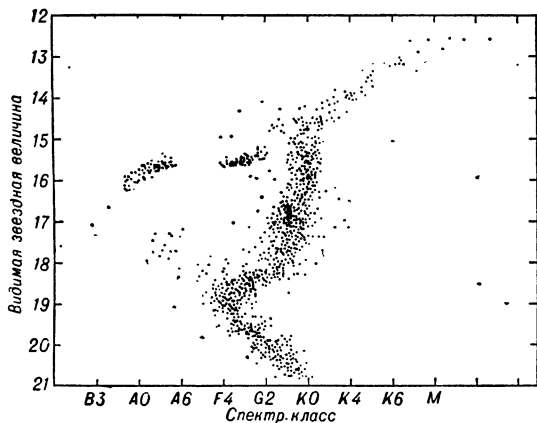
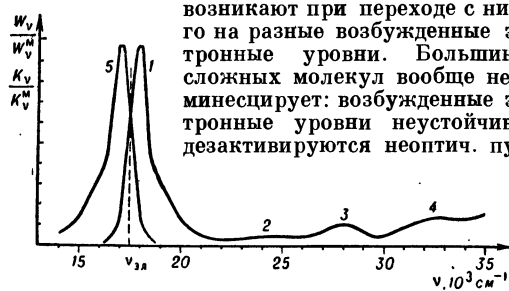


Рис. 2. Диаграмма спектр-светимость шарового звездного скопления М3 по Джонсону.

Звезды сферич. составляющей Галактики (звезды с большими пространств. скоростями) имеют иную С.-с. д. (рис. 2). Главная последовательность, вернее заменяющая ее последовательность звезд-субкарликов, не имеет голубых звезд и начинается с класса А. Расположение звезд вдоль ветви гигантов таково, что, чем краснее звезда, тем больше ее светимость. Провал Герцшпрунга заполнен переменными звездами типа шаровых скоплений (с периодом от 6,1 — до 0,6 суток). С.-с. д. звезд сферич. составляющей отражает последоват. стадии эволюции звезд, имеющих возраст, сравнимый с возрастом Галактики. С.-с. д. звездных скоплений и общая С.-с. д. с успехом используются для проверки теории звездной эволюции.

Лит.: 1) Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 3 изд., М., 1954; 2) Арп Х. К., Диаграмма Герцшпрунга—Рессела, в кн.: Происхождение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1962. А. Г. Масевич.

СПЕКТРЫ сложных молекул, в отличие от С. атомов и простейших молекул, состоят, как правило, из широких полос, лишенных всякой дискретной структуры (см. рис.). Отдельные полосы поглощения



Спектры поглощения и люминесценции родамина С в глицерине: 1 — длинноволновая полоса поглощения; 2—4 — полосы поглощения; 5 — полоса люминесценции; $\nu_{эл}$ — частота чисто электронного перехода.

Хорошо люминесцируют нек-рые молекулы ароматич. ряда и неск. др. типов соединений. При наличии люминесценции обычно наблюдается только одна полоса испускания, соответствующая переходу из наименее возбужденного электронного состояния. В ряде молекул проявляется, кроме того, полоса фосфоресценции, возникающая при накоплении частиц на триплетном метастабильном уровне.

Специфич. особенностью сложных молекул следует считать существование процесса перераспределения колебат. энергии между многочисленными колебат. степенями свободы данного электронного состояния. Вероятность процесса перераспределения на неск. порядков выше вероятностей переходов между электронными уровнями. В результате этого колебат. и вращат. структура в электронных С. сложных молекул не проявляется. Молекулы, у к-рых время перераспределения колебат. энергии сравнимо с длительностью возбужденных электронных состояний, имеют на фоне широких полос ряд максимумов и минимумов и наз. полусложными. Степень сложности таких молекул зависит не только от числа атомов и симметрии их расположения, но и от особенностей перераспределения энергии между молекулой и средой, а также от темп-ры. По мере понижения темп-ры колебат. энергия молекулы уменьшается, что приводит к ослаблению взаимодействия колебат. степеней свободы.

Расположение электронных полос С. сложных молекул в шкале частот для разных молекул различно, однако степень индивидуальности (характеристичности) невысока. Форма полос еще менее индивидуальна и определяется в значит. мере чисто статистич. законами. Как правило, полосы имеют сложную асиммет-

ричную форму. Интенсивность полос поглощения круче спадает в длинноволновую область, полос люминесценции — в обратную сторону. При повышении темп-ры полосы обычно расширяются. При значит. понижении темп-ры в более простых молекулах иногда появляется колебат. структура полос. Инфракрасные С. сложных молекул чаще всего имеют ряд сравнительно узких полос, возникающих при переходах между колебат. уровнями основного электронного состояния для тех групп атомов, к-рые слабо взаимодействуют с остальной частью молекулы.

В большинстве С. сложных молекул в шкале частот наблюдается приближенная зеркальная симметрия полосы люминесценции и длинноволновой полосы поглощения (см. рис.). Частота, соответствующая линии симметрии, приближенно совпадает с частотой чисто электронного перехода. Наличие приближенной зеркальной симметрии связано с перераспределением энергии по подуровням возбужденного электронного состояния, происходящим между актом поглощения и актом испускания света.

Положение, интенсивность и контур полосы, а также квантовый выход люминесценции растворов сложных молекул не зависят от частоты возбуждающего света. В результате обмена энергией с растворителем перед актом люминесценции всегда устанавливается одно и то же исходное состояние возбужденной молекулы, не зависящее от способа возбуждения. В парах сложных молекул увеличение частоты возбуждающего света приводит к нек-рому изменению формы полосы и значит. уменьшению квантового выхода, что связано с увеличением вероятности неоптич. дезактивации по мере увеличения запаса колебат. энергии возбужденной молекулы.

В 1957 г. чисто термодинамич. методами было получено универсальное соотношение между интенсивностями длинноволновой полосы поглощения и полосы люминесценции:

$$W_{\nu}/k_{\nu} = D(T) \nu^3 \exp(-h\nu/kT),$$

где W_{ν} — мощность люминесценции частоты ν , k_{ν} — коэфф. поглощения, T — темп-ра, $D(T)$ — постоянная, зависящая для данной молекулы только от темп-ры. Зная из эксперимента контур длинноволновой полосы поглощения, можно рассчитать положение и контур полосы люминесценции и наоборот.

Универсальное соотношение справедливо для всех систем, у к-рых за время жизни в возбужденном состоянии успевает установиться равновесное распределение по колебат. уровням энергии. Из соотношения следует, что максимум полосы люминесценции всегда смещен в сторону меньших частот по сравнению с максимумом длинноволновой полосы поглощения.

Лит.: 1) Степанов Б. И., Люминесценция сложных молекул, Минск, 1955; 2) Левшин В. Л., Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М. — Л., 1951; 3) Степанов Б. И., Грибковский В. П., Введение в теорию люминесценции, Минск, 1963. Б. И. Степанов.

СПЕКТРЫ ИСПУСКАНИЯ — распределения по частотам интенсивности излучений, испускаемых телами.

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ — распределения по частотам интенсивности поглощения света при прохождении его через различные вещества.

СПЕКТРЫ РЕНТГЕНОВСКИЕ. В зависимости от механизма возникновения различают: непрерывный С. р. и характеристический С. р. испускания и поглощения.

Непрерывный С. р. возникает при радиац. переходе заряженной частицы любого знака и массы, обладающей положит. энергией и импульсом, между двумя состояниями непрерывного спектра. Эти С. р. исследованы в области электромагнитного излучения от 10^{-4} Å (10^{-12} см) до 500 Å ($5 \cdot 10^{-6}$ см).

Характеристич. С. р. испускания — линейчатые. Первичные характеристич. С. р. возникают за счет ионизации внутр. электронных оболочек атома электронным ударом; вторичные, или флуоресцентные, — при ионизации атома рентгеновскими или γ -фотонами. Характеристич. С. р. поглощения имеет непрерывный характер. Он начинается с резкого скачка фотоэлектрич. коэфф. поглощения τ_m (см. ниже) — т. н. основного или главного края. В нек-рых случаях (напр., для Ag) нач. поглощение представлено линиями поглощения. С коротковолновой стороны основного края наблюдаются периодич. колебания τ_m — т. н. тонкая структура. Характеристич. С. р. испускания и поглощения занимают область электромагнитного излучения от 500 Å до 0,05 Å.

Непрерывный рентгеновский спектр (сплошной, тормозной) в классич. электродинамике трактуется как излучение, возникающее за счет движения с отрицат. ускорением заряженной частицы (электрона, протона, мезонов и т. д.) в веществе. Квантовая теория связывает непрерывный С. р. с рассеянием заряженных частиц на атомах вещества (см. *Тормозное излучение*). Происходящее при этом уменьшение их скорости от v_1 до v_2 приводит к возникновению излучения, частота к-рого определяется из ф-лы: $h\nu = (m/2)(v_1^2 - v_2^2) = (\hbar^2/2m)(k_1^2 - k_2^2)$, где $\hbar = h/2\pi$, h — постоянная Планка, m — масса заряженной частицы, k_1, k_2 — волновые векторы до и после рассеяния.

Непрерывный С. р. со стороны коротких длин волн имеет резкую границу, частота к-рой ν_0 соответствует

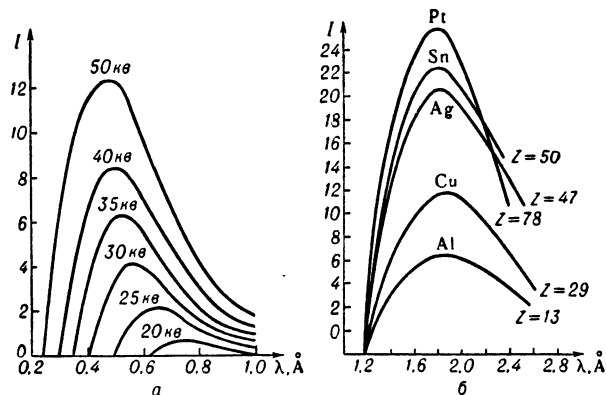


Рис. 1. Непрерывный спектр массивного анода: а — для 74 В при различных напряжениях на рентгеновской трубке (числа у кривых); б — для различных элементов при одинаковом напряжении.

$\nu_2 = 0$, т. е. определяется энергией, напр., электрона с зарядом e , приобретенной им благодаря разности потенциалов V_0 , приложенной к рентгеновской трубке: $\nu_0 = (e/h)V_0$.

Распределение интенсивности непрерывного С. р. по длинам волн зависит от того, происходит ли торможение заряженной частицы (электрона) в массивном веществе, в к-ром энергия частицы уменьшается до нуля (толстый анод, рис. 1), или же потерей энергии электроном при прохождении его через вещество можно пренебречь по сравнению с его первоначальной энергией (тонкий анод, рис. 2). Толстый анод можно рассматривать как совокупность бесконечного числа тонких анодов (рис. 2).

Величина ν_0 (или λ_0) не зависит от атомного номера элемента Z анода, а определяется только кинетич. энергией и массой заряженной частицы. Характерна

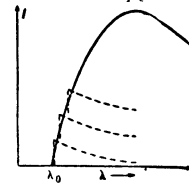


Рис. 2. Непрерывный спектр массивного анода как совокупность спектров от тонких анодов.

точка, соответствующая $\lambda_{\max} \approx \frac{3}{2}\lambda_0$, в к-рой интегральная интенсивность $I_i = I_{\max}$. Величина I_i определяется площадью, ограниченной кривой $I_\lambda = f(\lambda)$ и осью абсцисс (рис. 2). I_i и I_{\max} возрастают пропорционально Z и V_0^2 , спектральная интенсивность I_λ (или I_λ) растет линейно с Z и V_0 .

Излучение от тонкого анода линейно поляризовано в направлении потока возбуждающих его частиц. Степень поляризации резко возрастает при приближении к v_0 . Для толстого анода поляризация и пространств. распределение I_i изменяются по сравнению со случаем тонкого анода (рис. 3). С возрастанием Z и V_0 асимметрия распределения уменьшается и распределение приближается к сферическому.

Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности рентгеновского излучения при различных напряжениях (числа у кривых). Направление движения возбуждающих электронов показано стрелкой.

линейная зависимость $I_\nu = f(V)$ в широком интервале V (где V — приложенное напряжение на трубке, большее V_0 , а V_0 — миним. напряжение для возбуждения данной частоты ν) позволяет линейной интерполяцией этих кривых до пересечения с осью абсцисс определять V_0 для данного ν_0 . Это обеспечивает высокую

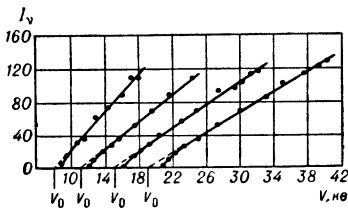


Рис. 4. Типичные изохроматы для массивного анода при различных значениях V_0 .

точность определения отношения \hbar/e — двух фундаментальных физич. констант. Наиболее вероятное полученное по изохроматам значение: $\hbar/e = (1,3793000 \pm \pm 0,000016) \cdot 10^{-17}$. Для теоретич. расчета значения I_i необходимо вычислить вероятность перехода между всевозможными состояниями непрерывного спектра, к-рая пропорциональна сумме квадратов компонент электрич. момента системы (матричных элементов) в направлении координатных осей. Для толстого анода надо знать энергетическое и угловое распределение электронов по глубине. Обычно ограничиваются рассмотрением направленного движения электронов в глубь анода и вычисляют среднее значение энергии электронов из ур-ния Бете для ионизац. потерь:

$$-dV/dx = 2\pi e^4 (NZ/V) \ln(2V/11,5Z).$$

Число квантов на 1 электрон и 1 стерадиан $I_i^{N_i} = 2,76 \cdot 10^{-6} ZV \{ (V_0/V) \ln(V_0/V) - [(V_0/V) - 1] \}$.

Спектры поглощения. При прохождении рентгеновского излучения через образец его интенсивность уменьшается экспоненциально: $I = I_0 \exp(-\mu d)$, где d — толщина образца, $\mu [см^{-1}]$ — линейный коэфф. поглощения, зависящий от Z и λ (увеличивающийся с λ). Т. к. μ зависит от агрегатного состояния вещества, обычно пользуются т. н. массовым коэфф. поглощения $\mu_m = \mu/\rho$, где ρ — плотность вещества в $г/см^3$, к-рый от агрегатного состояния не

зависит. Коэффициентом μ_m учитывается сложная совокупность процессов взаимодействия излучения со связанными и свободными электронами в веществе: $\mu_m = \sigma_m + \tau_m$, где σ_m — коэфф. поглощения через рассеяние, к-рым учитываются потери энергии за счет процессов когерентного (томсоновского) и некогерентного (комптоновского) рассеяния (см. *Комптона явление, Клейна—Нишина формула*); τ_m — коэфф. фотоэлектрич. поглощения, к-рым учитываются потери энергии за счет внутр. фотоэффекта (однократная ионизация) и за счет сложного фотоэффекта (приводящего к многократной ионизации атомов (*Оже эффект*)). В интервале 0,5—500 Å основным членом является τ_m ; коэфф. σ_m в этой области практически полностью обусловлен томсоновским рассеянием и численно равен $0,2 см^2/г$ (см. также *Прохождение гамма-лучей через вещество*).

В удовлетворит. согласии с экспериментом $\mu_m = (\mu_e N)(Z/A)$, где μ_e — электронный коэфф. поглощения, N — число Авогадро, A — атомный вес; μ_m зависит от λ и Z : $\mu_m = (0,013/A)Z^{4,05} - \phi(\lambda Z)$, $\lambda^{3,05} - \phi(\lambda Z)$, где $\phi(\lambda Z)$ линейно меняется от 0,05 до 0,5 при изменении (λZ) от 8 до 1000.

Для каждого элемента при строго определенных частотах ν_q значения μ_m меняются скачками: $\mu_{mq} = r\mu_q$ (r — безразмерная величина скачка поглощения), что обусловлено характеристик. резонансной потерей энергии излучением, приводящей к переходу атомов из норм. состояния в ионизованное с одним удаленным электроном (обычная нормировка — с электроном, удаленным на бесконечность). Этот переход описывается как удаление одного из внутр. электронов с $n_i l_i$ -го уровня за пределы атома, или на 1-й свободный его уровень, или на уровень кристаллич. решетки. Если электрон удален с ближайшего к ядру K -уровня, то говорят о K -поглощении и соответственно о $K(1s)$ -состоянии атома; при удалении электрона со следующих уровней говорят о $L_{I-}, L_{II-}, L_{III-}$ поглощениях ($2s-, 2p$ -состояниях) и т. д. Численное значение r меняется от 1,5 до 13 и зависит от Z и серии С. р.

Спектральный ход μ_m в пределах значений от $\nu = \nu_K$; $\nu = \nu_{L_I}$ и т. д. до $\infty = \nu_K$; $\nu = \nu_{L_I}$ и т. д. до ∞ наз. характеристик. С. р. поглощения (рис. 5).

Спектры испускания.

Энергия связи электронов n -го уровня пропорциональна критич. частотам $(\nu_K/R), (\nu_{L_I}/R), \dots, (\nu_{M_E}/R)$ и т. д., где R — *Ридберга постоянная*.

Величины ν_q/R , наз. термами уровней, в одноэлектронном приближении имеют значения:

$$\left(\frac{\nu_q}{R}\right) = \frac{(Z - \sigma_1)^2}{n^2} + \alpha^2 \frac{(Z - \sigma_2)^4}{n^4} \left[\frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right], \quad (1)$$

где $j = l + s$, n — главное квантовое число, l, s и j — квантовые числа, определяющие значения орбитального, спинового и полного моментов электрона (см. *Атом, Атомные спектры*), $\alpha = e^2/\hbar c$ — *тонкой структуры постоянная*. Взаимодействие между электронами и ядром учитывается введением эффективного заряда Z^* , действующего на электроны данного уровня. В 1-м, основном члене (1) $Z^* = (Z - \sigma_1)$, где σ_1 — постоянная полного экранирования, учитывающая влияние всех электронов атома на данный. Величина σ_1 растет с увеличением Z, n и l ; 2-й член в (1) — релятивистская поправка, учитывающая взаимодействие

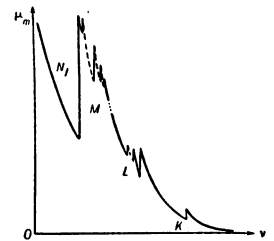


Рис. 5. Спектр поглощения для 78 Pt. Скачки соответствуют $K-, L-, M-$ и N_1 -поглощению.

магнитных моментов l и s между собой и магнитными моментами др. электронов атома. Постоянная внутр. экранирования σ_2 учитывает экранирование только внутренними по отношению к данной оболочке электронами; т. к. внутр. оболочки у всех атомов имеют одинаковое строение, σ_2 не зависит от Z , возрастающая с увеличением n и l . Величина σ_1 в 2—5 раз больше σ_2 .

В зависимости от значения n уровни энергии обозначаются буквами K, L, M, N, \dots ($n = 1, 2, 3, 4, \dots$); в зависимости от значения l и j — римскими цифрами в индексе (рис. 6).

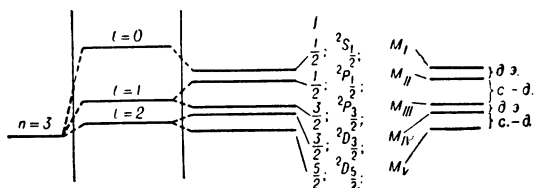


Рис. 6. Схема дублетного расщепления M -уровня; д. э. — дублиты экранирования, с. д. — спин-дублиты.

Ионизованный атом может перейти в норм. состояние путем, напр., каскадных переходов, а избыток потенц. энергии может проявиться в виде коротковолнового электромагнитного излучения — характеристич. С. р.

Совокупность линий, возникающих при переходе с дискретного множества уровней на один общий (K -, L -, M -, ...) уровень, наз. K -, L -, M -... сериями, причем все они, кроме K -серии, являются сложными и состоят из неск. подсерий (рис. 7). Структура одноименных серий атомов различных элементов практически одинакова. Линии любой серии лежат внутри

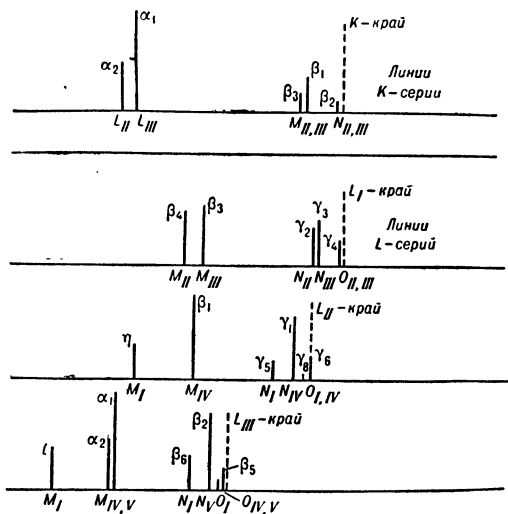


Рис. 7. Расположение основных линий K - и L -серий; под линиями обозначены уровни, с к-рых совершается переход. Пунктир — край поглощения. Линии α_1, α_2 и $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ K -серии, линии $\eta, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5, \beta_6, \beta_7, \beta_8, \beta_9, \beta_{10}, \beta_{11}, \beta_{12}, \beta_{13}, \beta_{14}, \beta_{15}, \beta_{16}, \beta_{17}, \beta_{18}, \beta_{19}, \beta_{20}, \beta_{21}, \beta_{22}, \beta_{23}, \beta_{24}, \beta_{25}, \beta_{26}, \beta_{27}, \beta_{28}, \beta_{29}, \beta_{30}, \beta_{31}, \beta_{32}, \beta_{33}, \beta_{34}, \beta_{35}, \beta_{36}, \beta_{37}, \beta_{38}, \beta_{39}, \beta_{40}, \beta_{41}, \beta_{42}, \beta_{43}, \beta_{44}, \beta_{45}, \beta_{46}, \beta_{47}, \beta_{48}, \beta_{49}, \beta_{50}, \beta_{51}, \beta_{52}, \beta_{53}, \beta_{54}, \beta_{55}, \beta_{56}, \beta_{57}, \beta_{58}, \beta_{59}, \beta_{60}, \beta_{61}, \beta_{62}, \beta_{63}, \beta_{64}, \beta_{65}, \beta_{66}, \beta_{67}, \beta_{68}, \beta_{69}, \beta_{70}, \beta_{71}, \beta_{72}, \beta_{73}, \beta_{74}, \beta_{75}, \beta_{76}, \beta_{77}, \beta_{78}, \beta_{79}, \beta_{80}, \beta_{81}, \beta_{82}, \beta_{83}, \beta_{84}, \beta_{85}, \beta_{86}, \beta_{87}, \beta_{88}, \beta_{89}, \beta_{90}, \beta_{91}, \beta_{92}, \beta_{93}, \beta_{94}, \beta_{95}, \beta_{96}, \beta_{97}, \beta_{98}, \beta_{99}, \beta_{100}$ L -серии — спин-дублиты. Высота линий пропорциональна их интенсивности.

спектральной области, к-рая в 4—6 раз меньше расстояния между соседними сериями.

Основные линии различных серий С. р. образуют группы из двух близких линий — дублиты. Для с п и н д у б л е т о в оба начальных или конечных уровня перехода имеют одинаковые квантовые числа n и l и отличающиеся по знаку спиновые числа (j отличаются на единицу) (рис. 6, 7); относит. интенсивности

не зависят от Z . Д у б л е т ы э к р а н и р о в а н и я возникают при переходах между уровнями, имеющими одинаковые n и j , но различные l (напр., линии $\beta_1, \beta_{10}, \beta_3, \beta_{10}$; $l, s, \alpha_2, \beta_2, \beta_7, L$ -серии, соответствующие переходам $L_{I, II} - M_{IV}, L_I - M_{III, IV}, L_{III} - M_{I, II}, L_{III} - M_{III, IV}, L_{III} - N_{V, VI}$); термы уровней различаются, кроме того, значениями константы экранирования σ_1 (разделение термов с различными l и одинаковыми j связано с отклонением поля, в к-ром находятся внутр. электроны, от кулоновского). Разность частот между парами линий спин-дублетов всех серий данного элемента постоянная; для элементов от K до Pu независимо от Z величина $\Delta\lambda = \lambda_{\alpha_2} - \lambda_{\alpha_1} = 4,0 \pm 0,2X$. В дублетах экранирования величина $(\Delta\nu/R)^{1/2}$ не зависит от Z и постоянна.

Корень квадратный из частот одноименных линий и краев поглощения характеристич. С. р. линейно растет с увеличением Z (*Мозли закон*), что позволяет по С. р. проводить качественный спектральный анализ рентгеновский.

Интенсивность линий характеристич. С. р. сильно изменяется в пределах одной серии (относит. интенсивность до 100 раз) (рис. 7).

Для случая тонкого анода удается с хорошей точностью вычислить зависимость интенсивности линий характеристич. С. р. от избытка приложенного напряжения V над напряжением V_q , соответствующим возбуждению данной серии характеристич. С. р. Максимум интенсивности соответствует $U_0 = V/V_q \approx 3$. При $U_0 > 3$ интенсивность медленно уменьшается. Абс. значение полного эффективного сечения для ионизации при $U_0 = 3$ лежит в интервале $10^{-22} - 10^{-24} \text{ см}^2$ (для K - и L -серий). Наиболее интенсивны т. н. диаграммные линии, соответствующие переходам в однократно ионизованных атомах, частоты к-рых могут быть выражены через разности термов (комбинац. принцип Ритца). В С. р. преобладают электрич. дипольные переходы (правила отбора $\Delta j = 0, \pm 1, \Delta l = \pm 1$). Возможны также электрич. квадрупольные переходы ($\Delta j = 0, \pm 1, \pm 2; \Delta l = 0, \pm 2$). Относит. интенсивность линий и их длины волн слабо зависят от состава соединения, в к-рое входят атомы исследуемого элемента.

Если в нек-ром объеме имеется Φ ионизованных атомов, то число атомов Φ_x , излучивших характери-

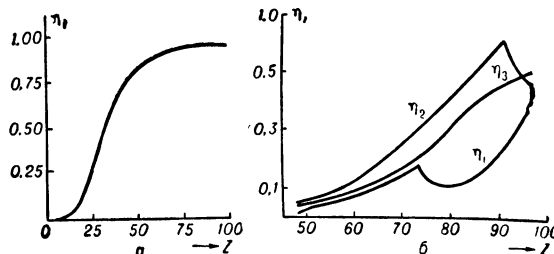


Рис. 8. Величина выхода флуоресценции η для K - и L -серий в зависимости от атомного номера Z элемента; $\eta_K / (1 - \eta_K) = 0,03318Z - 1,14 \cdot 10^{-6}Z^2 - 0,0217$ [5].

стич. С. р., будет значительно меньше Φ . Отношение $\Phi_x / \Phi = \eta$ наз. коэфф. выхода флуоресценции (или выходом флуоресценции, рис. 8).

В атомах, не испустивших излучения, происходит перераспределение энергии возбуждения, приводящее к его переходу в дважды ионизованное состояние с выбрасыванием электрона фиксированной кинетич. энергии. Это явление наз. эффектом Оже, внутренней конверсией, безизлучательным переходом. При переходе кратконионизованного атома в норм. состояние возникают коротковолновые спутники (сателлиты)

основных, диаграммных линий спектра. При ионизации атома электронами или фотонами велика вероятность одновременного возникновения коллективных плазменных колебаний электронного газа. Этот кратный процесс также позволяет объяснить возникновение ряда коротковолновых спутеллитов и тонкую структуру основных краев поглощения ряда элементов. Возможным является и радиационный эффект Оже, приводящий к возникновению длинноволновых спутников.

Характеристики S . р. испускания и поглощения используются в рентгеновском структурном анализе, в спектральном анализе рентгеновском, см. также *Спектроскопия рентгеновская*.

Лит.: 1) Комптон А., Алисон С., Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент, пер. с англ., Л. — М., 1941; 2) Боровский И. Б., Физические основы рентгеновских исследований, М., 1956; 3) Блохин М. А., Физика рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1957; 4) Cohen E. R., Du Mond J., в кн.: Nuclidic masses. Proc. of the II International conf. on nuclidic masses, Vienna, July 15—19, 1963, W.—N. Y., 1964; 5) Bether H., «Ann. Physik», 1930, Bd 5, H. 3, S. 325; 6) Laberrigüe-Frglow J., Radvaу P., «J. phys. et radium», 1956, v. 17, № 11, p. 944; 7) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956; 8) Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960; 9) Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., т. 1—2, М., 1956. И. Б. Боровский.

СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ — см. Относительности теория.

СПИН — внутр. момент количества движения микрочастиц, имеющий квантовую природу и не связанный с перемещением частицы как целого. Квадрат вектора S . равен $\hbar^2 s(s+1)$, где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , а s — характерное для каждого сорта частиц целое или полуцелое положит. число (соответственно говорят, что частица обладает целым или полуцелым S .). Напр., S . электрона, нейтрино, мюона, барионов равен $1/2$; S . фотона — 1, S . π - и K -мезонов — 0. Проекция S . s_z на фиксированное направление z принимает (в единицах \hbar) значения $s, s-1, s-2, \dots, -s$. Т. о., частица может находиться в $2s+1$ спиновых состояниях, что эквивалентно наличию у нее добавочной внутр. степени свободы. Существование S . надежно подтверждено экспериментом.

Концепция S . была впервые введена в физику в 1925 г. Дж. Уленбеком и С. Гаудсмитом, предположившими существование у электрона спинового механич. момента $1/2\hbar$ и ассоциированного с ним магнитного момента $1/2(e\hbar/mc)$, где e — заряд электрона, m — его масса, c — скорость света. Т. о., для S . отношение магнитного момента к механическому равно $e/2mc$ и, с точки зрения классич. электродинамики, является аномальным: для орбитального вращения электрона и для любого движения классич. системы зарядов с данным отношением e/m оно в 2 раза больше и равно e/mc .

S . имеет квантовую природу. Классич. модели для объяснения S . (напр., модель заряженного тела, вращающегося вокруг своей оси, и пр.) оказываются несостоятельными. Образ вращающегося тела может быть использован только грубо приближенно. Это согласуется с соответствия принципом Бора, согласно к-рому классич. описание было бы правомерно только при больших значениях углового момента, спиновый же момент мал.

Концепция S . позволила объяснить мультиплетную структуру атомных спектров и особенности их поведения в магнитных полях, ранее считавшиеся аномальными, напр. аномальное Зеемана явление. Полный угловой момент j электрона в атоме складывается из орбитального момента l и спина s : $j = l + s$; квантовое число j может оказаться равным или $l + s$ (параллельная ориентация векторов l и s) или $l - s$ (противоположная ориентация). В случае параллель-

ной ориентации энергия электрона неск. больше, чем в случае антипараллельной, что и обуславливает расщепление уровней. При этом сказывается различие отношений магнитного момента к механическому для j и s . Строгий учет спиновых и релятивистских поправок приводит к прекрасно согласующимся с экспериментом теоретич. ф-лам.

Существование S . $1/2$ у протонов было постулировано в 1927 г. Д. М. Деннисоном с целью согласовать с опытными данными расчетные величины ширины спектральных линий водорода. Эксперимент. проверка этой гипотезы привела в 1929 г. к открытию орто- и пара-водорода. Неск. ранее В. Паули предположил, что сверхтонкая структура атомных уровней определяется взаимодействием электронов со S . ядра, что и было вскоре доказано Г. Бэком и С. Гаудсмитом на основе анализа явления Зеемана в висмуте. Введение S . позволило также устранить имевшиеся в теории трудности, связанные с проблемами электронных конфигураций в многоэлектронных атомах. Сформулированный Паули принцип запрета утверждает, что в произвольной физич. системе не может быть двух электронов, находящихся в одном и том же квантовом состоянии. Между тем для объяснения закономерностей периодич. системы элементов необходимо считать, что в атоме каждую боровскую орбиту, характеризующуюся тремя квантовыми числами, могут занимать 2 электрона. Противоречие устраняется только при допущении, что электроны обладают спиновым моментом $s = 1/2$ и что S . электронов, находящихся на одной орбите, ориентированы антипараллельно (см. Паули принцип). В 1927 г. П. Дирак уточнил принцип запрета, показав, что он следует из неразличимости тождественных частиц и определяется характером симметрии многочастичной волновой ф-ции. Так, система тождественных частиц должна описываться волновой ф-цией, к-рая либо антисимметрична, либо симметрична относительно перестановки любой пары частиц. В 1-м случае говорят, что частицы подчиняются Ферми—Дирака статистике (такие частицы наз. фермионами), во 2-м случае — Бозе—Эйнштейна статистике (такие частицы наз. бозонами). Для фермионов (напр., электронов) справедлив принцип Паули, для бозонов запрет Паули не имеет силы. Характер статистики и S . элементарных частиц однозначно связаны друг с другом. Из квантовой теории поля следует, что все частицы с целым S . — бозоны, с полуцелым — фермионы.

В формальный аппарат нерелятивистской квантовой механики S . был последовательно введен В. Паули. Для учета дополнительной спиновой степени свободы частицы, напр. в случае S . $1/2$, удобно записать волновую ф-цию в виде столбца $\begin{pmatrix} \Psi_1(x) \\ \Psi_2(x) \end{pmatrix}$; если $\Psi_2 \equiv 0$, то частица находится в состоянии с $s_z = 1/2$, если $\Psi_1 \equiv 0$ — в состоянии с $s_z = -1/2$. Тогда оператор S . можно представить матрицей $s = (\hbar/2)\sigma$, где

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

— т. н. Паули спиновые матрицы. Квадрат операторного вектора s пропорционален единичной матрице, а коэфф. пропорциональности равен $\hbar^2 1/2(1/2 + 1) = 3/4\hbar^2$. Собственные значения оператора s_z равны $\hbar/2$ и $-\hbar/2$, а собственные векторы — $\begin{pmatrix} \Psi_1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}$, соответственно. Компоненты s_x, s_y, s_z удовлетворяют характерным для углового момента перестановочным соотношениям. Т. о., математич. аппарат теории оказывается адекватным физ. природе S . В случае S . , равного 1, волновая ф-ция представляется трехрядным столбцом [соответственно трем возможным состояниям

такой частицы, $s_z = 1, 0, -1$ (в единицах \hbar), а оператор S определяется матрицами

$$s_x = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad s_y = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix},$$

$$s_z = \hbar \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

и т. д.

В теории Паули описание S носит феноменологич. характер. В действительности наличие S у частицы — релятивистский эффект и находит объяснение только в релятивистской квантовой механике. Именно, из релятивистского Дирака уравнения непосредственно следует наличие S и сопутствующего ему магнитного момента, причем в пределе малых скоростей ур-ние Дирака переходит в ур-ние Паули для нерелятивистской частицы со S . Ур-ние Дирака служит поэтому основой теории элементарных частиц со $S. 1/2$. Значение S микрочастиц тесно связано с трансформационными свойствами описывающих эти частицы полей. При Лоренца преобразовании координат поле, соответствующее частице со $S. 0$, преобразуется как скаляр (или псевдоскаляр); поле, описывающее частицу со $S. 1/2$, — как спинор; поле частицы со $S. 1$ — как вектор (или псевдовектор), и т. д.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 2) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; 3) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; 4) Шверц С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, [пер. с англ.], М., 1963. О. И. Завьялов.

СПИН ДЕТОНАЦИОННЫЙ — см. Детонация.

СПИНОВОГО ЭХА МЕТОД — один из импульсных методов наблюдения ядерного магнитного резонанса, ядерного квадрупольного резонанса и электронного парамагнитного резонанса (см. Ядерный магнитный резонанс).

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ — элементарные возбуждения, характерные для магнетиков (ферромагнетиков, антиферромагнетиков и ферритов), сумма энергии k -рых определяет энергию возбуждения системы электронных спинов вблизи основного состояния (0°K), в k -ром спине всех магнитоактивных электронов упорядочены (см. Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм, Ферримагнетизм). Существование S в обусловлено обменным взаимодействием (электронный обмен в кристалле), благодаря k -рому флуктуация намагниченности (нарушение магнитного порядка) не локализуется, а распространяется по телу в виде волны. Каждая S в характеризуется определенным значением квазиволнового вектора k и частотой ω . Квантовомеханич. дуализм позволяет каждую S в трактовать как квазичастицу (магнон) с квазиимпульсом $p = \hbar k$ и энергией $\epsilon = \hbar \omega$.

Кинематич. свойства S в (напр., их скорость) определяются законом дисперсии $\epsilon(p)$ или $\epsilon(k)$, k -рый существенно зависит от типа магнетика, а также от магнитной структуры его равновесного состояния. Напр., для кубич. ферромагнетика закон дисперсии S в. напоминает закон дисперсии обычных частиц:

$$\epsilon \approx \epsilon_0 + A(ak)^2, \quad (1)$$

где $A > 0$ — обменный интеграл между соседними атомами, ϵ_0 — граничная энергия S в., определяемая энергией анизотропии и приложенным магнитным полем (ϵ_0 зависит от поляризации S в.), a — постоянная решетчи. Из (1) можно определить эффективную массу $m^* S$ в.: $m^{*-1} = \partial^2 \epsilon / (\hbar k)^2 = 2Aa^2 / \hbar^2$. Антиферромагнетики с двумя магнитными подрешетками имеют 2 ветви S в. (2 сорта магнонов). Их законы дисперсии существенно зависят от магнит-

ной структуры основного состояния. Если магнитные моменты в равновесии расположены вдоль избранной оси антиферромагнетика, то законы дисперсии для этих ветвей:

$$\epsilon_1 \approx \sqrt{\epsilon_0^2 + A^2(ak)^2} + \mu H, \\ \epsilon_2 \approx \sqrt{\epsilon_0^2 + A^2(ak)^2} - \mu H, \quad (2)$$

если же в равновесии магнитные моменты расположены в плоскости, перпендикулярной избранной оси, то:

$$\epsilon_1 = A(ak), \quad \epsilon_2 \approx \sqrt{\epsilon_0^2 + \mu^2 H^2 + A^2(ak)^2}. \quad (3)$$

Здесь μ — магнетон Бора, H — постоянная магнитное поле (не слишком большое, $\mu H < \epsilon_0$), направленное вдоль избранной оси антиферромагнетика. В антиферромагнетиках ϵ_0 обычно значительно больше, чем в ферромагнетиках. В сравнительно широком диапазоне значений k закон дисперсии S в. в антиферромагнетиках аналогичен закону дисперсии акустич. фононов.

Представление о S в., как о флуктуациях намагниченности, позволяет для вычисления $\epsilon(k)$ воспользоваться макроскопич. ур-нием для магнитных моментов (см. Ландау—Лифшица уравнение), а S в. трактовать, как компоненту Фурье магнитного момента, совершающего неоднородную прецессию (в телах со сложной магнитной структурой — в ферритах и антиферромагнетиках — в неоднородной прецессии участвует вся система магнитных моментов).

Статистич. свойства системы S в. описываются заданием их равновесной ф-ции распределения $n_{(k)}$ (n — число S в.). S в. подчиняются Бозе—Эйнштейна статистике, т. е. при фиксированной темп-ре T :

$$n_{(k)} = [\exp(\epsilon_k/T) - 1]^{-1}. \quad (4)$$

Число S в. возрастает с повышением темп-ры T . Поэтому, чем ниже темп-ра, тем взаимодействие S в. друг с другом меньше. Это позволяет применять к системе S в. теорию почти идеального Бозе газа. При высоких темп-рах взаимодействие между S в. делается столь большим, что неопределенность в энергии S в. становится порядка самой энергии, т. е. понятие отдельной волны теряет смысл. Практически теорией S в., по-видимому, можно пользоваться при $T < < 1/4 \theta_k$, где θ_k — темп-ра Кюри (для антиферромагнетиков θ_k — темп-ра Кюри—Нееля). Использование S в. только при низких темп-рах позволяет ограничить рассмотрение S в. с малой энергией, что соответствует длинноволновым колебаниям (см. [1] — [3]).

S в. вносят вклад в тепловые свойства магнетиков. В соответствии с законами дисперсии (1), (2) и (3) магнитная часть теплоемкости ферромагнетиков при $\epsilon_0 \ll kT \ll \theta_k$ (k — постоянная Больцмана) пропорциональна $T^{3/2}$, а у антиферромагнетиков $\sim T^3$. S в. определяют темп-рную зависимость магнитных свойств. Напр. для ферромагнетиков имеет место соотношение:

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} \sim T^{3/2} \quad (\epsilon_0/k \ll T \ll \theta_k), \quad (5)$$

где $M(T)$ — магнитный момент ед. объема при темп-ре T . S в. определяют также темп-рную зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетиков при $T \ll \theta_k$. S в. наряду с фононами являются переносчиками тепла в магнетиках. Поэтому магнетики должны иметь специфич. зависимость теплопроводности от темп-ры.

Ферромагнитный резонанс (и антиферромагнитный резонанс) можно трактовать как возбуждение S в. с $k = 0$, что качественно и количественно подтверждается всей совокупностью экспериментальных данных по резонансному поглощению электромагнитной

энергии. В частности, ширину линии ферро- и антиферромагнитного резонансов $\Delta\omega$ естественно связать со временем жизни τ_n С. в. с $k = 0$ ($\Delta\omega = \tau_n^{-1}$). Это позволяет объяснить темп-ную зависимость ширины резонансных линий (см. *Релаксация магнитная*). Экспериментально можно возбуждать С. в. не только с $k = 0$. При распространении и поглощении ультразвука в ферритах наблюдается ферроакустический резонанс, к-рый объясняется трансформацией звуковой волны (фонона) в С. в.: $\omega = \omega_{зв}$, $k = k_{зв}$ ($\omega_{зв}$, $k_{зв}$ — частота и волновой вектор фонона). Возбуждение С. в. конечной длины возможно с помощью электромагнитного поля на металлич. ферромагнетиках. При отражении от металлич. полупространства электромагнитной волны с частотой, близкой к частоте ферромагнитного резонанса, в металле возбуждается С. в. с $k \sim 1/\delta$, где δ — глубина скин-слоя (см. *Скин-эффект*); в тонких металлич. пленках (толщиной $d \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ см) возбуждаются С. в. с $k \sim k_n = n\pi/d$ (n — целые числа). В последнем случае возбуждение С. в. с $k \neq 0$ фиксируется в виде резонансного пика на кривой поглощения электромагнитной энергии частоты ω как ф-ции магнитного поля.

Исследование нелинейных эффектов при ферромагнитном резонансе позволяет измерить время жизни С. в. с $k \neq 0$. Др. метод исследования С. в. с $k \neq 0$ связан с неупругим рассеянием медленных нейтронов в ферромагнетиках: изменения энергии и импульса нейтрона равны энергии ϵ и квазиимпульсу $\hbar k$ С. в.

Совершенство теоретич. представлений о низкотемпературных свойствах (тепловых, магнитных, кинетических, резонансных и др.) магнетиков основана на том, что в них, кроме фононов, при любой конечной темп-ре существует газ С. в. — система сравнительно слабо взаимодействующих Бозе частиц со своеобразным законом дисперсии.

Лит.: 1) Ферромагнитный резонанс. Сб., под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961; 2) Антиферромагнетизм и ферриты. [Сборник], отв. ред. Я. Г. Дорфман, М., 1962; 3) Гуревич А. Г., Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1960; 4) Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Каганов М. И., «УФН», 1960, т. 71, вып. 4, с. 533; 1960, т. 72, вып. 1, с. 3.

М. И. Каганов.

СПИНОВЫЕ МАТРИЦЫ ПАУЛИ — см. Паули

спиновые матрицы.

СПИНОВЫЕ ФУНКЦИИ — собственные ф-ции оператора квадрата спина s^2 , определенные равенством $s^2\psi = \hbar^2 s(s+1)\psi$ (где s — целое или полуцелое число, характеризующее спиновые свойства микрочастиц, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π).

Для полного описания частицы со спином недостаточно задать зависимость ее волновой ф-ции от координат. Физич. система со спином s может находиться в $2s+1$ различных спиновых состояниях со значениями s_z проекции спина на ось z , равными $s, s-1, \dots, -s$ (в единицах \hbar). Волновая ф-ция, т. о., должна зависеть также от спиновых переменных. Пространство спиновых координат дискретно. Удобно поэтому записать С. ф., соответствующую спину s , в виде $(2s+1)$ -рядного столбца $\begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_{2s+1} \end{bmatrix}$, где ψ_i — амплитуда вероятности найти частицу со значением $s_z = \hbar(s+1-i)$ (зависящая от внешних координат частицы). Ортонормированным базисом в спиновом пространстве служит совокупность С. ф.:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \dots, \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix},$$

каждая из к-рых является собств. вектором оператора s_z . Так, С. ф. электрона с проекциями $s_z = \pm \hbar/2$

есть: $\psi(+1/2) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\psi(-1/2) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. При таком выборе базиса представителем оператора s будет матричный вектор $(\hbar/2)\sigma$, где σ — Паули спиновые матрицы:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Система двух электронов имеет 4 независимых спиновых состояния, к-рые можно описать С. ф.:

$$\begin{aligned} &\psi_1(+1/2)\psi_2(+1/2), \quad \psi_1(+1/2)\psi_2(-1/2) \\ &\psi_1(-1/2)\psi_2(+1/2), \quad \psi_1(-1/2)\psi_2(-1/2). \end{aligned}$$

Часто оказывается необходимым образовать из них собств. ф-ции операторов квадрата полного спина $(s_1 + s_2)^2$ и полной проекции $s_{1z} + s_{2z}$ спина на ось z . При этом, по правилам сложения моментов, оператор $(s_1 + s_2)^2$ имеет собств. значения $2\hbar^2$ ($s = 1$) и 0 ($s = 0$). Собственные С. ф. соответственно будут

$$\begin{aligned} \Phi_1^+ &= \psi_1(+1/2)\psi_2(+1/2), \\ \Phi_0^+ &= [\psi_1(+1/2)\psi_2(-1/2) + \psi_1(-1/2)\psi_2(+1/2)]/\sqrt{2}, \\ \Phi_0^- &= \psi_1(-1/2)\psi_2(-1/2), \\ \Phi_0^0 &= [\psi_1(+1/2)\psi_2(-1/2) - \psi_1(-1/2)\psi_2(+1/2)]/\sqrt{2}. \end{aligned}$$

Здесь верхний индекс Φ равен s , а нижний указывает значение проекции $s_{1z} + s_{2z}$. Аналогично строятся С. ф. системы трех, четырех и т. д. электронов (см. *Клебша — Гордана коэффициенты*). Вид оператора s и правила сложения моментов для частиц с высшими спинами также полностью определяются выбором базиса в спиновом пространстве и коммутационными соотношениями между компонентами s_x, s_y и s_z .

При вращениях системы координат С. ф. преобразуются как *спинор* соответствующего ранга.

Лит.: 1) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 3) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960. О. И. Завьялов.

СПИНОР — многокомпонентная математич. величина, особым образом (отличным, напр., от способа преобразования тензора) преобразующаяся при изменении системы координат. В квантовой механике С. введены для описания спина частиц (откуда и происходит их название). Простейший С. — С. первого ранга — пара комплексных чисел χ^μ ($\mu = 1, 2$), преобразующаяся по закону

$$\begin{pmatrix} \chi'^1 \\ \chi'^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi^1 \\ \chi^2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\alpha\delta - \gamma\beta = 1$. В матричной записи $\chi' = \Lambda\chi$, $\det|\Lambda| = 1$. Равным единице определителем, вместе с Λ , обладают также матрицы Λ , Λ^{-1} и Λ^{-1} (черта означает комплексное сопряжение). Конкретный вид матрицы зависит от типа преобразования системы координат; все четыре матрицы могут быть различны. Поэтому возможны 4 разных закона преобразования С., получающиеся при выборе одной из матриц $\Lambda, \bar{\Lambda}, \Lambda^{-1}, \bar{\Lambda}^{-1}$. Соответствующие С. называются и обозначаются: контравариантный χ^μ ; контравариантный пунктирный $\chi^{\dot{\mu}}$; ковариантный χ_μ ; ковариантный пунктирный $\chi_{\dot{\mu}}$. С. высших рангов с ковариантными и контравариантными, пунктирными и непунктирными индексами преобразуются как произведения соответствующих С. первого ранга. Напр., С. четвертого ранга $\psi^\mu_{\nu\rho\sigma}$ преобразуется как $\chi^\mu\chi_\nu\chi_\rho\chi_\sigma$.

Для физики важны трансформационные свойства С. при трехмерных вращениях и Лоренца преобразованиях. Для вращения на угол φ вокруг k -й декартовой пространственной оси матрица Λ имеет вид:

$$\pm \left(I \cos \frac{\varphi}{2} - i \sigma_k \sin \frac{\varphi}{2} \right), \quad (2)$$

где σ_k — Паули спиновые матрицы, I — двухрядная единичная матрица. После поворота на угол 2λ все компоненты S меняют знак. Поэтому S определены с точностью до знака, а повороту на один и тот же угол Φ соответствуют две матрицы (2). Матрица Λ для произвольного трехмерного вращения, определяемого углами Эйлера $\varphi_1, \vartheta, \varphi_2$:

$$\pm \begin{pmatrix} \cos \frac{\vartheta}{2} \exp [i(\varphi_1 + \varphi_2)/2] & -i \sin \frac{\vartheta}{2} \exp [-i(\varphi_2 - \varphi_1)/2] \\ -i \sin \frac{\vartheta}{2} \exp [-i(\varphi_2 - \varphi_1)/2] & \cos \frac{\vartheta}{2} \exp [-i(\varphi_1 + \varphi_2)/2] \end{pmatrix} \quad (3)$$

— унитарна и унимодулярна. Поэтому для нее $\Lambda = \bar{\Lambda}$, $\Lambda^{-1} = \bar{\Lambda}^{-1}$, а потому пунктирный и непунктирный S одинаково преобразуются при вращениях. Именно так преобразуются при вращениях системы координат двухкомпонентная нерелятивистская волновая функция частицы со спином $\hbar/2$ (напр., волновая функция электрона), входящая в Паули уравнение.

Матрица Λ для собственного преобразования Лоренца унимодулярна. Для преобразования, соответствующего движению вдоль направления n со скоростью $v = c \operatorname{th} \varphi$ (c — скорость света), она имеет вид:

$$\pm \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \frac{\varphi}{2} + \operatorname{sh} \frac{\varphi}{2} \cos \alpha_1 & \operatorname{sh} \frac{\varphi}{2} (\cos \alpha_2 + i \cos \alpha_3) \\ \operatorname{sh} \frac{\varphi}{2} (\cos \alpha_2 - i \cos \alpha_3) & \operatorname{ch} \frac{\varphi}{2} - \operatorname{sh} \frac{\varphi}{2} \cos \alpha_1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\cos \alpha_j$ — направляющие косинусы вектора n . При преобразованиях Лоренца S различных наименований преобразуются по-разному.

Соответствие между трехмерным поворотом и парой отличающихся знаком матриц (3) задает двузначное неприводимое представление веса $1/2$ группы вращений. Совокупность S ранга 1 образует двухмерное пространство, в котором действуют матрицы представления. Соответствие между собственным преобразованием Лоренца и произведением матриц (3) и (4) задает (двузначное) спиновое представление собственной группы Лоренца. Представления полной группы Лоренца реализуются в пространстве S второго ранга с одним пунктирным и одним непунктирным индексами (биспинор Дирака).

Лит.: 1) Ращевский И. П. К., Теория спиноров, «УМН», 1955, т. 10, вып. 2(64); 2) Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца, их применения, М., 1958; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 4) Павлов В. П., Павлов В. П., Теор. физика, т. 3).

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие частиц, зависящее от величин и взаимной ориентации спинового и орбитального моментов количества движения. В связи с тем, что момент количества движения пропорционален скорости движения v , S -о. в. исчезает при $v \rightarrow 0$. S -о. в. пропорционально $(v/c)^2$, где c — скорость света. Для электрона, движущегося в потенциальном поле φ с потенциальной энергией $V = e\varphi$, величина S -о. в. определяется выражением

$$\frac{\hbar}{4m^2c^2} \sigma [(\operatorname{grad} V) p],$$

где $\hbar = h/2\pi$, h — постоянная Планка; $p = mv$ — импульс частицы, $\hbar \sigma$ — оператор, описывающий спин частицы. Это выражение получается непосредственно из релятивистского ур-ния квантовой механики для электрона (см. Дирака уравнение), если при переходе к нерелятивистскому приближению сохранить члены, пропорциональные $(v/c)^2$. В центрально симметричном поле энергия S -о. в. определяется оператором

$$\frac{\hbar^2}{4m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \sigma l,$$

где $\hbar l$ — оператор орбитального момента количества

движения. Вследствие S -о. в. два состояния электрона, различающиеся только значениями проекции спина, отличающиеся своей энергией. Это различие в энергии электронов приводит к появлению дублетного расщепления линий в спектре атома водорода и водородоподобных атомов. В атомах с несколькими электронами из-за взаимодействия между электронами эффект S -о. в. сказывается на энергетич. уровнях значительно сложнее. Однако и в этом случае S -о. в. обычно приводит к мультиплетной структуре спектра.

Значительно большей величины S -о. в. достигается при взаимодействии нуклонов, где энергия S -о. в. составляет примерно 10% от общей энергии взаимодействия и потому играет существенную роль в энергетич. состояниях нуклонов атомного ядра.

Лит.: 1) Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 3) Давидов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; 4) его же, Квантовая механика, М., 1963.

СПИНОРНОЕ ПОЛЕ — физич. поле, полевая функция которого по своим трансформационным свойствам является спинором (см. Поля теория, Дирака уравнение).

СПИН-РЕШЕТОЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие между тепловыми колебаниями атомов кристаллич. решетки (фононами) и магнитными моментами этих атомов (спинами). Оно обусловлено тем, что в выражении для энергии системы содержатся члены, зависящие как от расположения атомов, так и ориентации их спинов.

S -р. в. играет важную роль при ферромагнитном резонансе и электронном парамагнитном резонансе, т. к. оно наряду с другими видами взаимодействий определяет время релаксации и ширину резонансной линии (см. Релаксация магнитная); менее существенна роль S -р. в. в явлении ядерного магнитного резонанса. S -р. в. обуславливает эффект электромагнитного возбуждения звуковых волн (напр., в ферромагнетиках).

В теории спин-решеточной релаксации рассматриваются два основных механизма: 1) возбуждение спиновых волн или индивидуальных отклонений спинов вследствие изменения величины обменной электростатич. и дипольной (спин-спиновой) энергии при тепловых колебаниях решетки; 2) влияние модуляции электр. полей в кристалле, возникающих при тепловых колебаниях решетки, на электронные спины через спин-орбитальную связь. Первый механизм более существен при ферромагнитном, второй — при парамагнитном резонансе. Энергия S -р. в., напр. в ферромагнетиках с одноосной симметрией, может быть представлена ф-лой: $E = \sum \delta I^\alpha (R_{fg}) s_f^\alpha s_g^\alpha$ ($\alpha = x, y, z$), где R_{fg} — расстояние между узлами решетки, δI^α — изменение величины обменного интеграла при колебаниях решетки, s — операторы спинов. Спин-решеточная релаксация играет основную роль в развалённых парамагнитных кристаллах при малой концентрации магнитной компоненты.

Лит.: 1) Альтшулер С. А., Козырев В. М., Электронный парамагнитный резонанс, М., 1961; 2) Лой В., Парамагнитный резонанс в твердых телах, пер. с англ., М., 1962.

СПИН-СПИНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие между собственными магнитными моментами частиц (электронов, ядер и др.). По своей величине S -с. в. на неск. порядков меньше электр. взаимодействия, однако оно определяет нек-рые важные свойства атомных и молекулярных спектров, магнетизма и магнитного резонанса.

Взаимодействие между спинами электронов и ядер приводит к сверхтонкому расщеплению спектральных

линий атомных спектров, а С.-с. в. между электронами дает вклад в мультиплетное расщепление (тонкое расщепление). Последнее, однако, по своей величине меньше соответствующего вклада от спин-орбитального взаимодействия и при расчетах атомных спектров обычно не учитывается.

С.-с. в. между электронами незаполненных оболочек в ферромагнетиках может трактоваться как диполь-дипольное взаимодействие; оператор его энергии имеет вид:

$$E = \frac{e^2}{2mc^2} \left[\frac{(s_1 s_2)}{r_{12}^3} - \frac{3 (s_1 r_{12}) (s_2 r_{12})}{r_{12}^5} \right];$$

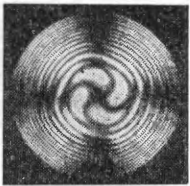
здесь e — заряд, m — масса, s — оператор спина, r_{12} — расстояние между электронами, c — скорость света.

С.-с. в. приводит к перераспределению энергии внутри спиновой системы и является, т. о., одним из факторов, определяющих релаксационные процессы в магнитных веществах (см. *Релаксация магнитная*). Взаимодействие между спинами электронов играет существенную роль в уширении резонансной линии в ферромагнитных диэлектриках с идеальной кристаллической структурой и в парамагнитных веществах. Взаимодействие между спинами электронов и ядер приводит к сверхтонкому расщеплению линий электронного парамагнитного резонанса и изменению ларморовской частоты ядерных спинов (сдвиг Найта). С.-с. в. между ядрами — один из основных механизмов релаксации при ядерном магнитном резонансе.

Лит.: 1) Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М. — Л., 1963; 2) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М. — Л., 1948.

СПИНТАРИСКОП — демонстрационный прибор для визуального наблюдения и счета α -частиц. С. состоит из покрытого сцинтиллирующим веществом экрана, помещенного на дно светопрозрачной трубки, и источника частиц, помещенного непосредственно перед экраном. Каждая α -частица, падающая на экран, вызывает в нем слабую вспышку света — сцинтилляцию, наблюдаемую через лупу в верхней части трубки. По числу сцинтилляций в ед. времени можно вычислить активность исследуемого препарата. В научных исследованиях применяется более совершенный прибор — сцинтилляционный счетчик.

СПИРАЛИ ЭРИ — конускопические интерференционные фигуры, наблюдаемые при скрещенных николях в свете, проходящем через две наложенные друг на друга пластинки одинаковой толщины, вырезанные из правого и левого кристалла одного вещества перпендикулярно к оптич. оси. С. Э. одноосных оптически активных кристаллов представляют собой темную четырехходовую плоскую спираль со светлыми промежутками, окрашенными в разные или один цвет в зависимости от того, в каком свете — белом или монохроматическом — ведется наблюдение. Напр., у С. Э. кварца (см. рис.) ветви загнуты влево (если следовать по спирали из центра), когда пластинка левого кварца лежит под пластинкой

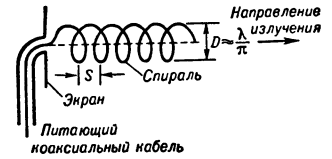


правого и левая спираль становится правой, если внизу будет расположена пластинка правого кристалла. В аналогичных условиях двусосные оптически активные кристаллы (винная кислота, сахар) дают двухходовые С. Э. Наблюдениями С. Э. пользуются для определения знака оптич. активности кристаллов и жидкостей.

Лит.: 1) Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; 2) Меланхолин Н. М., Грум-Гржимайло С. В., Методы исследования оптических свойств кристаллов, М., 1954.

А. В. Шубников.

СПИРАЛЬНАЯ АНТЕННА — антенна в виде свернутого в спираль провода (рис.), излучает радиоволны с круговой поляризацией вдоль оси спирали и эллиптической поляризацией в др. направлениях. При длине витка $1,2 \lambda_{\min} < L = \pi D < 0,7 \lambda_{\max}$, шаге спирали $S=0,2$, угле подъема спирали $\alpha \approx 12-16^\circ$ и числе витков $n = 4-6$ цилиндрич. С. а. излучает в диапазоне $\Delta\lambda/\lambda = 0,3$ ($\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$); ширина диаграммы направленности, вытянутой вдоль оси спирали, $\theta_{0,5} = 52\lambda/L \sqrt{nS/\lambda} \approx 20-50^\circ$; коэфф. направленного действия С. а. $G = 15(L)^2 nS/\lambda \sim 10-20$, входное сопротивление $R_{\text{вх}} = 140 L/\lambda$. Распространены также С. а. двухзаходные, конические и плоские (логарифмические, архимедовы и др.) с большей диапазонностью.



С. а. применяются на дециметровых волнах, как самостоятельные широкополосные антенны осевого излучения и как облучатели для зеркал и линз, а также как элементы антенных решеток (см. *Антенна*).

Лит.: 1) Айзенберг Г. З., Антенны ультракоротких волн, (ч. 1), М., 1957; 2) Марков Г. Т., Антенны, М. — Л., 1960.

СПИРАЛЬНОСТЬ (спиральное квантовое число λ) — квантовомеханич. характеристика состояния микрочастиц, особенно удобная для описания частиц, движущихся со скоростями, близкими к скорости света. С. определяется как проекция спина s частицы на направление ее движения. Т. к. проекция орбитального момента частицы на ее импульс равна нулю, то С. может быть также определена как проекция на импульс полного момента частицы j .

Классификация различных поляризационных состояний частиц с помощью С. по сравнению с обычной трактовкой, в к-рой рассматривается проекция спина на нек-рое фиксированное направление, напр. ось z , существенно упрощает описание релятивистских частиц (в частности, не возникает проблемы разделения углового момента на спиновую и орбитальную части) и может быть применена как к частицам с отличной от нуля массой (в этом случае имеется $2s + 1$ состояний с $\lambda = s, s - 1, \dots, -s$), так и к частицам с нулевой массой (имеются только 2 состояния, соответствующих $\lambda = \pm s$; так, для фотона $\lambda = \pm 1$).

Независимо от релятивистского рассмотрения λ как квантового числа имеет еще след. преимущество: инвариантность λ по отношению к трехмерному вращению позволяет строить состояния с полным моментом j , в к-рых все рассматриваемые частицы имеют определенные С.

Свойства С. 1) Оператор С. преобразуется как $j\hat{p}$, где \hat{p} — единичный вектор импульса частицы, поэтому при трехмерных вращениях он преобразуется как скаляр и, следовательно, С. состояния не меняется. 2) При преобразованиях Лоренца G , переводящих p в p' , спиральное состояние преобразуется следующим образом:

$$G|p, \lambda\rangle = |p', \lambda'\rangle D_{\lambda}^{(s)\lambda'},$$

где $D_{\lambda}^{(s)\lambda'}$ — обобщенная сферическая функция. В частности, если преобразование G производится в направлении p (и не меняет знак p), то преобразованное состояние имеет др. величину импульса p' , но прежнее значение λ . 3) При отражении пространственных координат получается состояние с импульсом $-p$ и С. $-\lambda$, т. к. при этом p и j преобразуются как вектор и псевдовектор соответственно. 4) Оператор С.

является инвариантом по отношению к временной инверсии, т. к. p и j при этом оба меняют знак.

Лит.: 1) Чжоу Гуан-чжао, Широков М. И., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 5, с. 1230; 2) Jacob M., Wick G. C., «Ann. Physik», 1959, v. 7, № 4, p. 404; 3) Wick G. C., там же, 1962, v. 18, № 1, p. 65; 4) Чешков А. А., Широков Ю. М., «ЖЭТФ», 1962, т. 42, вып. 1, с. 144.

В. А. Парев.

СПИРТЫ (алкоголи) — класс органич. соединений, содержащих в молекуле гидроксильную группу OH, связанную с атомом углерода. По количеству групп OH в молекуле различают 1-, 2-, 3- и многоатомные С.; напр., этиловый спирт C_2H_5OH , этиленгликоль $CH_2(OH)-CH_2(OH)$, глицерин $CH_2(OH)-CH(OH)-CH_2(OH)$.

СПЛАВЫ металлические — макроскопически однородные системы из двух и более металлов и неметаллов, обладающие характерными свойствами *металлов*. В более широком смысле С. наз. любые однородные системы, полученные сплавлением металлов, неметаллов, окислов, сульфидов, органич. веществ и т. д. К С. не относят макроскопич. неоднородные системы, напр. соединенные сваркой или пайкой куски чистых металлов (за исключением возникающего диффузионного пограничного слоя); иногда к С. не относят и химич. соединения определенного состава (напр., $MgZn_2$ и др.). Как металлич. С. (сталь, бронза и др.), так и неметаллич. (напр., стекло) широко применяют в технике. Обусловлено это тем, что в зависимости от состава С. и методов их обработки можно получать материалы с разнообразнейшими свойствами.

Получение и структура сплавов [5]. С. получают кристаллизацией из расплава, металлокерамич. способом (см. *Металлокерамика*), конденсацией из паров, электроосаждением из раствора, диффузионным насыщением и др. методами. Для получения С. из расплава исходные вещества нагревают до темп-ры $T > T_{пл}$ и смешивают; затем жидкий раствор выдерживают при высокой T до достижения однородного хим. состава по объему, после чего его охлаждают. При получении прецизионных С., свойства к-рых существенно зависят от состава и могут сильно меняться от наличия малых количеств посторонних примесей, нередко применяют плавку в вакууме или в инертной среде, используют шихтовые материалы высокой чистоты (см. *Чистое вещество*) [19]. Металлокерамич. способ применяют для получения С. из тугоплавких компонентов (W, Mo, Nb и др.) и С., плохо поддающихся обработке резанием, давлением и т. п.; конденсацию из паров или атомных пучков применяют, напр., для получения тонких пленок из С. в радиотехнике (см. *Микроэлектроника*).

Выше $T_{пл}$ жидкий С. может существовать либо как однородный жидкий раствор компонентов (при любом соотношении составляющих), либо как два (если С. двойной) несмешивающихся жидких раствора огранич. концентрации (напр., Cu—Pb, Al—Pb, Al—Na и т. п.). В предельном случае при исчезающе малой растворимости жидких металлов друг в друге получают два полностью не смешивающихся жидких слоя практических чистых металлов (Fe—Pb, Fe—Bi и др.). Причина неспособности нек-рых металлов давать друг с другом однородный жидкий раствор точно еще неизвестна. Чаще всего два жидких слоя дают металлы, атомные объемы и $T_{пл}$ к-рых резко различаются (возможны исключения, напр. Fe—Ag).

При сплавлении металлов [2, 9, 10], обладающих одинаковой кристаллич. структурой компонентов, малой (<15%) разницей в атомных радиусах и близкими хим. свойствами, возникают нередко *твердые растворы* с неогранич. растворимостью компонентов. Ограниченная растворимость наблюдается, если различна кристаллич. структура компонентов, радиусы ато-

мов компонентов различаются более чем на 15% или возникает промежуточная фаза. Если отношение атомных радиусов компонентов $< 0,59$, образуются фазы внедрения. Промежуточные фазы, к-рые наблюдаются при сплавлении металлов с различной электронной структурой или хим. свойствами при специфич. соотношениях между радиусами атомов компонентов, могут быть классифицированы (иногда условно) в следующие основные типы: электронные соединения (фазы Юм—Розери), группа сверхплотной упаковки (фазы Лавеса), соединения с нормальной валентностью, фазы Цинтля, Новотного, σ -фазы, ξ -фазы и т. д. (см. *Металлические соединения*).

Кристаллографич. структура и фазовый состав С. определяются, т. о., в основном кристаллич. и электронной структурами компонентов и соотношением между их атомными радиусами. Помимо этого, микро- и макроструктура С. зависит от условий кристаллизации (см. *Структура металлического слитка*) и физ. воздействий (механич., термич., радиационных и др.), к-рым С. подвергался после затвердевания. Они определяют величину, форму и взаимное расположение кристаллитов и строение границ между ними, а также дефекты (*вакансии*, межузельные атомы, *дислокации* и т. п.) в самих кристаллитах. Для создания или выбора С. с необходимыми свойствами важно знать, помимо *состояния диаграммы*, причины появления тех или иных свойств в зависимости от состава и вида проведённой обработки.

Термодинамика сплавов [1, 13, 21, 22]. Равновесное состояние С. после соответствующей термообработки (фазовый состав, кристаллич. структура фаз, распределение атомов различного сорта в кристаллич. решетке и т. д.) определяется минимумом термодинамич. изотермно-изобарного потенциала $Z = H - TS$ (свободной энергии по Гиббсу), где H — энтальпия, S — энтропия. При выполнении общего термодинамич. условия образования С. (разность Z^M между Z С. и суммой Z его компонентов < 0) реализуется та фаза или совокупность фаз, для к-рой $Z^M = H^M - TS^M$ минимальна. Соотношение между энтальпийным H^M и энтропийным S^M членами Z^M зависит от действующих физ. факторов. Так, на теплоту образования (теплоту смешения) С. H^M (энтальпия системы за вычетом энтальпии компонентов) влияют: разность атомных радиусов компонентов, Ван-дер-Ваальсовы силы связи между атомными остовами, разность валентностей атомов С., концентрация электронов проводимости, поляризация искажающих атомов и т. д. Различие в размерах атомов компонентов приводит к возникновению энергии искажения кристаллич. решетки, дающей вклад в H^M . К увеличению H^M приводят и Ван-дер-Ваальсовы силы связи, значительные, напр., у Cu, Ag и Au. Отрицательный (повышающий стабильность С.) вклад в H^M вносит перераспределение зарядов, к-рое может быть обусловлено различием валентностей атомов и поляризацией электронного газа [22]. $H^M < 0$, когда силы притяжения между атомами разного сорта преобладают над силами отталкивания. Если преобладает положит. энергия искажений или возрастает энергия электронов системы, то $H^M > 0$. В последнем случае при достаточно высокой T С. все же может образоваться, так как Z^M может стать отрицательным за счет энтропийного члена, однако при низких T в этом случае равновесным будет состояние распада. Энтропия системы складывается в основном из энтропии осциллирующих атомов и конфигурационной энтропии, определяемой характером распределения атомов по узлам кристаллич. решетки. При учете взаимодействия лишь бли-

жайших соседних атомов в С. $H^M = N_{AB}\omega$, где N_{AB} — число пар соседей разного сорта в двухкомпонентном С.; $\omega = E_{AB} - (E_{AA} + E_{BB})/2$, E_{AA} , E_{AB} и E_{BB} — энергии связи пар атомов AA , AB и BB . Для идеальных растворов $H^M = 0$ (поскольку $\omega = 0$) и $S^M = -R [c \ln c + (1 - c) \ln (1 - c)]$, где c — концентрация атомов сорта A в растворе, R — газовая постоянная. В металлич. твердых растворах, как правило, $\omega \neq 0$ и поэтому атомы A и B распределяются по узлам решетки нехаотически (см. *Упорядочение сплавов*). В таких растворах при равновесии

$$\Delta H^M = NKc(1-c)\omega\Delta\alpha,$$

$$\Delta S^M = \frac{1}{2} RKc(1-c)\Delta\alpha \ln \frac{c + (1-c)\alpha}{c(1-c)(1-\alpha)^2},$$

где K — координационное число, α — степень ближнего порядка, ΔH^M и ΔS^M — вариации энтальпии и энтропии С. по α . Равновесное значение α находится из уравнения

$$\alpha(1-\alpha)^2 = c(1-c) [\exp(2\omega/kT) - 1],$$

где k — Больцмана постоянная. Z^M через H^M и S^M сложным образом зависит от давления p , концентрации c и темп-ры T . Изменение этих параметров может привести к фазовому превращению. Число, соотношение и состав возникающих при превращениях фаз определяются правилами фаз, «рычага» и т. д. (см. *Фаз правило, Состояния диаграмма*). Фазовый состав С. в зависимости от хим. состава и T (иногда и от др. параметров) описывается диаграммой состояния [3, 4]. За исключением области низких T диаграммы состояния, как правило, описывают равновесные состояния С., достигаемые при длительной выдержке их в соответствующих условиях. При больших скоростях охлаждения возможно возникновение метастабильных фаз с ценными для практики механич., электр. и др. свойствами, что заставляет наряду с равновесными часто строить также метастабильные диаграммы состояния.

Поскольку существование той или иной фазы зависит от многих факторов, с трудом поддающихся расчету, решающее значение в построении диаграммы состояния имеет эксперимент. исследование С.

Физические свойства сплавов подразделяют обычно на 2 больших класса [8, 12]: **структурно-нечувствительные**, к к-рым относят свойства, зависящие в основном от состава (и кристаллич. структуры, поскольку она определяется составом), и **структурно-чувствительные**, существенно зависящие не только от состава, но и от размеров, формы и взаимной ориентации зерен и кристаллитов в С., а также от различного рода дефектов строения (вакансий, межузельных атомов, дислокаций и т. д.), приобретенных в процессе получения и обработки образца. Структурно-чувствительные свойства определяются, т. о., субмикро-, микро- и макроструктурой образца (слитка). Указанная классификация свойств С. носит неск. условный характер: высокочувствительная регистрирующая аппаратура позволяет во многих случаях улавливать изменения структурно-нечувствительных свойств в процессе обработки (напр., изменение плотности при деформации или отжиге).

К структурно-нечувствительным свойствам относят: плотность, модули упругости, темп-ру плавления, лучеиспускательную способность, цвет, термоэдс, темп-рную составляющую электр. сопротивления, магнитное насыщение, поглощение ионизирующих излучений и др. Структурно-нечувствительные свойства гетерогенных С., как правило, аддитивны — они складываются из свойств составляющих фаз (доля, вносимая каждой фазой,

пропорциональна ее концентрации). Эта особенность позволяет использовать их для фазового анализа С.

Основным методом создания желательных для практики структурно-нечувствительных свойств С. является *легирование*. Легирующие добавки изменяют электронную структуру кристаллов чистого металла за счет различия в заряде и размерах примесных ионов, изменения концентрации электронов проводимости и т. д., что сказывается на электр., магнитных и др. свойствах С. Так, согласно правилу Маттисена, электр. сопротивление металлич. твердых растворов $\rho = \rho(T) + \rho(c)$, где $\rho(T)$ — сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на *фононах*, а $\rho(c)$ — остаточное сопротивление, зависящее от типа примесей и их концентраций c . Во многих случаях $\rho(c)$ пропорционально произведению концентрации компонентов, квадрату разности их валентностей и обратно пропорционально объему растворенных атомов, так что ρ С. значительно больше, а их электропроводность меньше (рис. 1), чем у составляющих чистых металлов [8] (напр., у С. Cu—Au равноатомного состава ρ при 0° С в 5—7 раз больше, чем у Cu; еще более резкий рост ρ наблюдается у С. с переходными элементами).

Изменение электронной и спиновой структур С. за счет легирования приводит к изменению их магнитных свойств. Как правило, точка Кюри ферромагнетиков понижается при растворении в них ферромагнитных компонентов. Однако в Fe—V и Ni—W точка Кюри $\theta_{спл}$ при добавлении V и W вначале растет, затем падает. В ряде случаев магнитные свойства С. резко меняются при достижении определенных концентраций. Лишь в немногих случаях, напр. в Ni—Co, магнитный момент С. $\sigma_{спл}$ аддитивно связан с парциальными магнитными моментами σ компонентов. В большинстве случаев правило аддитивности нарушается и $\sigma_{спл}$ оказывается сложной ф-цией состава и структуры (см. *Сплавы магнитные*). Более того, компоненты нек-рых ферромагнитных С. сами по себе не имеют магнитного момента (см. *Гейслеровы сплавы, Ферромагнетизм*).

Структурно-чувствительные свойства С. сильно зависят от числа и характера дефектов в кристаллич. решетке: вакансий, межузельных атомов, дислокаций, выделений и др., создаваемых в процессе обработки материала. Дефекты изменяют электронную структуру С., влияют на степень упорядоченности в расположении атомов и спинов в решетке (на *дальний порядок* и *ближний порядок*) [13, 15, 20].

У однофазных С. уменьшение искажений в решетке при упорядочении приводит к уменьшению остаточного сопротивления $\rho_{ост}$ (напр., в Cu₃Au в 2—3 раза). Еще сильнее может влиять на ρ магнитное разупорядочение, напр. в Au—Mn оно увеличивает ρ в 5 раз сильнее, чем атомное [15]. Влияние ближнего порядка на ρ зависит от характера кулоновского поля в кристаллич. решетке, поэтому, напр., в Cu₃Au ближний порядок увеличивает $\rho_{ост}$, а в Cu—Zn — уменьшает.

В дисперсионно-твердеющих С. ρ меняется по сложным законам. Обычно оно растет на начальной стадии

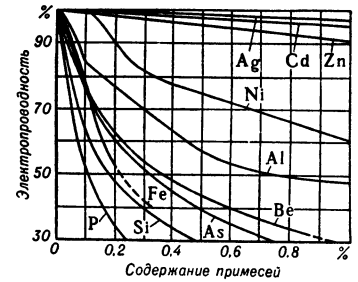


Рис. 1. Влияние малых количеств примесей на электропроводность меди.

старения и достигает максимума при определенных критич. (~50 Å) размерах выделений.

Величина ρ гетерогенных С. складывается из вкладов отдельных фаз. Однако ввиду роли размера зерна, характера границ, текстуры С. и т. д. в общем случае ρ не является аддитивной величиной (напр., в эвтектич. С.). Пластич. деформация и отжиг гетерогенных С. сильно меняют ρ за счет изменения концентрации дислокаций, дефектов упаковки и т. п., а также вследствие изменения взаимного расположения структурных составляющих. Метод исследования структурных несовершенств решетки С. по изменению ρ является общепризнанным, хотя природа влияния дефектов структуры на ρ вскрыта еще не до конца [20].

Многие магнитные свойства С. [7, 8]: коэрцитивная сила H_c , магнитная проницаемость μ , остаточная индукция B_r и др. являются структурно-чувствительными и зависят преимущественно от дисперсности и формы кристаллитов, их ориентировки и взаимного расположения, искажений кристаллич. решеток, упорядоченности в расположении атомов и спинов. Напр., деформация разбивает кристаллы на блоки, вызывает появление различного типа искажений в решетке, дислокационных стенок и т. п. Эти структурные нарушения затрудняют процессы перемагничивания, понижая μ и увеличивая H_c [8]. Аналогичные структурные нарушения появляются при дисперсионном твердении и на начальной стадии упорядочения, что также влияет на μ и H_c . Напр., H_c мало в упорядоченном и неупорядоченном состоянии

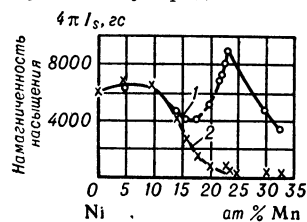


Рис. 2. Магнитное насыщение сплавов Ni—Mn в зависимости от содержания Mn; 1 — упорядоченные сплавы, 2 — неупорядоченные сплавы.

рост H_c в подобных С., состоит в возникновении тонкодисперсионных образований либо упорядоченной фазы в Pt_3Fe , Pt_3Co и др., либо выделений новой фазы при дисперсионном распаде (напр., в аллико). Упорядочение кардинально меняет и др. магнитные свойства ряда С. Так, Ni_3Mn ферромагнитен в неупорядоченном состоянии

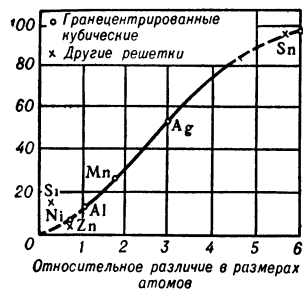


Рис. 3. Связь между возрастанием твердости и относительным различием размеров атомов растворителя и растворенного вещества для ряда медных сплавов при содержании до 0,1 ат. леггирующего металла.

Крайне сложен вопрос о влиянии примесей на механич. свойства металлов [11, 12, 17]. Полагают, что это влияние обусловлено: а) изменением электронной структуры С., б) различием в атомных объемах ком-

понентов, в) изменением кристаллографич. структуры, субмикроструктуры (отражающей структурные особенности размером порядка десятков периодов решетки), микро- и макроструктуры кристаллов,

и появлением дальнего и ближнего порядка, развитием гетерофазности, возникновением дисперсионных выделений. Так, у ряда медных С. твердость [23] растет с увеличением различия размеров атомов Cu и растворяемого вещества (при малой концентрации присадки, где слабо ощущается влияние ближнего порядка, см. рис. 3). Имеется явная корреляция между электронной концентрацией, с одной стороны, и пределами текучести и прочности, а также зависимости напряжения от деформации — с другой (рис. 4—5). Концентрационная зависимость твердости от содержания Zn в CuZn имеет резко выраженный максимум в области γ -фазы. Это явление объясняется двояким образом: с одной стороны, наибольшей (89%) степенью заполнения в латунях зоны Бриллюэна (см. Зональная теория), а с другой — затрудненностью процесса скольжения из-за сложной структуры γ -фазы (см. Пластичность). Широко распространены представления [12], что большая прочность твердых растворов по сравнению с чистыми металлами и большая упрочняемость их связаны с взаимодействием поля напряжений вблизи примесей с полем напряжений дислокаций. За счет этого взаимодействия дислокации вблизи примесных атомов изгибаются, что и вызывает большое сопротивление их движению, т. е. упрочнение. Наибольшего упрочнения можно достигнуть при определенных (критич.) размерах областей сегрегации примесных атомов в поле дислокаций — на начальных стадиях старения (в дисперсионно-твердеющих С.) или упорядочения. Эти представления применимы и для объяснения высокой прочности и твердости дисперсионно-твердеющих С. на начальной стадии распада, упорядочивающихся С. при малых степенях порядка (точнее, при малых размерах антифазных доменов), гетерофазных С. с малыми размерами твердых включений и т. д. (см. Механические свойства). Нек-рая часть дополнительной по сравнению с чистыми металлами прочности твердых растворов вызвана существованием ближнего порядка, на разрушения к-рого при деформации расходуется дополнительная энергия [18]. Большой эффект дает комбинированная обработка. Разработан, напр., способ упрочнения С. методом термомеханической обработки, когда пластич. деформация проводится вблизи линии фазового превращения. Этим добиваются высокой плотности

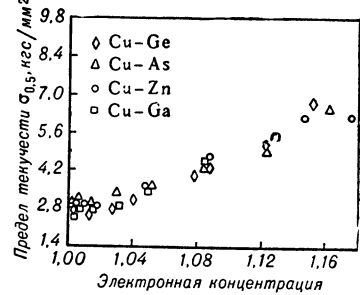


Рис. 4. Взаимосвязь между пределом текучести и электронной концентрацией ряда медных сплавов.

Корреляция между электронной концентрацией, с одной стороны, и пределами текучести и прочности, а также зависимости напряжения от деформации — с другой (рис. 4—5). Концентрационная зависимость твердости от содержания Zn в CuZn имеет

резко выраженный максимум в области γ -фазы. Это явление объясняется двояким образом: с одной стороны, наибольшей (89%) степенью заполнения в латунях зоны Бриллюэна (см. Зональная теория), а с другой — затрудненностью процесса скольжения из-за сложной структуры γ -фазы (см. Пластичность). Широко распространены представления [12], что большая прочность твердых растворов по сравнению с чистыми металлами и большая упрочняемость их связаны с взаимодействием поля напряжений вблизи примесей с полем напряжений дислокаций. За счет этого взаимодействия дислокации вблизи примесных атомов изгибаются, что и вызывает большое сопротивление их движению, т. е. упрочнение. Наибольшего упрочнения можно достигнуть при определенных (критич.) размерах областей сегрегации примесных атомов в поле дислокаций — на начальных стадиях старения (в дисперсионно-твердеющих С.) или упорядочения. Эти представления применимы и для объяснения высокой прочности и твердости дисперсионно-твердеющих С. на начальной стадии распада, упорядочивающихся С. при малых степенях порядка (точнее, при малых размерах антифазных доменов), гетерофазных С. с малыми размерами твердых включений и т. д. (см. Механические свойства). Нек-рая часть дополнительной по сравнению с чистыми металлами прочности твердых растворов вызвана существованием ближнего порядка, на разрушения к-рого при деформации расходуется дополнительная энергия [18]. Большой эффект дает комбинированная обработка. Разработан, напр., способ упрочнения С. методом термомеханической обработки, когда пластич. деформация проводится вблизи линии фазового превращения. Этим добиваются высокой плотности

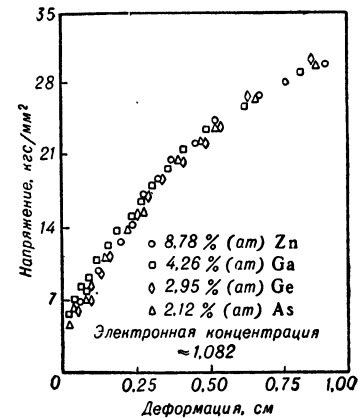


Рис. 5. Кривые напряжение — деформация для медных сплавов с одинаковой электронной концентрацией.

различного типа дефектов и, соответственно, высоких прочностных характеристик. Другой перспективный метод получения высокопрочных материалов — создание бездефектных кристаллов, напр. в виде тонких нитей («усов»). Поиски С. с особыми свойствами связаны, т. о., с установлением основных физ. закономерностей поведения С. в зависимости от изменения их состава, структуры и т. д.

Методы исследования сплавов [7, 14, 16] в современном физ. металловедении основываются в конечном счете на том, что изменения в структуре, строении и распределении фаз в материале влияют на их физ. свойства. Поэтому характер и величина изменения свойств служат критерием структурных изменений С., а исследование самих свойств дает информацию о строении С.



Рис. 6. Микрорлиф сплава Cu — Ag (первичные кристаллы Ag в сплаве Cu — Ag).

Наиболее крупные дефекты строения С. [7]: нарушения сплошности металла, дендритное строение, ликвации, неоднородности, вызванные механич. радиационной или термич. обработкой, — изучают по изломам слитков или по микрорлифам (рис. 6). Микроанализ однофазных С. позволяет определить величину и

ориентацию зерен, распределение дислокаций, однородность зерен; в многофазных С., помимо перечисленных, — количество, форму и размеры фазовых включений и их взаимное расположение. Применение фазоконтрастной и ультрафиолетовой микроскопии (см. *Микроскоп*), наблюдение объектов в светлом поле или поляризованном свете расширяют возможности микроанализа, увеличивают его чувствительность.

Электронную микроскопию применяют при изучении субмикроскопич. структуры С., механизмов фазовых превращений, структурных несовершенств, хим. неоднородности их. Разрешающая способность современных электронных микроскопов позволяет регистрировать дислокационную структуру следов скольжения, взаимодействия и движения дислокаций в С., изучать влияние примесей на энергию дефектов упаковки и т. д. Изучение дифракции рентгеновских лучей, электронов и нейтронов позволяет исследовать атомно-кристаллич. структуру С., их фазовый состав и границы растворимости, текстуру, магнитную и электрич. структуру, внутренние напряжения и т. д. Наиболее тонкие рентгеноструктурные методы (исследование диффузного рассеяния, рассеяния под малыми углами и т. п.) позволяют изучать старение и упорядочение С. на разных стадиях процесса, устанавливать как наличие выделений, так и возникшие при этом изменения в решетке.

Метод измерения электрич. сопротивления в зависимости от темп-ры (или обработки) весьма эффективен при исследовании фазовых превращений, определении критич. точек. Магнитный структурный анализ применяют к изучению диаграмм состояния (в связи с магнитными превращениями), для количественного фазового анализа, исследования превращений в С., распада пересыщенных твердых растворов. Фазовые превращения исследуют также методами термич. и дилатометрич. анализа. Методом *внутреннего трения* исследуют диффузионные процессы, энергию активации выделения второй фазы, места ее выделения (вблизи границ или в толще образца). Распределение атомов в С., диффузионные процессы и т. д. исследуют также методом радиоактивных изотопов. Электронную струк-

туру С. изучают методами рентгеновской спектроскопии, радиоспектроскопии, на основе измерений магнитной восприимчивости, гальваномагнитных явлений, магнетосопротивления, аннигиляции позитронов и т. д. При исследовании С. применяют также *Мессбауэра эффект* (определение характера и величины межатомных связей, особенностей колебаний атомов и характера локальных полей для примесных атомов, изучение фазовых переходов, свойств электронного и фононного спектров). Большой эффект дает комплексное исследование С. различными методами, позволяющее сопоставлять экспериментальные данные и поэтому более надежно интерпретировать природу и характер протекающих в С. процессов.

Виды сплавов и их применение [7]. Применяемые в технике С. подразделяются на группы в зависимости от: 1) типа диаграммы состояния (твердые растворы, эвтектические, эвтектоидные, дисперсионно-твердеющие, упорядочивающиеся С. и т. д.); 2) основного металла (железные, никелевые, кобальтовые и т. д.); 3) назначения (строительные, инструментальные, конструкционные, транспортные стали и С. с особыми физ. свойствами — жаропрочные и жаростойкие, магнитные, проводниковые и т. д.).

Получение, свойства и применение С. с особыми физ. свойствами описаны в статьях: *Металлические соединения, Твердые растворы, Металлокерамика, Жаропрочные сплавы, Инварные магнитные сплавы, Проводниковые материалы, Контактные материалы, Реостатные материалы, Магнитно-жесткие материалы*.

Лит.: 1) Жданов Г. С., Физика твердого тела, М., 1962; 2) Физические основы металловедения, М., 1955; 3) Хансен М., Андерко К., Структуры двойных сплавов, [2 изд.], т. 1, М., 1962, гл. 2; 4) Вол А. Е., Строение и свойства двойных металлических систем, т. 1—2, М., 1959—62; 5) Бочвар А. А., Металловедение, 5 изд., М., 1956; 6) Дехтер М. В., «ФММ», 1960, т. 9, вып. 3; 7) Металловедение и термическая обработка стали. Справочник, 2 изд., т. 1, М., 1961; 8) Лившиц Б. Г., Физические свойства металлов и сплавов, М., 1959; 9) Юм-Ровер В., Рейнор Г. В., Структура металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1959; 10) Теория фаз в сплавах. Сб. статей, пер. с англ., М., 1961; 11) Механические свойства металлических соединений. [Сб. статей], пер. с англ., М., 1962; 12) Чалмерс Б., Физическое металловедение, пер. с англ., М., 1963; 13) Кривоглаз М. А., Смирнов А. А., Теория упорядочивающихся сплавов, М., 1958; 14) Современные физические методы исследования в металловедении, пер. с англ., М., 1958; 15) Жданов Г. С., Оверов Р. П., Нейтронография магнитных материалов, «УФН», 1962, т. 76, вып. 2; 16) Уманский Я. С., Рентгенография металлов, М., 1960; 17) J. Phys. et Radium, 1962, т. 23. № 10 (Материалы международного совещания по твердым растворам); 18) Ивернова В. И., Кацнельсон А. А., Исследование ближнего порядка и физических свойств однофазных твердых растворов, «Заводск. лабор.», 1961, № 11; 19) Гарбер Р. И., Гинди И. А., Физические свойства металлов повышенной чистоты, «УФН», 1961, т. 74, вып. 1; 20) Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; 21) Ламсен Дж., Термодинамика сплавов, пер. с англ., М., 1959; 22) Деллигер В., Теоретическое металловедение, пер. с нем., М., 1960; 23) Зейтц Ф., Физика металлов, пер. с англ., М. — Л., 1947.

А. А. Кацнельсон.

СПЛАВЫ ДЛЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЙ — см. *Реостатные материалы*.

СПЛАВЫ МАГНИТНЫЕ — металлич. сплавы, обладающие ферромагнитными свойствами. Необходимый признак С. м. — обязательное присутствие в их составе хотя бы одного компонента из числа элементов переходных групп. С. м. можно разбить [1, 3] на 4 группы: 1) С. м. из ферромагнитных элементов (Fe—Ni, Fe—Ni—Co, Gd—Fe и др.); 2) С. м. из ферромагнитных и нормальных (непереходных) элементов (напр., Fe—Si, Ni—Cu, Fe—C); 3) С. м. из ферромагнитных и неферромагнитных, но переходных элементов (Fe—Cr, Fe—Ti, Fe—V и т. п.); 4) С. м. без участия ферромагнитных металлов (см. *Гейслеровы сплавы*). В группе 2) надо особо выделить сильно разбавленные растворы переходных элементов (как ферро-, так и неферромагнитных) в матрице из нормального ме-

талла (напр., С. м. Мп в Cu, Au и Ag и др.) [12]. Среди С. м. следует различать неупорядоченные твердые растворы (Ni—Cu, Ni—Co и др.), а также полностью или частично упорядоченные сплавы (напр., Ni₃Mn, Fe₂Pt, Pt₄Cr и др.). Переход из неупорядоченного в упорядоченное состояние может весьма сильно менять магнитные свойства С. м. [1, 3, 6]. Иногда к С. м. относят и ферромагнитные интерметаллич. соединения, даже если они не обладают металлич. свойствами.

Как и в чистых металлах, ферромагнитные свойства С. м. наблюдаются в конечной области темп-р от 0° К до Кюри точки $\theta_{\text{спл}}$. Основные ферромагнитные параметры С. м. — $\theta_{\text{спл}}$ и самопроизвольная намагниченность $I_s^{\text{спл}}$ — зависят от их состава (концентрации компонентов), от кристаллографич. и фазовой структуры и, следовательно, от способа обработки С. м. (термич., механич. и т. п.) [1—5]. Наиболее изучены бинарные С. м., хотя практически очень часто применяются многокомпонентные сплавы (см. *Магнитно-жесткие материалы* и *Магнитно-мягкие материалы*) [2, 3, 5].

В проблеме С. м. имеются 2 важнейшие задачи: 1) определение среднего атомного момента $\bar{\sigma}_{\text{спл}}$ при 0° К (или $I_{\text{so}}^{\text{спл}}$) и 2) определение точки Кюри $\theta_{\text{спл}}$, т. е. характерной (обменной) энергии ферромагнитного состояния С. м. Сложность этих задач обусловлена тем, что $I_{\text{so}}^{\text{спл}}$ и $\theta_{\text{спл}}$ в С. м. сильно зависят от деталей взаимодействия между электронами проводимости и электронами — основными носителями магнитного момента С. м. (*d*- или *f*-электронами атомов переходных элементов, см. *Атом*), от характера энергетич. спектра электронной и спиновой систем кристалла С. м., а также от особенностей распределения в нем электронной плотности. Пока еще нет достаточно разработанной теории С. м. [1—8, 11]. Из опыта известно, что имеются лишь редкие случаи, когда $\bar{\sigma}_{\text{спл}}$ удовлетворяет простому правилу смещения: $\bar{\sigma}_{\text{спл}} = \sum_n c_n \bar{\sigma}_n$,

где c_n — концентрация *n*-ого компонента, а $\bar{\sigma}_n$ — парциальный средний атомный момент. Такой случай наблюдается, напр., в бинарных сплавах системы Ni—Co, где во всем интервале концентраций существует ферромагнетизм, а также в системе Ni—Cu (до 60% ат. Cu). В подавляющем большинстве случаев $\bar{\sigma}_{\text{спл}}$ — сложная ф-ция состава и структуры С. м. Иногда при добавлении к ферромагнитной матрице другого переходного элемента (как ферро-, так и неферромагнитного) $\bar{\sigma}_{\text{спл}}$ оказывается больше, чем $\bar{\sigma}_n$ каждого из компонентов (напр., в С. м. Fe—Co, Ni—Mn, Fe—Ir, Fe—Pt и др.). При изучении бинарных С. м. на основе Ni и Fe с нормальными элементами были установлены эмпирич. правила (для малых концентраций примеси) [1, 3]:

$$\bar{\sigma}_{\text{спл}} = \bar{\sigma}_{\text{Ni}} - \nu v, \quad (1)$$

$$\bar{\sigma}_{\text{спл}} = \bar{\sigma}_{\text{Fe}} (1 - \nu), \quad (2)$$

где ν — валентность нормального элемента, ν — концентрация примеси в атомных процентах. В (1) валентность с точностью до 20% совпадает с фактич. числом валентных электронов. Ф-ла (1) справедлива также для С. м. Co—Cu и Co—Au, для раствора С в α -Fe (мартенсит) и в случае сплавов Fe с Al, Si и V, но в интервале концентраций этих примесей от 5—7% до 15—18% атомных. Из (1) видно, что изменение $\bar{\sigma}_{\text{спл}}$ зависит от общего числа атомов и его уменьшение обусловлено «гашением» магнитного момента Ni ва-

лентными электронами примеси. Из (2) следует, что $\bar{\sigma}_{\text{спл}}$ уменьшается с каждым добавляемым атомом примеси, заменяющим атом Fe. В результате многочисленных экспериментальных исследований С. м. элементов группы Fe была получена общая эмпирич. закономерность (кривая Слейтера—Полинга [4, 8, 10, 11], см. *Ферромагнетизм*), к-рая еще не нашла последовательного теоретич. объяснения. Большой интерес представляют исследования величины магнитного момента, вносимого атомами Fe и Co в матрицы немагнитных переходных металлов группы Pd [5]. В нек-рых случаях каждый атом Fe или Co (в С. м. на основе Pd с 1% Fe или Co) вносит магнитный момент $\sim 12\mu_B$ и $16\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), в то время как в чистых кристаллах Fe и Co средние значения моментов: $\bar{\sigma}_{\text{Fe}}^{\circ} = 2,2\mu_B$ и $\bar{\sigma}_{\text{Co}}^{\circ} = 1,7\mu_B$. Величина $\bar{\sigma}_{\text{спл}}$ такого сильно разбавленного сплава тесно связана с поведением магнитного (или немагнитного) атома (иона) примеси в кристалле основного компонента С. м. В одних случаях магнитноактивные атомы примеси ведут себя в немагнитной матрице как локализованные магнитные моменты, делая сплав либо парамагнетиком, подчиняющимся закону Кюри—Вейсса, либо ферро- или антиферромагнетиком; в других — действие примесей оказывается таким, что сплав ведет себя как паулевский парамагнетик (см. *Паули парамагнетизм*) с магнитной восприимчивостью, практически независимой от темп-ры. Различное поведение примесей зависит от величины плотности уровней электронных состояний у поверхности Ферми в кристаллич. решетке матрицы, от времени жизни локализованных состояний примесей и т. п. Сведения о магнитном состоянии атомов отдельных компонентов С. м. могут дать нейтронографич. исследования, особенно при применении поляризованных пучков нейтронов (см. *Нейтронография*), позволяющих определить парциальные магнитные моменты атомов отдельных компонентов С. м. [9].

Изучение физ. свойств С. м. представляет большой практич. и теоретич. интерес, оно открывает реальные возможности для детального выяснения закономерностей возникновения ферро- и антиферромагнитного состояний в металлч. кристаллах и создания С. м. с определенными магнитными характеристиками (см. *Магнитно-жесткие материалы*, *Магнитно-мягкие материалы*).

Лит.: 1) Д о р ф м а н Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; 2) Б о з о р т Р. Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) В о н с о в с к и й С. В., Ш у р Я. С., Ферромагнетизм, М. — Л., 1948; 4) В о н с о в с к и й С. В., Современное учение о магнетизме, М. — Л., 1952; 5) Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб. статей, пер. с англ., под ред. С. В. Вонсовского, М., 1963; 6) К р и в о г л а з М. А., С м и р н о в А. А., Теория упорядочивающихся сплавов, М., 1958; 7) S l a t e r J. C., «J. Appl. Phys.», 1937, v. 8, № 6, p. 385; 8) P a u l i n g L., «Phys. Rev.», 1938, v. 54, p. 899; 9) C o l l i n s M. F., F o r s y t h J. B., «Philos. Mag.», 1963, v. 8, № 87, p. 401; 10) S t o n e r E., «J. Phys. et radium», 1951, t. 12, p. 372; 11) M o t t N. F., «Advances Phys.» (A quarterly suppl. of the Philosophical Magazine), 1964, v. 13, № 51, p. 325; 12) O w e n J. [a. o.], «Phys. Chem. Solids», 1957, v. 2, № 2, p. 85. С. В. Вонсовский.

СПЛОШНОЙ СПЕКТР (не прерывный спектр) — спектр излучения или поглощения, параметры к-рого, в отличие от линейчатых и полосатых спектров, слабо зависят от частоты (длины волны). С. с. возникают в результате переходов между двумя состояниями, из к-рых по крайней мере одно относится к энергетич. континууму (т. е. характеризуется непрерывным рядом значений энергии). С. с. возникают в результате таких процессов, как *ионизация* и *рекомбинация*, *диссоциация* и *ассоциация*, *тормозное излучение* и поглощение и т. п. Кажущиеся С. с. можно наблюдать также в результате недостаточного разрешения или статистич. наложения структурных спектров.

Общие выражения для вычисления вероятности элементарных радиац. процессов даются квантовой механикой [1]. Для получения конкретных результатов необходимо знание волновых ф-ций системы в начальном и конечном состояниях. Т. к. вероятности поглощения и испускания излучения связаны между собой принципом детального равновесия, достаточно вычисление одной из этих величин.

У атома дискретные уровни энергии сходятся к границе ионизации, за к-рой расположена область



Энергетич. схема атома. Показаны дискретные энергетич. уровни и континуум (заштрихованная область); $b-b$ — связанно-связанные переходы, $b-f$ — связанно-свободные, $f-f$ — свободно-свободные; переходы $b-f$ и $f-f$ приводит к образованию сплошного спектра поглощения; $mv^2/2$ — кинетич. энергия электрона, оторванного от атома.

непрерывных значений энергии — энергетич. континуум (см. рис.). Переходы между дискретными уровнями (связанно-связанные, $b-b$) соответствуют образованию линейчатых спектров; переходы между дискретными

уровнями и континуумом (связанно-свободные, $b-f$) или внутри континуума (свободно-свободные, $f-f$) являются причиной возникновения С. с.

С. с. поглощения возникают при фотоионизации атомов из основного и возбужденных состояний ($b-f$ переходы). Рекомбинация иона и электрона с образованием атома в различных состояниях приводит к появлению С. с. испускания ($f-b$ переходы). Это справедливо также и для фотоионизации положит. ионов и рекомбинации ионов с электронами с образованием ионов меньшего избыточного заряда.

Для водорода и водородоподобных ионов фотоионизац. коэфф. поглощения $K(v)$ удобно вычислять, усредняя по всем состояниям с одинаковым главным квантовым числом n . Тогда [1,6]:

$$K_n(v) = N_n (64\pi^4 m e^{10} Z^4 / 3 \sqrt{3} \hbar c^6 n^5 v^3) g', \quad (1)$$

где Ze — заряд ядра, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, N_n — концентрация атомов в состоянии n , g' — т. н. фактор Гаунта, зависящий от n , мало отличающийся от единицы для видимой и ультрафиолетовой областей спектра. При $g' = 1$ ф-ла (1) превращается в ф-лу Крамерса, к-рая может быть получена в квазиклассич. приближении. Для больших частот $K_n(v)$ можно вычислить в борновском приближении.

Для неводородоподобных атомов и ионов большое количество данных по фотоионизации, гл. обр. с основного состояния, получено экспериментально, а также численными методами [2]. Для фотоионизации с возбужденных состояний удовлетворительные результаты дают полуэмпирические расчеты по Берджесу — Ситону [4]. Для основных состояний этот метод менее надежен.

Поглощение или излучение системы ион — свободный электрон связано с переходами из одного состояния энергетич. континуума в другое ($f-f$ переходы, тормозные процессы), что также приводит к С. с. (см. также *Излучение плазмы, Тормозное излучение*).

Для электронов, движущихся с нач. скоростью v в кулоновских полях, созданных ядрами с зарядом Ze , квантовая механика дает [1,6]:

$$K_v(v) = N_e(v) (N_i 4\pi Z^2 e^8 / 3 \sqrt{3} \hbar c m^2 v^3) g'', \quad (2)$$

где $N_e(v)$ и N_i — концентрация электронов и ионов, g'' — фактор Гаунта для тормозных процессов, к-рый также близок к единице, если выполняется условие применимости квазиклассич. приближения, а также дополнит. условие $v \gg mv^3/4\pi Ze^2$. Отличие g'' от единицы при малых частотах практически несущественно, т. к. оно связано с поглощением при пролетах на больших прицельных расстояниях, что в реальной плазме не осуществляется вследствие дебаевского экранирования (см. *Дебаевский радиус экранирования*). При $g'' = 1$ ф-ла (2) переходит в ф-лу Крамерса для тормозных процессов.

В случае сложных ионов, когда электрон движется в некулоновском поле, приемлем полуэмпирич. метод [5], являю-

щийся развитием метода Берджеса и Ситона [4]. Результирующий коэфф. поглощения диссоциированной водородной плазмы, обусловленный фотоионизацией со всех связанных состояний и $f-f$ переходами в полях ионов, может быть получен суммированием (1) по n и интегрированием (2) по v с учетом распределения атомов по возбужденным состояниям, а электронов по скоростям. В случае плазмы, образованной неводородоподобными атомами и ионами, ф-лу для коэфф. поглощения, обусловленного фотоионизацией атомов (или ионов) со всех состояний с $n > n_g$ и $f-f$ переходами в полях ионов см. [7].

С. с. может также возникать при взаимодействии электрона с нейтральным атомом. Если образование отрицат. иона возможно, то при захвате электрона атомом избыточная энергия может быть отдана в виде излучения ($f-b$ переход, радиационное прилипание). Непрерывность значений кинетич. энергии свободного электрона приводит к С. с. испускания. Встречный процесс — фотоотрыв электрона от отрицат. иона. Количеств. данные по фотоотрыву для нек-рых отрицат. ионов найдены экспериментально [3]. Электрон, движущийся в поле нейтрального атома, также может поглощать и испускать излучение, что приводит к появлению С. с. ($f-f$ переходы). Для электрона в поле атома Н имеются удовлетворительно согласующиеся экспериментальные и теоретич. результаты. Вероятность тормозного процесса для электрона в поле произвольного атома или молекулы может быть найдена, если известно соответствующее транспортное сечение упругого рассеяния [8, 9]; $b-f$ и $f-f$ переходы в поле атома Н дают решающий вклад в коэфф. поглощения солнечной фотосферы [10]. Оптич. свойства горячего (5—15 тыс. °К) воздуха в известной мере определяются $b-f$ и $f-f$ континуумами кислорода и азота.

Молекулярные С. с. [11] возникают при тех же процессах, что и атомные С. с.: фотоионизация молекул и рекомбинация электрона с положит. молекулярным ионом; тормозные процессы в поле молекулярного иона; фотоотрыв электрона от отрицат. молекулярного иона и тормозные процессы в поле нейтральной молекулы. Кроме того, существуют и специфич. процессы, приводящие к появлению молекулярных С. с.

Если в результате поглощения фотонов молекулы переходят из устойчивого в неустойчивое состояние, то происходит диссоциация (фотодиссоциация). Спектр поглощения — сплошной, т. к. энергия разлетающихся атомов не квантуется. Фотодиссоциация также может иметь место при переходе в верхнее устойчивое состояние, если потенциальная энергия молекулы окажется больше энергии диссоциации. В том и другом случае избыток энергии фотона превращается в кинетич. энергию разлетающихся атомов. Два сталкивающиеся атома могут, поглотив фотон, образовать устойчивую молекулу. Так, два атома Н с одинаково направленными спинами отталкиваются (состояние $^3\Sigma_u^+$). Поглощение фотона в момент столкновения приводит к образованию устойчивой молекулы в возбужденном электронном состоянии $^3\Sigma_g^+$. Спектр поглощения сплошной, т. к. энергия нач. состояния не квантуется. Каждому из этих процессов можно противопоставить встречный, к-рый дает С. с. испускания. Так, молекула H_2 из устойчивого состояния $^3\Sigma_g^+$ может перейти, излучая, в неустойчивое состояние $^3\Sigma_u^+$. Молекулы, совершающие такие переходы, диссоциируют, испуская С. с.

Участки С. с. могут наблюдаться также в тех случаях, когда переходы происходят между дискретными энергетич. уровнями атома или молекулы, достаточно сильно уширенными вследствие внешних воздействий. Если ширина спектр. линии больше расстояния между соседними линиями, то линии сливаются, образуя участки С. с. В атомных спектрах такие эффекты наблюдаются вблизи границ серий. В молекулярных

спектрах могут перекрываться вращат. линии, а иногда и соседние вращательно-колебат. полосы. Эти эффекты имеют место при достаточно высоких темп-рах и давлениях.

С. с. при переходах между дискретными энергетич. уровнями получаются также тогда, когда один из дискретных уровней данной системы перекрывается энергетич. континуумом, принадлежащим этой же системе (см. *Оже эффект, Предиссоциация*).

Если переход между дискретными энергетич. уровнями с испусканием фотона запрещен правилами отбора, то в нек-рых случаях могут иметь место переходы с одновременным испусканием двух фотонов [12]. Частоты этих фотонов могут быть самыми разнообразными, но подчиняющимися, однако, условию, вытекающему из закона сохранения энергии: $E_p - E_q = h\nu_\alpha + h\nu_\beta$. Поэтому спектр испускания оказывается сплошным. Есть основание полагать, что С. с. свечения туманностей в значит. мере связан с двухфотонными переходами $2s - 1s$ в атомах водорода. С. с. наблюдается также в спектрах рентгеновских, при Вавилова—Черенкова эффекте, при Комптона явлении, при движении заряженных частиц в ускорителях; см. также *Ветatronное излучение плазмы*.

Рассмотренные выше процессы приводят к образованию С. с. в элементарных актах. Если оптич. плотность источника излучения достаточно велика, то спектр испускания может быть сплошным даже в том случае, когда элементарный объем источника испускает линейчатый спектр. Действительно, используя ур-ние переноса излучения и полагая для простоты, что $\epsilon(\nu)$ и $k(\nu)$ не зависят от координат, для интенсивности излучения I , источника с линейными размерами l получим:

$$I_\nu \sim \{\epsilon(\nu)/k(\nu)\} \{1 - \exp[-k(\nu)l]\}.$$

Если распределение по энергетич. состояниям равновесное, то $\epsilon(\nu)/k(\nu) \sim B_T$ — ф-ция Планка. При достаточно больших l величина $I_\nu \rightarrow B_\nu(T)$ даже для областей спектра с весьма малыми $k(\nu)$. Это объясняется тем, что для любого тела с темп-рой T ф-ция Планка $B_\nu(T)$ дает предельное значение излучат. способности, к-рое при достаточно больших l достигается для частот, соответствующих как серединам, так и крыльям спектр. линий. Т. о., если оптич. плотность источника настолько велика, что в какой-то области эквивалентные ширины спектр. линий превышают расстояния между серединами линий, то появляется участок С. с. Аналогичные причины приводят к появлению участков С. с. поглощения источника достаточно большой оптич. плотности. С. с. раскаленных твердых и жидких тел образуются, во-первых, вследствие сильного взаимодействия и, следовательно, уширения энергетич. уровней и, во-вторых, вследствие их большой оптич. плотности.

Лит.: 1) С о б е л ь м а н И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1963; 2) Д и т ч б е р н Р., О п и к У., Процессы фотоионизации, в сб.: Атомные и молекулярные процессы, под ред. Д. Бейтса, пер. с англ., М., 1964; 3) Б р е н с к о м Л., там же, с. 95—131; 4) B u r g e s s A., S e a t o n M. J., «Monthly Notices Roy. Astron. Soc.», 1960, v. 120, № 1, p. 121; 5) Н о р м а н Г. Э., «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 14, вып. 4, с. 521; 6) У н з о л ь д А., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949; 7) Б и б е р м а н Л. М., Н о р м а н Г. Э., «Оптика и спектроскопия», 1960, т. 8, вып. 4, с. 233, «J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer», 1963, v. 3, № 3, p. 221; 8) З е л ь д о в и ч Я. В., Р а й з е р Ю. П., «ЖЭТФ», 1964, т. 47, вып. 3, с. 1150; 9) К а с ь я н о в В., С т а р о с т и н А., там же, 1965, т. 48, вып. 1, с. 295; 10) А м б а р д у м я н В. А. [и др.], Теоретическая астрофизика, М., 1952; 11) F i n k e l n b u r g W., P e t e r s T h., в кн.: Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge, Bd 28, V. — [u. a.], 1957, S. 79; Е л ь ш е в и ч М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; 12) G ö r r e r t - M a y e r M., «Ann. Physik», 1931, Bd 9, H. 3; B r e i t G., T e l l e r E., «Astrophys. J.», 1940, v. 91, № 2. Л. М. Биберман.

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение атомной системы, не зависящее от наличия квантов внеш-

него электромагнитного поля. Вероятность испускания кванта системой в общем случае описывается, согласно квантовой электродинамике, ф-лой:

$$dw = (\omega^3/2\pi\hbar c^3) |d_{12}|^2 \cos^2 \theta (n_k + 1) d\Omega, \quad (1)$$

где ω — частота кванта; n_k — имеющееся в поле число квантов той же частоты, поляризации и направления распространения, что и излучаемый квант; d_{12} — матричный элемент дипольного момента; θ — угол между d_{12} и направлением поляризации излучения; $d\Omega$ — элемент телесного угла; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π ; c — скорость света. Ф-ла (1) справедлива в случае, когда длина волны λ излучаемого фотона значительно больше линейных размеров излучающей системы. Это условие обычно выполняется. Так, для видимого света $\lambda \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$ см, а волновая ф-ция атома сосредоточена в области, протяженность к-рой $r \sim 10^{-8}$ см, т. е. действительно $r \ll \lambda$.

Множитель $(n_k + 1)$ в (1) отличен от нуля даже тогда, когда $n_k = 0$, т. е. когда в поле нет квантов. В этом случае (1) и дает вероятность С. и. (слагаемое n_k дает индуцированное излучение).

Интенсивность С. и. за единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega$, согласно (1), равна

$$I d\Omega = (\omega^4/2\pi c^3) |d_{12}|^2 \sin^2 \vartheta d\Omega, \quad (2)$$

где ϑ — угол между d_{12} и направлением распространения фотона. Полное С. и. в единицу времени [интеграл от (2) по углам]

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\omega^4}{3c^3} |d_{12}|^2. \quad (3)$$

Ф-ла (3) аналогична ф-ле для дипольного излучения в классич. электродинамике и получается из нее заменой $\bar{a}^2 \rightarrow 2|d_{12}|^2$, где \bar{a}^2 — усредненный по времени квадрат дипольного момента.

Интенсивность свечения при С. и. затухает по закону $I = I_0 \exp(-t/\tau)$, где $\tau \approx 10^{-8}$ сек — среднее время жизни возбужденного состояния [напр., для красной линии водорода ($\lambda = 6562 \text{ \AA}$) $\tau = 1,5 \cdot 10^{-8}$ сек].

Лит.: 1) Г а й т л е р В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 2) Ш п о л ь с к и й Э. В., Атомная физика, т. 1—2, М. — Л., 1950; 3) Ш и ф ф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959, § 36, 50. В.З.Крессин.

СПУСКОВАЯ СХЕМА (т р и г г е р, т р и г г е р н а я ч е й к а) — электронное устройство с двумя устойчивыми состояниями равновесия, в к-ром под влиянием внешнего воздействия (входной импульс) возникает регенеративный процесс (см. *Регенерация*), переводящий систему из одного состояния равновесия в другое.

Общие свойства различных С. с. можно описать с помощью эквивалентной схемы (рис. 1), где R — активное сопротивление, N — нелинейный двухполюсник, вольт-амперная характеристика к-рого содержит падающий участок (см. *Падающая характеристика*), C — емкость. Можно показать, что при определенных значениях R и E такое устройство обладает двумя устойчивыми положениями равновесия. Действительно, ур-ние, описывающее процесс в такой системе, имеет вид:

$$E = RI_N(U_N) + RC \frac{dU_N}{dt} + U_N, \quad (1)$$

где E — напряжение питания, U_N — падение напряжения на двухполюснике, I_N — ток, текущий через двухполюсник. Графич. построение (рис. 2) позволяет определить состояния равновесия (точки A, B, C) и определить их устойчивость. В состояниях A и B $RN = dU_N/dI_N > 0$, т. е. процесс происходит с поглощением энергии, что свидетельствует об его устойчивости. Состояние C неустойчиво, т. к. вблизи

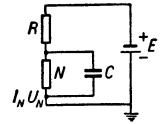


Рис. 1.

него процесс характеризуется поступлением энергии в систему.

В реальных С. с. нелинейным двухполосником служат различные электронные устройства; напр., в

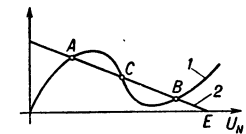


Рис. 2. 1 — вольт-амперная характеристика двухполосника $I_N(U_N)$ с падающим участком; 2 — прямая $\frac{1}{R}(E-U_N)$; точки А, В и С — соответствуют состояниям равновесия.

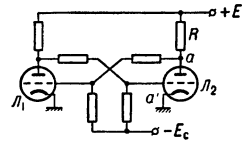


Рис. 3. Принципиальная схема лампового триггера.

При этом на анодах ламп формируются перепады напряжения, крутизна к-рых (при прочих равных условиях) зависит от паразитных реактивных параметров схемы (см. *Паразитная емкость, Паразитная индуктивность*).

Одна из распространенных С. с. на электронных лампах (рис. 4) работает от отрицат. входных (с т а р т о в ы х) импульсов, к-рые двойной диод D переключает на открытую лампу. Емкости C уменьшают время лавинообразного перехода С. с. из одного устойчивого состояния в другое: при $RC = R_1 C_{\text{параз}}$ делитель напряжения, обеспечивающий связь между сеткой одной и анодом др. лампы, безынерционен. До появления

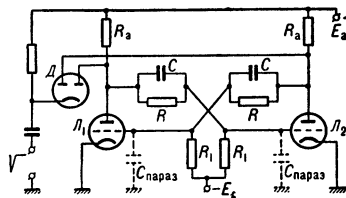


Рис. 4.

стартового импульса С. с. находится в одном из устойчивых состояний (напр., L_1 закрыта, L_2 открыта), к-рое поддерживается протеканием постоянных токов через делители R, R_1 . У диода, соединенного с анодом L_2 , разность потенциалов между электродами больше, чем у другого (у обоих диодов потенциал катода выше потенциала анода). Стартовый импульс открывает диод, соединенный с L_1 (но не открывает др. диода), и появляется на сетке L_2 . Это увеличивает потенциал анода L_2 и сетки L_1 , в результате чего через L_1 начинает течь ток и включается положит. обратная связь. Когда под действием обратной связи будут выполнены условия регенерации, изменения анодных потенциалов L_1 и L_2 приобретут лавинный характер. В результате этого процесса L_2 закроется, а L_1 откроется.

Нелинейным двухполосником в С. с. могут служить также *туннельные диоды* и *четырёхслойные полупроводниковые диоды*, имеющие падающий участок вольт-амперной характеристики.

С. с. широко применяются в импульсной технике, экспериментальной, ядерной физике (см. *Пересчетные схемы*) и в вычислит. технике для записи чисел в двоичной системе счета (система с двумя устойчивыми состояниями). С. с. наз. также устройства, имеющие

неск. устойчивых динамич. состояний (см., напр., *Параметрон*).

Лит.: 1) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 4 изд., М., 1956; 2) Санин А. А., Электронные приборы ядерной физики, 2 изд., М., 1964; 3) Иццоки Я. С., Импульсная техника, М., 1949. Ю. М. Азын.

СПУТНИКИ ЗЕМЛИ ИСКУССТВЕННЫЕ — запускаются на околоземные орбиты с различными научными и прикладными целями. Научно-исследовательские С. З. и ведут исследования ионосферы, геомагнитного поля, параметров верхней атмосферы Земли, метеоров в околоземном пространстве, космич. лучей, коротковолнового и корпускулярного излучения Солнца, поверхности Луны и др. Метеорологич. С. З. и доставляют информацию об облачном покрове Земли. Связные С. З. и служат для пассивной и активной ретрансляции радиосигналов на больших расстояниях. Навигационные С. З. и регулярно передают информацию о параметрах своего движения и о точном времени, принимаемая к-рую могут определить свои координаты надводные и подводные корабли. Геодезич. С. З. и служат объектами наземных оптич. и радиотехнич. наблюдений с геодезич. целями. Плотные С. З. и служат для изучения условий орбитального полета космонавтов. Спутники-разведчики и ведут стратегич. разведку из космоса. Информационные С. З. и поступает на наземные станции посредством радиотехнич. устройств. В зависимости от поставленной задачи С. З. и. выводят на орбиты, различающиеся большой полуосью (размеры орбиты), эксцентриситетом (форма орбиты), наклоном и др. элементами орбиты (см. *Орбита*), что достигается соответствующим выбором вектора начальной скорости и точки вывода С. З. и. на орбиту. Так, орбиты с большим эксцентриситетом имеют С. З. и., предназначенные для вертик. зондирования ионосферы. Еще более вытянутые орбиты имеют С. З. и. для исследований окололунного пространства. Метеорологич., навигационные С. З. и. удобно выводить на круговые орбиты, имеющие постоянную высоту над земной поверхностью. На так наз. стационарных орбитах удобно располагать связные спутники: при высоте круговой орбиты над земной поверхностью $\sim 36\,000$ км и наклоне орбиты $i = 0^\circ$ (экваториальная орбита), С. З. и. имеет период обращения, равный периоду вращения Земли, и практически постоянно «висит» над одной и той же точкой земной поверхности.

Повторным включением двигателя при надлежащей его ориентации орбита С. З. и. может быть изменена в необходимом направлении.

Вследствие того, что С. З. и. движутся в непосредственной близости от Земли, нецентральность ее гравитац. поля вызывает значит. возмущения орбит спутников. На движение спутников оказывают также влияние сопротивление воздуха, вращение земной атмосферы, световое давление Солнца.

Нецентральность гравитац. поля Земли вызывает гл. обр. вековые возмущения: *прецессию* плоскости орбиты и движение ее перигея. Вследствие сопротивления воздуха изменяются, в основном, размеры орбиты и ее эксцентриситет: большая полуось орбиты непрерывно уменьшается, спутник приближается по своеобразной спирали к земной поверхности. Т. к. при этом уменьшается также и эксцентриситет (т. е. форма орбиты приближается к окружности), апогейное расстояние сокращается значительно быстрее перигейного.

Вращение земной атмосферы вызывает очень медленное уменьшение величины наклона орбиты i . Световое давление оказывает заметное возмущение лишь на большие легкие спутники (надувные баллоны). Световое давление как бы «сдувает»

орбиту, вследствие чего апогейное и перигейное расстояния испытывают периодич. изменения. Вследствие светового давления апогейное и перигейное расстояния в определенные периоды времени могут возрастать, чего не наблюдается у спутников с большими значениями отношения массы к поперечному сечению.

Поскольку нецентральность гравитационного поля Земли, сопротивление воздуха, вращение земной атмосферы вызывают различные возмущения орбит С. З. и., их влияние может быть разделено, что дает возможность по наблюдениям движения спутников детально изучить фигуру Земли, плотность верхней атмосферы на разных высотах, закономерности ее вращения. Систематич. наблюдения ускорений спутников позволили установить зависимость плотности воздуха от условий освещения его Солнцем, от нестационарных процессов на Солнце и др. причин.

Первый С. З. и. был запущен 4 окт. 1957 г. в СССР (см. *Космонавтика*). Советские спутники, пилотируемые космич. корабли и космические зонды, запущенные на гелиоцентрич. орбиты, дали много ценного для науки. Разнообразные научные и практич. задачи решены с помощью спутников, запущенных в США, а также спутников Великобритании и Канады, выведенных на орбиты американскими ракетами-носителями. Всего к 1 июля 1965 года произведено ок. 350 успешных запусков космич. объектов.

Н. П. Ерпылев.

СПУТНИКИ ПЛАНЕТ — небесные тела обращающиеся вокруг планет. Известно (1963 г.) 31 С. п.: у Меркурия, Венеры, Плутона — 0, у Земли — 1, Марса — 2, Юпитера — 12, Сатурна — 9, Урана — 5, Нептуна — 2.

К С. п. условно можно отнести и кольца Сатурна, состоящие из большого количества мелких частиц, размерами — от пылинок до глыб, обращающихся вокруг планеты и образующих густой плоский слой.

Движение С. п. происходит под действием притяжения соответствующей планеты и в первом приближении выражается законами Кеплера. В отличие от планетной системы, где обращение всех без исключения планет происходит в одном, прямом направлении, 10 С. п. движутся в обратном направлении. Орбиты большинства С. п. мало наклонены друг к другу и к плоскости экватора соответствующей планеты. Сжатие планет, тяготение Солнца и взаимное тяготение С. п. порождают в движении С. п. значит. возмущения, позволяющие для наиболее крупных из них оценивать массу. Точная теория движения С. п. — одна из труднейших задач небесной механики, к-рая с достаточной полнотой разработана только для Луны. Притяжение С. п. оказывает влияние на планеты, обуславливая прецессию, приливы в атмосферах и твердых оболочках планет, вызывающие торможение их вращения вокруг оси.

Наиболее крупные С. п. в системах Юпитера и Сатурна в телескоп с сильным увеличением видны в виде дисков, что позволило измерить их угловые диаметры, а затем вычислить и линейные их значения. На дисках крупных С. п. различаются нек-рые детали — темные и светлые пятна, позволяющие измерить периоды их вращения. 4 главных спутника Юпитера, подобно Луне, вращаются с периодом, равным периоду обращения вокруг планеты. Измерения диаметра и блеска С. п. позволяют оценивать отражат. способность их поверхностей. Для главных спутников Юпитера получены след. значения сферич. альbedo: Ио 0,37; Европа 0,39; Ганимед 0,20; Каллисто 0,03. Диаметр небольших С. п. определяется по измеренному их блеску при том или ином предположении о величине альbedo. Вследствие малой массы большинство С. п. не способно удержать газовую оболочку и потому ат-

мосфер не имеет. Исключение составляет Титан, в спектре к-рого обнаружена полоса поглощения метана.

В. В. Шаронов.

СРЕДНЕЕ ОТКЛОНЕНИЕ, среднее абсолютное отклонение — одна из мер, характеризующих рассеивание случайных величин. С. о. δ случайной величины X определяется формулой: $\delta = M|X - MX|$, где M — знак *математического ожидания*. Выборочное

С. о.: $d = \left(\sum_{i=1}^n |x_i - \bar{x}| \right) / n$, где x_i — наблюдаемые значения случайной величины X , \bar{x} — их среднее арифметическое.

В. И. Витюков.

СРЕДНИЕ ВОЛНЫ — радиоволны в диапазоне от 100 м до 1000 м (3 Мгц — 300 кгц). В умеренных и средних широтах в дневные часы С. в. распространяются только как поверхностные волны, огибая поверхность Земли вследствие *дифракции радиоволн*. С наступлением темноты С. в. приобретают способность отражаться от слоя *E* ионосферы и распространяться как пространственные волны. Это объясняется тем, что под действием солнечного излучения в атмосфере образуется наиболее низкий ионизированный слой *D*, электронная концентрация к-рого недостаточна для отражения С. в. В то же время при прохождении сквозь слой *D* С. в. испытывают сильное поглощение, что препятствует отражению в дневные часы от слоя *E*.

Напряженность поля в дневные часы рассчитывают по дифракционным ф-лам и по графикам Международного консультативного комитета по радиосвязи (МККР) (см. *Распространение радиоволн*). Среднее значение поля в ночные часы для излученной мощности в 1 квт можно рассчитать по эмпирич. ф-ле:

$$E = 10233 (r_{\text{км}})^{-0.5} \exp[-0,000894 (\lambda_{\text{км}})^{-0.26} r_{\text{км}}] \text{ мкв/м,}$$

где r — расстояние от передатчика, λ — длина волны. При обычно применяемых мощностях дальность распространения С. в. днем составляет сотни км над сушей (в зависимости от λ) и примерно до 1000 км над морем. Ночью дальность распространения достигает 4000 км.

Прием С. в. в ночные часы сопровождается *замираниями* и нелинейными искажениями в ионосфере. 11-летний период солнечной активности и ионосферные возмущения на распространение С. в. в ночные часы влияют незначительно.

С. в. применяются для радиовещания, для связи с судами в открытом море, в радионавигации и т. д.

Лит.: 1) Долуханов М. П., *Распространение радиоволн*, 2 изд., М., 1960; 2) E b e r t W., «Revue de l'Union Européenne de Radiodiffusion», 1962, А, № 73, p. 109—21.

М. П. Долуханов.

СРОДСТВО К ЭЛЕКТРОНУ или электронное сродство — способность нек-рых атомов и молекул присоединять добавочный электрон и превращаться в отрицательные ионы. Мерой С. к э. является энергия электронного сродства S , равная разности энергии атома (молекулы) в основном состоянии и энергии основного состояния соответствующего отрицательного иона.

Многие атомы, молекулы и свободные радикалы обладают С. к э. В табл. 1 указаны элементы, для к-рых обнаружены а т о м н ы е отрицательные ионы. Способностью присоединять к электронной оболочке добавочный электрон обладают атомы, у к-рых внешняя часть этой оболочки образована незаполненной группой эквивалентных электронов. К таким атомам относятся атом водорода и атомы элементов 1-й группы периодич. системы (один внешний *s*-электрон), а также атомы элементов 3, 4, 5, 6 и 7-й групп, указанные в табл. 1 (незаполненная группа *p*-электронов).

Табл. 1. — Химические элементы, атомы которых образуют отрицательные ионы.

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0
H								He
Li		B	C		O	F		
Na		Al	Si	P	S	Cl		
K							Fe	Co
Cu		Ga	Ge	As	Se	Br		Ni
Rb								
Ag		In	Sn	Sb	Te	J		
Cs								
Au		Tl	Pb	Bi				

Атомы с двумя внешними s -электронами, как правило, не обладают С. к э. (щелочноземельные элементы, Hg и др.). Захват добавочного электрона атомами Fe, Co, Ni, у к-рых в нормальном состоянии два внешних s -электрона, приводит, по-видимому, к заполнению свободного места во внутренней группе $3d$. Атомы Ne, Ar, Kr, Xe, имеющие замкнутую внешнюю оболочку из шести p -электронов, не обладают С. к э.

Ион He^- образуется, по-видимому, путем присоединения добавочного электрона к атому He в метастабильном возбужденном состоянии $(1s2s)^3S$ и имеет конфигурацию электронной оболочки $(1s2s2p)^4P_{3/2}$.

Ионы He^- , вероятно, неустойчивы, но их среднее время жизни достаточно велико, чтобы их можно было наблюдать, когда их скорость $\sim 10^6$ см/сек или больше.

Величина S определена только для немногих атомов. Энергия основного состояния иона H^- может быть вычислена с большой точностью вариационным методом квантовой механики аналогично тому, как вычисляется энергия основного состояния атома He. Расчет с применением волновой функции с 24 параметрами дает для атома водорода $S = 0,75416$ эв.

Прямым экспериментальным методом определения S атомов является измерение длины волны λ_0 , соответствующей порогу фотоотщепления электрона от отрицательных ионов. S связана с λ_0 соотношением $S = hc/\lambda_0$. Этим методом были определены величины S атомов C, O, S, J. В ударной волне в парах CsCl удалось создать столь значительную концентрацию ионов Cl^- , что можно было сфотографировать спектр поглощения, соответствующий фотоотщеплению электронов от ионов Cl^- . По длинноволновой границе этого спектра было найдено, что $S(Cl^-) = 3,65 \pm 0,02$ эв.

Для определения S атомов галогенов неоднократно использовалось явление отрицательной поверхностной ионизации. Измерив температурную зависимость тока отрицательных ионов галогена, испаряющихся с поверхности накаливаемого металла, напр. W, можно определить разность между работой выхода ϵ_f металла и S атома галогена. Этот метод не дал точных значений S , т. к. измерения производились на поликристаллич. вольфрамовых нитях, у к-рых ϵ_f на различных участках поверхности могло быть неодинаковым. С значительно большей точностью можно определить разность S атомов двух элементов, когда они испаряются в виде отрицательных ионов с одной и той же поверхности.

Таблица 2.

Атом	S эв	Метод определения
H	0,754	Вычисление вариацион. методом
C	1,25	Фотоотщепление
O	1,46	Фотоотщепление
S	2,1	Фотоотщепление. Поверхностная ионизация
F	3,37	Поверхностная ионизация
Cl	3,65	Поглощение света ионами
Br	3,35	Поверхностная ионизация
J	3,08	Фотоотщепление

В табл. 2 приведена S тех атомов, для к-рых эта величина определена уверенно и с достаточной точностью. Значения S для атомов F и Br получены из величин разностей S этих атомов и S атома J (измеренных методом поверхностной ионизации), а S атома J принята равной 3,08 эв.

Определение S становится практически неосуществимым, если ее величина составляет доли эв. Для оценки S в таких случаях прибегали к экстраполяции к заряду (-1) энергии термов в изоэлектронных рядах атомов и положительных ионов. Для некоторых атомов величины S , полученные таким способом, хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

Нек-рые молекулы и радикалы обладают значительной S (для $NO_2 > 3$ эв; $OH \approx 2$ эв; $CN > 3$ эв). Почти все данные об S молекул получены косвенными методами и поэтому ненадежны. Для величины S молекулы O_2 указываются значения от 0,15 эв до 0,5 эв.

Лит.: 1) Бучельникова Н. С., Отрицательные ионы, «УФН», 1958, т. 65, № 3, с. 351; 2) Веденеев В. И. [и др.], Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. Справочник, М., 1962, раздел IV. В. М. Дукельский.

СРЫВА РЕАКЦИИ — см. Прямые ядерные реакции.

СТАБИЛИВОЛЬТ — см. Стабилизатор.

СТАБИЛИЗАЦИЯ гироскопическая — процесс поддержания устойчивости равновесия или устойчивости движения различных объектов (напр., кораблей, самолетов, ракет и т. д.) при помощи спец. устройств — гироскопич. стабилизаторов. Гироскопич. стабилизаторы различаются по числу осей, относительно к-рых они должны обеспечивать С. Одноосный гироскопич. стабилизатор осуществляет С. по одной оси, двухосный — относительно двух взаимноперпендикулярных осей (напр., С. платформы в горизонтальной плоскости), трехосный, или пространственный, стабилизатор — относительно трех взаимноперпендикулярных осей (т. е. осуществляет ориентированный определенным образом в пространстве координатный трехгранник, к-рый сохраняет свою ориентацию при любом движении объекта). Выбор схемы стабилизирующего устройства в значит. мере определяется возможностью реализации в данной системе тех или иных сил, добавление к-рых к числу приложенных к системе сил обеспечило бы устойчивость положения равновесия системы или устойчивость ее движения.

Если в число приложенных к системе сил, помимо сил, имеющих потенциал, и диссипативных сил, входят также и искусственные (по терминологии Кельвина) силы, т. е. силы, работа к-рых пополняет энергию системы, то синтез схемы С. представляет в каждом отдельном случае самостоятельную задачу, решение к-рой должно быть проведено при помощи общих теорем теории устойчивости, напр. при помощи теорем прямого метода Ляпунова (см. Устойчивость движения).

О характере влияния диссипативных сил на движение систем, у к-рых отсутствуют искусств. силы, и о возможности С. положения равновесия таких систем при помощи гироскопич. сил дают нек-рые общие указания след. теоремы Кельвина [6]:

1) Равновесие, устойчивое при одних потенциальных силах, сохраняет устойчивость и при добавлении диссипативных сил.

2) Равновесие, устойчивое при потенциальных силах, становится асимптотически устойчивым при добавлении диссипативных сил, если последние обладают полной диссипацией, т. е. если совокупность диссипативных сил явно зависит от всех обобщенных скоростей системы.

3) Изолированное и неустойчивое при потенциальных силах равновесие не может быть стабилизировано при помощи диссипативных сил.

4) Равновесие, устойчивое при одних потенциальных силах, сохраняет устойчивость при добавлении гироскопических и диссипативных сил.

5) Изолированное равновесие, неустойчивое под действием потенциальных сил, остается неустойчивым при добавлении гироскопич. сил и сил диссипативных, если последние обладают полной диссипацией.

6) Гироскопич. С. невозможна, если неустойчивость изолированного положения равновесия под действием одних потенциальных сил имеет нечетную степень (т. е. если в приведенном к сумме квадратов выражении силовой ф-ции системы имеется нечетное число положит. слагаемых).

7) При известных условиях равновесие, неустойчивое под действием одних потенциальных сил, можно стабилизировать добавлением подходящих гироскопич. сил, если степень неустойчивости не была нечетной и при этом не добавляются диссипативные силы, обладающие полной диссипацией.

Пример гироскопич. С. неустойчивой системы — однорельсовая железная дорога [4].

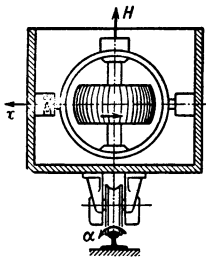


Рис. 1.

(этим обеспечивается требуемая теоремой Кельвина четность степени неустойчивости стабилизируемой системы).

Малые колебания рассматриваемой системы около состояния ее стационарного движения описываются дифференциальными ур-ниями:

$$\begin{aligned} A\ddot{\alpha} + N\dot{\alpha} + H\dot{\beta} - Qh\alpha &= 0, \\ B\ddot{\beta} + v\dot{\beta} - H\dot{\alpha} - ql\beta &= M_x. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь α — угол поворота вагона вокруг оси η , расположенной вдоль рельса; β — угол поворота рамы гироскопа вокруг оси x рамы; A и B — моменты инерции вагона относительно оси η и рамы с гироскопом относительно оси x соответственно; H — кинетич. момент гироскопа; через Qh и ql обозначены статич. моменты вагона относительно оси η и рамы с гироскопом относительно оси x , так что $Qh\alpha$ и $ql\beta$ — моменты силы тяжести относительно осей η и x ; $-N\dot{\alpha}$ и $-v\dot{\beta}$ — моменты сил трения относительно осей η и x соответственно; M_x — момент указанных ниже дополнит. сил относительно оси x .

В рассматриваемой системе диссипативные силы обладают полной диссипацией и поэтому стабилизировать систему при помощи одних гироскопич. сил невозможно. Для осуществления С. в систему дополнительно вводится искусств. сила с помощью спец. электромагнита, создающего момент относительно оси рамы гироскопа. Ток в цепи якоря электромагнита удерживается пропорциональным угловой скорости β рамы гироскопа, для чего служит усилитель, на вход к-рого поступает сигнал от прибора, измеряющего угловую скорость $\dot{\beta}$ поворота рамы гироскопа.

Т. о., $M_x = \mu\dot{\beta}$, и ур-ния (1) принимают вид:

$$\begin{aligned} A\ddot{\alpha} + N\dot{\alpha} + H\dot{\beta} - Qh\alpha &= 0, \\ B\ddot{\beta} - n\dot{\beta} - H\dot{\alpha} - ql\beta &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $n = \mu - v$.

Из теорем Кельвина следует, что устойчивость системы возможна лишь в случае, когда $\mu > v$, т. е. при $n > 0$. Значения параметров, в т. ч. и n , при к-рых система устойчива, определяются критериями устойчивости (напр., условиями Гурвица; см. *Устойчивость движения*). Из условий Гурвица, помимо установленных при помощи теорем Кельвина требований $l > 0$ и $n > 0$, вытекают еще след. неравенства:

$$\begin{aligned} \frac{BN}{A} > n > \frac{qlN}{Qh}, \\ H^2 > qlA + QhB + nN + \\ + \frac{AB(Qhn - qlN)^2 + (BN - An)^2 Qqlh}{(BN - An)(Qhn - qlN)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Из неравенств (3) определяется значение коэфф. n и вес q груза, устанавливаемого в верхней части рамы гироскопа. Неравенство (4) определяет нижнюю границу угловой скорости собственного вращения гироскопа.

К гироскопич. стабилизаторам относятся также гироскопич. пассивные и активные успокоители качки (корабля). Активные гироскопич. успокоители качки применялись как на небольших, так и на трансокеанских кораблях и обеспечивали уменьшение бортовой качки в 10—15 раз, снижая до 1—2° амплитуду бортовой качки на достаточно сильном волнении [1].

Особенно широко применяются силовые гироскопич. стабилизаторы. У этих гироскопич. устройств имеются разгрузочные электродвигатели, создающие силы, компенсирующие внешние воздействия на стабилизируемый объект. Входным сигналом в электрич. схеме управления разгрузочным электродвигателем является снимаемое с соответствующего электроизмерит. прибора напряжение, пропорциональное углу прецессии гироскопа. Т. к. при прецессии возникает гироскопич. момент, противодействующий моменту возмущающих сил, то гироскоп, помимо управления разгрузочным электродвигателем, осуществляет С. системы в начальные промежутки времени, в течение к-рых ток в цепи разгрузочного электродвигателя нарастает до величины, требуемой для уравнивания возмущающих сил.

Силовая гироскопич. рама, представляющая собой одноосный силовой гироскопич. стабилизатор, рассмотрена в ст. *Гироскоп*.

Схема двухосного гироскопич. стабилизатора — силового гироскопического горизонта [2] изображена на рис. 2. Стабилизируемая платформа подвешена в кардановом кольце и может поворачиваться относительно этого кольца вокруг оси x . Ось η карданова кольца направлена по продольной оси корабля. Углы поворота вокруг этих осей обозначены на схеме через α и β соответственно. Через S_x и S_y обозначены связанные с осями x и η разгрузочные электродвигатели. На стабилизируемой платформе смонтированы опоры

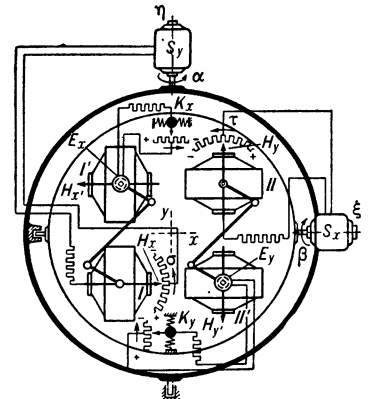


Рис. 2.

осей кожухов 4 горизонтальных гироскопов I, I', II, II'. Кинетич. моменты гироскопов удовлетворяют соотношениям $H_x = H_{x'}$, $H_y = H_{y'}$. При повороте вокруг осей кожухов оси роторов гироскопов остаются в плоскости xy платформы. Кожухи гироскопов парно связаны между собой так, что их оси могут поворачиваться в разные стороны на одинаковые углы. Углы поворота гироскопов I и II вокруг осей их кожухов обозначены через σ и τ соответственно. Разгрузочные электродвигатели S_x и S_y управляются сигналами, пропорциональными углам прецессии гироскопов τ и σ , так что моменты относительно кардановых осей, создаваемые разгрузочными электродвигателями, будут $s_x\tau$ и $-s_y\sigma$, где s_x и s_y — некоторые постоянные коэффициенты. На осях кожухов гироскопов помещаются электромагниты E_x и E_y , к-рые управляются сигналами от акселерометров K_x и K_y , установленных на стабилизируемой платформе. Моменты относительно осей кожухов гироскопов I и II, создаваемые электромагнитами E_x и E_y , равны соответственно $k_x(\alpha + v\omega/g)$ и $k_y(\beta - v/g)$, где k_x и k_y — некоторые постоянные коэффициенты, v — скорость корабля, $\omega = v/\rho$ — угловая скорость циркуляции, ρ — радиус кривизны траектории корабля. Математич. теорию силового гироскопич. горизонта см. в [2].

Лит.: 1) Булгаков Б. В., Прикладная теория гироскопов, 2 изд., М., 1955; 2) Булгаков Б. В., Ройтенберг Я. Н., К теории силовых гироскопических горизонтов, «Изв. АН СССР. ОТН», 1948, № 3; 3) Ишлинский А. Ю., Механика гироскопических систем, М., 1963; 4) Мещерский И. В., Дифференциальные уравнения гироскопического вагона, «Известия Петроградского политехнического ин-та», 1922; 5) Ройтенберг Я. Н., К теории непосредственных гироскопических стабилизаторов, «Трикол. матем. и механ.», 1960, т. 24, вып. 4; 6) Четаев Н. Г., Устойчивость движения, 2 изд., М., 1955. Я. Н. Ройтенберг.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ — повышение их агрегативной устойчивости воздействием веществ, препятствующих коагуляции (флокуляции) дисперсной фазы.

Стабилизация замедляет осаждение (седиментацию) частиц дисперсной фазы и повышает тем самым кинетич. устойчивость системы. С. д. с. достигается введением в дисперсионную среду спец. веществ — стабилизаторов (диспергаторов, эмульгаторов, пенообразователей), к-рые, адсорбируясь на поверхности частиц дисперсной фазы (частиц суспензии, капель эмульсии, пузырьков пены), изменяют условия их взаимодействия со средой. В суспензиях С. д. с. часто сопровождается пептизацией существовавших ранее агрегатов. К стабилизаторам относятся 2 группы веществ: а) неорганич. электролиты и б) поверхностно-активные вещества (ПАВ). Действие электролитов, к-рые позволяют осуществить ионную С. д. с., сводится к возникновению на частицах одноименных электрич. зарядов, взаимное отталкивание к-рых преобладает над силами сцепления частиц. Основное значение в такой С. д. с. имеет величина электрокинетич. потенциала поверхности; зависящая от строения диффузной части двойного электрич. слоя, образовавшегося вокруг частиц. Адсорбционные слои ПАВ действуют по-иному: их дифильные способные к ориентации молекулы (лиофильные с одного конца и лиофобные с другого), снижая поверхностное натяжение σ на поверхности раздела частица — среда, связывают часть дисперсионной среды и образуют вокруг частицы защитную сольватную (в водной среде — гидратную) оболочку. В этом случае С. д. с. возникает как результат лиофилизации поверхности частиц (см. *Лиофильность и лиофобность*) и наличия у адсорбционно-сольватных оболочек структурно-механич. свойств, т. е. сопротивления сдвигу или повышенной вязкости, что затрудняет их вытеснение с поверхности при соприкосновении частиц. К стабилизаторам та-

кого рода относятся: в водных средах — мыла щелочных металлов, защитные коллоиды (сапонин, белки), в неводных (углеводородных) растворителях — мыла поливалентных металлов, высокомолекулярные соединения и т. д. В эмульсиях может быть осуществлен особый случай предельно сильной стабилизации в результате такого резкого снижения σ на границе обеих фаз, когда оно становится близким к нулю ($\sim 0,1$ эрг/см² и ниже). В этом случае коалесценция капель предотвращается энтропийным фактором (тенденцией к равномерному распределению дисперсной фазы по всему объему дисперсной среды); эмульсия образуется самопроизвольно без затраты работы на диспергирование и становится термодинамически устойчивой. Стабилизация эмульсий возможна также с помощью твердых эмульгаторов — высокодисперсных порошков, частицы к-рых, избирательно смачиваясь по разным участкам поверхности той или другой фазой эмульсии, концентрируются на поверхности раздела и защищают капли от коалесценции бронулирующими их оболочками.

Лит.: 1) Рабинерсон А. И., Проблемы коллоидной химии, Л., 1937; 2) Наука о коллоидах, под ред. Г. Кройта, т. 1, М., 1955; 3) Ребиндер П. А., Конспект общего курса коллоидной химии, [2 изд.], М., 1950; 4) Пасынский А. Г., Коллоидная химия, 2 изд., М., 1963; 5) Войцкий С. С., Курс коллоидной химии, М., 1964. А. Б. Таубман.

СТАБИЛИЗАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЯ. Напряжение питания многих устройств экспериментальной физики должно поддерживаться неизменным с высокой степенью точности, несмотря на колебания напряжения сети, пульсации напряжения на выходе выпрямителей и изменения нагрузки.

Для стабилизации переменного напряжения служат ферромагнитные стабилизаторы, в к-рых изменение напряжения компенсируется магнитным насыщением в ферромагнитных сердечниках трансформаторов. Напр., можно так подобрать разную степень насыщения у 2 трансформаторов, что различные напряжения их вторичных обмоток будут изменяться по величине одинаково; включив вторичные обмотки навстречу, можно получить напряжение, не зависящее от изменения напряжения в первичной обмотке. В феррорезонансном стабилизаторе трансформатор с насыщенным сердечником входит в контур, настроенный на частоту, близкую к частоте питающего напряжения; ферромагнитный резонанс позволяет получить во вторичной обмотке С. н.

Стабилизация постоянного напряжения производится газоразрядными и полупроводниковыми стабилизаторами, а также электронными устройствами. Стабилизатор 3 включается между выпрямителем 2 и нагрузкой R_H (рис. 1). Изменения напряжения на выходе стабилизатора:

$$dU_2 = \left(\frac{\partial U_2}{\partial U_1}\right)_{R_H} dU_1 + \left(\frac{\partial U_2}{\partial R_H}\right)_{U_1=U_{10}} dR_H,$$

$$\frac{dU_2}{U_2} = \left[\frac{\partial U_2}{\partial U_1} \cdot \frac{U_{10}}{U_{20}}\right] \frac{dU_1}{U_{10}} + \left[\frac{\partial U_2}{\partial R_H} \cdot \frac{R_{H0}}{U_{20}}\right] \frac{dR_H}{R_{H0}}.$$

Здесь U_{20} , U_{10} и R_{H0} — средние значения. Коэфф.

$$k_1 = \left[\frac{\partial U_2}{\partial U_1} \cdot \frac{U_{10}}{U_{20}}\right] \quad \text{и} \quad k_2 = \left[\frac{\partial U_2}{\partial R_H} \cdot \frac{R_{H0}}{U_{20}}\right]$$

наз. коэфф. стабилизации ($k_1 = k_2 = 0$ при идеальной С. н.).

В схеме простейшего электронного стабилизатора (рис. 2) сопротивления делителя R_1 и R_2 и напряжение E_c подбираются так, чтобы рабочая точка лампы

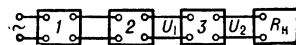


Рис. 1. Блок-схема стабилизированного источника напряжения. 1 — феррорезонансный стабилизатор переменного напряжения, 2 — выпрямитель, 3 — стабилизатор постоянного напряжения, R_H — нагрузка.

находилась в середине линейного участка ее сеточной характеристики. При увеличении U_1 напряжение на сетке лампы растет, что увеличивает анодный ток I_a , а следовательно, падение напряжения на гасящем сопротивлении R_3 . Если $SR_3\beta = 1$ [S — крутизна лампы, $\beta = R_2/(R_1 + R_c)$ — коэфф. передачи делителя], то U_2 остается неизменным при значит.

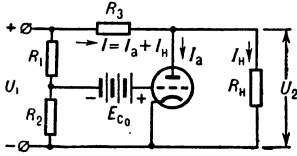


Рис. 2. Электронный стабилизатор напряжения параллельного типа.

колебаниях напряжения на ее входе (не выводящих рабочую точку за пределы линейного участка характеристики). Источник опорного напряжения E_{C_0} — обычно стабилизатор, включаемый в цепь катода лампы. Рассмотренный стабилизатор наз. стабилизатором параллельного типа (лампа включена параллельно R_H). Применяются также стабилизаторы последовательного типа [2].

Для повышения стабильности напряжения обратной связи усиливают усилителями постоянного тока с большим коэфф. усиления и вводят более сложные цепи обратной связи (напр., рис. 3). Электронные стабилизаторы, в отличие от стабилизаторов, безынерционны, име-

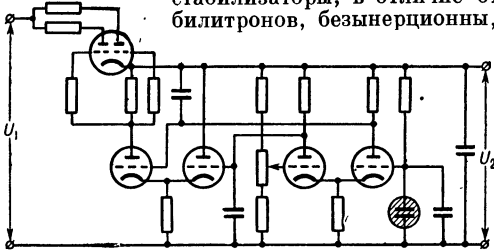


Рис. 3. Электронный стабилизатор последовательного типа с малым выходным сопротивлением.

ют малое выходное сопротивление (1 ом), могут быть рассчитаны на любое напряжение и ток и обеспечивают высокую стабильность выходного напряжения ($\sim 0,1-0,001\%$) при колебаниях входного напряжения или изменениях $R_H \sim 10\%$.

Лит.: 1) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 4 изд., М., 1956; 2) Санин А. А., Электронные приборы ядерной физики, 2 изд., М., 1964.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ТОКА — принудит. поддержание заданной величины тока в электр. цепях. Степень С. т. характеризуется коэфф. стабилизации:

$$k_1 = \left(\frac{\partial I_H}{\partial U_1} \cdot \frac{U_1}{I_H} \right); \quad k_2 = \left(\frac{\partial I_H}{\partial R_H} \cdot \frac{R_H}{I_H} \right),$$

где I_H — ток в нагрузке, U_1 — входное напряжение, R_H — сопротивление нагрузки, I_H — ток нагрузки (рис. 1). С. т. осуществляется с помощью специальных нелинейных сопротивлений (см. Бареттер) или электронными стабилизаторами. Простейшими электронными стабилизаторами тока являются, напр., диод с резко выраженным током насыщения (рис. 2, а) или пентод с пологим участком анодной характеристики (рис. 2, б). Включая пентод последовательно с R_H (рис. 2) и выбирая напряжение питания так, чтобы рабочая точка находилась

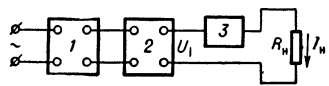


Рис. 1. Блок-схема стабилизатора тока; 1 — феррорезонансный стабилизатор напряжения; 2 — выпрямитель; 3 — стабилизирующий элемент.

в середине области стабилизации, можно получить $k_1 \approx 0,1$ (ток через пентод мало изменяется при изменении анодного напряжения U_a). Ток, текущий через R_H , регулируется изменением сеточного смещения пентода U_c .

Вольтамперная характеристика диода с насыщением (а) и пентода (б). I_a — анодный ток, U_a — падение напряжения между анодом и катодом, U_c — напряжение на управляющей сетке пентода.

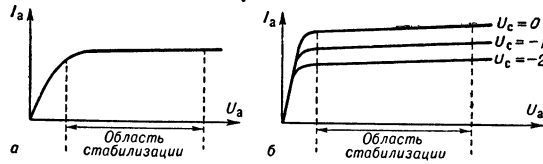


Рис. 2. Вольтамперная характеристика диода с насыщением (а) и пентода (б). I_a — анодный ток, U_a — падение напряжения между анодом и катодом, U_c — напряжение на управляющей сетке пентода.

Более высокую степень С. т. ($k \approx 10^{-3} - 10^{-4}$) обеспечивают стабилизаторы с отрицат. обратной связью (рис. 3). Падение напряжения на сопротивлении R , пропорциональное I , подается на вход усилителя постоянного напряжения, выход к-рого соединяется с сеткой стабилизирующей лампы L . При увеличении I напряжение на сетке L уменьшается так, что I практически не изменяется при изменении $U_{вх}$ и R_H . Усилитель постоянного напряжения должен иметь нечетное число ступеней. Такие стабилизаторы имеют $\Delta I \sim 0,001\%$ при колебаниях напряжения питающей сети $\sim \pm 10\%$.

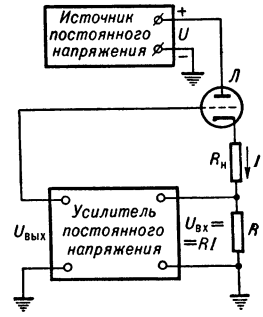


Рис. 3. Блок-схема электронного стабилизатора тока с отрицат. обратной связью.

Аналогичные стабилизаторы применяются для С. т. больших значений ($10^2 - 10^8$ а) (напр., для питания обмоток электромагнитов ускорителей). На рис. 4 изображен электромагнит, питаемый генератором постоянного тока G_1 , обмотка возбуждения к-рого в свою очередь питается от вспомогат. генератора G_2 . Обмотка возбуждения G_2 соединена с выходом мощного усилителя постоянного тока U , на вход к-рого подается падение напряжения $U_{вх} = RI_H$ с зажимов малого сопротивления R , включенного последовательно в цепь питания электромагнита. Усилитель сконструирован так, что при увеличении входного напряжения $U_{вх}$ выходной ток I_1 , текущий через обмотку возбуждения, уменьшается. При увеличении тока I_H , питающего электромагнит, увеличивается $U_{вх}$, что уменьшает I_1 и, следовательно, ток в обмотке электромагнита. Коэфф. стабилизации определяется ф-лой: $k = (1 + SR)^{-1}$, где S — крутизна усилителя (изменение выходного тока в а на 1 е изменения U). При С. т. больших значений применяют также балансные схемы, на вход к-рых подают падение напряжения с зажимов R и эдс нормального элемента. Сигнал ошибки, пропорциональный разности напряжений, усиливается усилителем постоянного тока и воздействует на обмотку вспомогат. генератора. В этих схемах С. т. осуществляется воздействием на источник стаби-

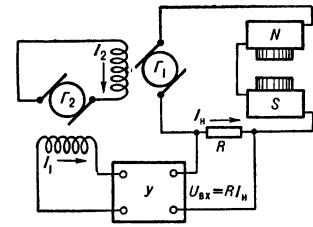


Рис. 4. Схема стабилизации тока, текущего в обмотке электромагнита.

С. т. осуществляется воздействием на источник стаби-

лизируемого тока. Для устойчивой С. т. иногда вводится отрицательная обратная связь с коэфф. обратной связи, пропорциональным изменению тока или скорости его изменения.

Лит.: 1) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 4 изд., М., 1956. А. А. Брандт.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ. Частота колебаний автоколебат. системы ω определяется гл. обр. ее реактивными параметрами (индуктивностью и емкостью колебат. контура, массой и упругостью ножек камертона и т. п.), зависящими от темп-ры, давления, влажности и др. (в меньшей степени от потерь и режима источников питания и активных элементов системы), что приводит к изменениям частоты генерируемых колебаний $\delta\omega$. Простейшая параметрическая С. ч. состоит в применении материалов и конструкций, слабо реагирующих на изменение внешних факторов, а также методов компенсации и конденсирования (герметизация, вакуумирование, термостатирование и стабилизация источников питания) [1]. Применение керамич. конденсаторов с малым темп-рым коэфф. емкости существенно увеличивает стабильность ламповых генераторов, а эливаровых пружин — точность хода часов; жесткость конструкций и амортизация уменьшают влияние вибраций; искусств. старение материалов уменьшает дрейфы частоты, обусловленные их естеств. старением. Компенсация обычно применяется для уменьшения темп-рым воздействий [биметаллич. подвесы маятников, керамич. конденсаторы с отрицат. температурным коэфф. частоты (ТКЧ), компенсирующие положительн. ТКЧ индуктивности]. Параметрич. С.ч. позволяют получить для ламповых генераторов $\delta\omega/\omega \sim 10^{-4} - 10^{-5}$, а в случае астрономич. часов $\sim 10^{-8}$.

С. ч. осуществляют также введение спец. стабилизирующих элементов с высокой стабильностью и добротностью (пьезоэлектрические резонаторы в радиотехнике, камертоны в акустике, объемные резонаторы и резонансные линии в диапазоне СВЧ). Прецизионные кварцевые резонаторы закрепляют в виброустойчивых держателях в вакууме или атмосфере водорода для улучшения теплообмена кварца со средой; объемные резонаторы из инвара герметизируют и снабжают термокомпенсацией. Если стабилизирующий элемент входит в тракт самовозбуждения (осциллятора в схеме), то колебания возникают только при его участии на частоте, близкой к его резонансной частоте, а наилучшая С. ч. наблюдается вблизи одной из границ области самовозбуждения. Менее распространены схемы затягивания, в к-рых стабилизирующий элемент не входит в тракт самовозбуждения. С. ч. осуществляется за счет реактивного воздействия стабилизирующего элемента на резонансный контур автоколебат. системы. При возбуждении резонансных колебаний стабилизирующего элемента вся система колеблется на частоте, близкой к его резонансной частоте. При этом $\delta\omega$ имеет более высокий порядок малости, чем изменения частоты основного контура в отсутствие С. ч., и слабо зависит от его настройки [2].

В системах автоматической подстройки частоты [3] воздействие на контур автоколебат. системы осуществляется не непосредственно стабилизирующим элементом, а спец. управляющим органом (напр., реактивной лампой или сервомотором), изменяющим настройку контура. Здесь стабилизирующий элемент входит в схему частотного дискриминатора, вырабатывающего сигнал, знак и величина к-рого пропорциональны разности $\Delta\omega$ генерируемой частоты ω_2 и резонансной частоты ω_0 стабилизирующего элемента. Этот сигнал ош и бк и после усиления подается на управляющий орган, удерживающий ω_2 вблизи ω_0 .

Более совершенную С. ч. получают подстройкой фазы колебания по сигналу опорного высокостабильного генератора, при этом сигнал ошибки пропорционален не разности частот, а разности фаз сигналов стабилизируемого и опорного генераторов, так что разность частот этих генераторов точно = 0, а точность С. ч. полностью определяется стабильностью опорного генератора.

Для С. ч. применяются квантовые системы с узкими спектральными линиями, резонансная частота к-рых определяется разностью энергий между энергетич. уровнями системы. Качество квантовой системы с точки зрения С. ч. определяется шириной и интенсивностью спектр. линии и ее зависимостью от внешних факторов. При этом определяющую роль играет также величина достижимого отношения сигнал/шум в системе индикации спектральной линии [4] (см. Спектроскопия микроволновая).

Наибольшая абс. точность С. ч. (верность частоты) достигается при помощи спектр. линий, наблюдаемых в атомных и молекулярных пучках. Спектр. линии поглощения, наблюдаемые в атомно-лучевых трубках с пучком атомов Cs и в стандартах частоты с оптич. индикацией радиочастотного резонанса (см. Атомные эталоны частоты), применяются для С. ч. в схемах автоматич. подстройки частоты кварцевых генераторов или для периодич. контроля хода кварцевых часов (погрешность $\delta\omega/\omega \sim 1 \cdot 10^{-11}$). Системы с оптич. индикацией радиочастотного резонанса служат основой малогабаритных вторичных стандартов (погрешность $\sim 10^{-10} - 10^{-11}$). Квантовый генератор на пучке атомов водорода позволяет получить стабильность $\delta\omega/\omega \sim 10^{-12}$. Молекулярный генератор на пучке молекул аммиака наиболее эффективно применяется в системах С. ч. как опорный генератор в схеме фазовой автоподстройки [5, 6]. Иногда удобны системы С. ч. с молекулярным генератором и вычитанием погрешности опорного кварцевого генератора, в к-рых кварцевый генератор не подвергается регулирующим воздействиям, а стабильный сигнал вырабатывается схемными методами [7] (см. Молекулярные часы).

Лит.: 1) Аршинов С. С., Температурная стабильность частоты ламповых генераторов, М. — Л., 1952; 2) Жаботинский М. Е., «ЖЭТФ», 1954, т. 26, вып. 6, с. 758; Жаботинский М. Е., Зильберман П. Е., «ДАН СССР», 1958, т. 119, № 5, с. 918; 3) Капланов М. Р., Лейвин В. А., Автоматическая подстройка частоты, 3 изд., М. — Л., 1962; 4) Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; 5) Оравский А. Н., Молекулярные генераторы, М., 1965; 6) Васнева Г. А. [и др.], «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, № 10, с. 1300; 7) Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., там же, 1961, т. 6, вып. 2, с. 321. М. Е. Жаботинский.

СТАБИЛИТРОН — газоразрядный или полупроводниковый прибор, напряжение на к-ром слабо зависит от протекающего через него тока (в определенной области токов). Применяется для стабилизации напряжения в электрич. цепях (рис. 1). Дифференциальное сопротивление С. $R_\partial = \partial U/\partial I$ по абс. величине много меньше статич. сопротивления $R_{ст} = U/I$; чем больше $R_{ст}/R_\partial$, тем выше коэфф. стабилизации $K = (\Delta U_{вх}/U_{вх}) : (\Delta U_{вых}/U_{вых})$. Балластное сопротивление R_0 не только ограничивает ток в цепи С., но и существенно для получения стабилизирующего эффекта: если $R_0 = 0$, то $K = 1$, т. е. стабилизация отсутствует.

В С. коронного разряда имеет место положит. корона между коаксиальными цилиндрич. электродами при слабой неоднородности электрич. поля. При коронном разряде происходит неполный пробой газового промежутка. По мере увеличения

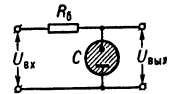


Рис. 1. Схема включения стабилизатора; С — стабилизатор, R_0 — балластное сопротивление.

тока короны области, где возникают электронные лавины, расширяется и ток, текущий через газовый промежуток, резко меняется даже при небольших изменениях разности потенциалов между катодом и анодом U_a . В результате

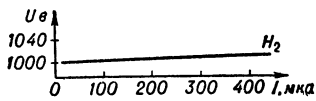


Рис. 2. Вольтамперная характеристика стабилизатора коронного разряда.

этого вольтамперная характеристика С. коронного разряда близка к горизонтальной (рис. 2). Уменьшение R_0 в С. коронного разряда достигается: а) уменьшением отношения r_k/r_a (r_a и r_k — радиусы анода и катода), но при $r_k/r_a < 2,5-3$ вместо короны может возникнуть переходная форма разряда с отрицательным сопротивлением, непригодная для стабилизации; обычно $r_k/r_a = 5-10$; б) увеличением подвижности ионов (наполнение водородом); в) увеличением длины электродов. Существуют слаботочные и сильноточные С. коронного разряда (табл. 1). Материал электродов Cu, Mo, Ni. Темп-ный коэфф. $K_T = dU/dT > 0$ ($\sim 0,03\%$ — $0,008\%$ на 1°C). Ток перехода коронного разряда в тлеющий в 3—5 раз больше макс. рабочего тока С.

Табл. 1. — Характеристики газоразрядных стабилизаторов.

	Коронного разряда			Тлеющего разряда		
	СГ-301С	СГ-304С	СГ-309К	СГ-2С	СГ-15П	СГ-201С
Напряжение зажигания разряда U_z , в	≤ 430	$= U_{ст}$	$= U_{ст}$	105	150	150
Напряжение стабилизации $U_{ст}$, в	390 ± 10	4000 ± 200	30000 ± 1500	$70-81$	108 ± 4	89 ± 3
Диапазон токов, ма	$0,003-0,1$	$0,05-1$	$0,05-1,5$	$5-40$	$5-30$	$4-15$
R_0 , ом	$2 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	10^6	150	80	150

В С. тлеющего разряда используется нормальный (и частично аномальный) тлеющий разряд; вольтамперная характеристика к-рого близка к горизонтальной в области токов от 1 до дес. ма; $R_0 \sim 20-300$ ом. При нормальном тлеющем разряде площадь S поверхности катода, «покрытая» отрицат. тлеющим свечением, пропорциональна току I , т. е. плотность тока $j = \text{const}$. Рост I приводит к распространению разряда на новые участки катода (что не связано с изменением структуры разряда, распределения поля и т. д.) и происходит при небольших изменениях напряжения между электродами, обусловленных гл. обр. различием отношения электронного тока к ионному у отдельных участков катода (их уменьшают очисткой поверхности катода и газа). Т. о., при нормальном тлеющем разряде падение напряжения в катодной области $U_{кн}$ практически не зависит от I , а определяется свойствами газа, материала катода, в меньшей степени давлением газа и формой поверхности катода (табл. 2).

Таблица 2.

Газ	Материал катода	$U_{кн}$, в	p , мм рт. ст.
He	Ni	144 ± 1	15
	Ni	130 ± 2	30
	Mo	107 ± 2	40
Ne + 1% Ag	Mo	83 ± 2	40
	Ni	106 ± 2	40
He + 1% Ag	Ce	91 ± 1	30
	Ce	70 ± 1	30

В С. обычно используется только катодная часть тлеющего разряда С. с рабочими напряжениями $U_{ст} =$

$= U_{кн} \sim 70-110$ в. Иногда для увеличения $U_{ст}$ используется анодная часть тлеющего разряда, падение напряжения в к-рой близко к ионизационному потенциалу газа и слабо зависит от величины тока ($U_{ст} \sim 100-150$ в). Разработаны также С., в к-рых используется положительный столб разряда ($U_{ст} = 900-1100$ в, $I \sim 10-60$ ма). Из отдельных ячеек с тлеющим разрядом комбинируют С. — делители напряжения; таким путем конструируют С. с $U_{ст} = U_{кн} \cdot n$ или $(U_{кн} + U_a) \cdot n$ (n — число ячеек). Материал электродов Mo, Ni, Ce, Ti; наполняются ячейки смесями инертных газов.

Стабильность $U_{кн}$ ограничена появлением небольших скачков напряжения ($\sim 0,05-0,3$ в), возникающих иногда при перемещении отрицат. тлеющего свечения нормального разряда по поверхности катода. Поэтому в высокостабильных С. применяют аномальный тлеющий разряд с неподвижным свечением на небольших вогнутых катодах. У таких С. R_0 выше, $U_{ст} = 80-90$ в, $I \sim 0,5-10$ ма, темп-ный коэффициент $K_T < 0$ и в диапазоне $20-100^\circ\text{C}$ порядка $0,007\% - 0,0014\%$ на 1°C , медленное изменение $U_{ст}$ в процессе работы от 5 до 100 мв за 50 ч, и после первых 600 ч снижается в неск. раз.

П. Н. Чистяков.

Полупроводниковый С. представляет собой плоскостной полупроводниковый диод, работающий в области пробоя $p-n$ -перехода при обратном напряжении на нем (опорный диод, диод Зенера). Механизм пробоя в диоде может быть обусловлен просачиванием носителей заряда через энергетич. барьер $p-n$ -перехода под действием сильного электрич. поля (полевой пробой, пробой Зенера) и ударной ионизацией носителей в переходе (лавинный пробой), в зависимости от уд. сопротивления полупроводниковых материалов.

Полупроводниковые С. изготавливают гл. обр. из Si. Это обусловлено, во-первых, тем, что обратный ток кремниевого диода мал, вследствие чего саморазогрев диода в предпробойной области отсутствует и переход в область пробоя весьма резок. Во-вторых, в широком диапазоне рабочих токов в кремниевом $p-n$ -переходе не возникает теплового пробоя. В связи с этим рабочий участок вольтамперной характеристики (рис. 3) не имеет области отрицательного сопротивления, обус-

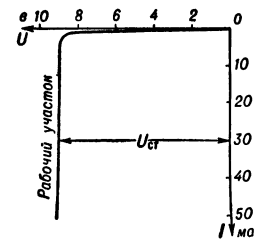


Рис. 3. Вольтамперная характеристика полупроводникового стабилизатора.

Табл. 3. — Характеристики полупроводниковых стабилизаторов.

Тип	Напряжение стабилизации $U_{ст}$, в	R_0 , ом	K_T , % на 1°C
2С156А	5,6	28-46	0,05
Д818Е	9	18	$\pm 0,001$
Д814Д	11,5-14	18-35	0,095
Д816Г	39	12	0,12
Д817Г	100	50	0,14
2С980А	180	220	0,16

ловленного тепловым пробоем, что обычно наблюдается у германиевых диодов. Т. к. свойства полупроводников зависят от темп-ры, важный параметр полупроводниковых С. — отношение относит. изменения напряжений к абс. изменению темп-ры окружающей среды наз. темп-рым коэфф. напряжений ТКН. ТКН отрицателен при зинеровском пробое и положителен при лавинном пробое (табл. 3). Основное преимущество полупроводниковых С. — большой диапазон стабилизируемых напряжений (3,5 — 180 в). О. Ф. Горюнова.

Лит.: 1) Чистяков П. Н., Стабилизаторы напряжений с электрическим разрядом в газе (стабилитроны), в сб.: Успехи электровакуумной техники, М. — Л., 1956, с. 56; 2) Силр J. W., Koskos P., «IRE Trans. Electron. Devices», 1957, т. ED-4, № 2, р. 144; 3) Федотов Я., Основы физики полупроводниковых приборов, М., 1963; 4) Справочник по полупроводниковым диодам и транзисторам, под ред. Н. Н. Горюнова, М. — Л., 1964; 5) Веденеев Г. М., В е р ш и н В. Е., Кремниевые стабилитроны, М. — Л., 1961.

СТАБИЛЬНОСТЬ МАГНИТНАЯ материала и изделия — устойчивость их магнитных характеристик к воздействию влияющих на них факторов. Причиной нарушения С. м. могут быть изменения, происходящие в хим. составе или степени дисперсности фаз, входящих в состав материала (структурная нестабильность), темп-рная нестабильность, магнитоупругая (связанная с изменениями механич. напряжений), магнитнополевая, аккомодационная или вязкостная (создаваемая магнитной аккомодацией или магнитной вязкостью) и т. д. Устранение или снижение каждого вида нестабильности требует, как правило, своих специфич. средств и приемов. Напр., структурную С. м. можно повысить соответствующим подбором хим. состава материала и режимов термич. обработки; необратимую часть темп-рной нестабильности снижают многократным чередованием нагрева до верхней границы темп-рной стабильности и охлаждения до нижней ее границы и т. д. Стабилизация по к.-л. одному виду нестабильности (напр., магнитнополевая) лишь в нек-рой мере снижает, но отнюдь не полностью устраняет нестабильности др. видов. См. *Магнитное старение*. Р. И. Янус.

СТАБИЛЬНОСТЬ РЕАКТОРА — способность реактора возвращаться в критич. состояние при случайных возмущениях *реактивности*. В общем случае С. р. обеспечивается действием системы автоматич. регулирования, содержащей поглотители нейтронов, делящиеся вещества или др. материалы, к-рая позволяет изменять реактивность на необходимую величину. Подробнее см. *Ядерные реакторы*.

Лит.: Хитчcock А., Устойчивость ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1963. О. Д. Назачковский.

СТАЛИ МАГНИТНЫЕ — ферромагнитные сплавы Fe — С с различными добавками легирующих элементов. Нек-рые С. м., приобретающие после закалки мартенситную структуру и имеющие вследствие этого достаточно высокие значения коэрцитивной силы, применяются как материалы для постоянных магнитов. Напр., углеродистая сталь (0,9% С), хромистая сталь (0,9% С; 3,5% Cr), вольфрамовая сталь (0,7% С; 5% W), кобальтовая сталь (0,9% С; 35% Co; 6% Cr; 4% W) и др. (см. *Магниты постоянные* и *Магнитножесткие материалы*).

Лит. см. при ст. *Магнитные материалы*. Я. С. Шур.
СТАНДАРТНАЯ АТМОСФЕРА — см. *Атмосфера стандартная*.

СТАНДАРТНЫЙ ЭЛЕКТРОДНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ (н о р м а л ь н ы й э л е к т р о д н ы й п о т е н ц и а л) — потенциал электрода в растворе, в к-ром ионы, определяющие электродный процесс, имеют *активность*, равную единице. Величины С. э. н. относительно норм. водородного электрода для большинства электродов приводятся в таблицах [1, 2].

Лит.: 1) Латимер В. М., Окислительные состояния элементов и их потенциалы в водных растворах, пер. с англ., М., 1954; 2) Глестон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, с. 736—46.

СТАРЕНИЕ сплавов — начальная стадия распада пересыщенного твердого раствора, образующегося при *закалке* вследствие уменьшения растворимости легирующих элементов в основном металле при понижении темп-ры. При этом сплав, однофазный при высокой темп-ре, при более низкой темп-ре в результате диффузионных процессов самопроизвольно распадается на две (или более) фазы в соответствии с диаграммой состояний. Под С. понимается также изменение различных свойств сплава (увеличение прочности, коэрцитивной силы, электросопротивления и т. п.) на начальной стадии его распада в процессе выдержки при комнатной темп-ре (естественное С.) или повышенной темп-ре (искусственное С.). Старение используется в промышленности для улучшения ряда свойств сплавов, напр. для повышения прочности алюминевых, медных и никелевых сплавов, для повышения жаропрочности никелевых сплавов. В нек-рых случаях С., будучи причиной повышения хрупкости и коробления деталей, является нежелательным процессом.

Распад пересыщенных твердых растворов может происходить двумя путями: локально или однородно [1—5]. Локальный распад связан с ростом областей полностью распавшегося твердого раствора за счет исходного; он начинается от границ зерен либо от др. дефектов и протекает за счет пограничной диффузии гл. обр. при темп-рах, при к-рых затруднена объемная диффузия (таковы сплавы Cu — Ag, Cu — Be, Cu — Sn, Cu — Ni — Mn, Ni — Be, Zn — Cu, Zn — Ag, Al — Ag и др.). Однородный распад протекает одновременно по всему объему зерна. При более высокой темп-ре он происходит путем выделения мелких (видимых в оптич. микроскоп) частиц равновесной (или метастабильной) фазы (т. н. дисперсионное твердение). При более низкой темп-ре, когда затруднены процессы диффузии, стадии выделения равновесной фазы обычно предшествует т. н. стадия предвыделения, к-рая начинается с быстрого собирания растворенных атомов в пределах исходной решетки твердого раствора (матрицы) в небольшие скопления, состоящие из неск. атомов (фиксируется лишь по изменению электрич. сопротивления сплавов); таковы Al — Cu, Al — Ag, Al — Zn, Ni — Ti, Cu — Ti, Cu — Be, Ni — Be и др. Когда скопления достигают размеров в неск. Å и более (т. н. зоны Гинье — Престона, т. е. области измененного состава пластичной формы толщиной от 1 до неск. межатомных расстояний и поперечным размером до 100 или менее межатомных расстояний в сплаве Al — Cu или равноосные — в сплавах Al — Ag, Al — Zn и др., или зародыши стабильной или метастабильной фазы в ряде др. сплавов), их удается обнаружить спец. рентгенографическими, а также электронномикроскопич. методами. Образование этих скоплений происходит гл. обр. за счет диффузии вакансий, зафиксированных резкой закалкой.

Зародыши новой фазы и зоны на стадии предвыделения полностью сопряжены (когерентны) с матрицей, т. е. расположение атомов, характерное для матрицы, непрерывно переходит в атомную конфигурацию зародыша. Кристаллоструктурные изменения на этой стадии (форма и ориентировка зародышей новой фазы или зон, величина и характер искажений их структуры и структуры матрицы и т. п.) определяются различиями атомных объемов, кристаллич. решеток зародышей (или зон) и матрицы, а также упругими свойствами фаз [6].

При дальнейшем С. в процессе роста зародышей новой фазы их сопряженность с матрицей постепенно нарушается, уменьшается их искаженность и они приобретают более равновесную структуру (на рентгенограммах наблюдаются линии, соответствующие этой структуре). Электронномикроскопичеки началу

нарушения сопряженности соответствует появление вокруг зародышей петель дислокаций [4]. Метастабильная фаза обычно имеет структуру, являющуюся промежуточной между структурой матрицы и равновесной фазой выделения (θ -фаза в сплавах Al — Cu, ϵ -карбид в Fe — C и др.). Все эти изменения структуры сплавов при С. приводят к затруднению перемещения дислокаций при пластич. деформации, т. е. к *упрочнению* сплава.

При достаточной выдержке, либо при повышении темп-ры С. частицы новой фазы достигают размеров (неск. $\mu\text{к}$ и более), при к-рых сопряженность их с матрицей полностью нарушается. При этом свойства сплава обычно вновь возвращаются к исходным (т. н. перестарение). Если закаленный сплав перед С. подвергнуть пластич. деформации, то кинетика и характер С. могут существенно измениться: увеличится скорость С., в ряде случаев исчезает стадия образования зон или метастабильной фазы. Эффект С. может наблюдаться и в почти чистых металлах, если находящиеся в них примеси существуют в количествах, больших предела растворимости при низкой темп-ре (напр., С. технич. железа).

Лит.: 1) Г и н ь е А., Неоднородные металлические твердые растворы, пер. с англ., М., 1962; 2) Х а р д и Г. К., Х и л л Т. Дж., в сб.: Успехи физики металлов, № 2, пер. с англ., М., 1958; 3) Б а г а р я ц к и й Ю. А., в сб.: Проблемы металловедения и физики металлов, сб. 7, М., 1962; 4) К е л л у А., N i c h o l s o n R. B., «Progr. Mater. Sci.», 1963, т. 10, № 3; 5) В о й т м а н Н., «Metall», 1959, т. 13, Н. 10; 6) Т я н к и н Ю. Д., «Кристаллография», 1965, т. 10, вып. 4, с. 501; 7) Б у й н о в Н. Н., З а х а р о в а Р. Р., Распад металлических пересыщенных твердых растворов, М., 1964.

Ю. Д. Тякин.

СТАРЕНИЕ МАГНИТНОЕ — см. *Магнитное старение*.

СТАТИКА — раздел механики, посвященный изучению условий равновесия материальных тел под действием сил (см. *Равновесие механической системы*).

В зависимости от положенных в основу принципов С. разделяют на *геометрическую* и *аналитическую*. В основе аналитич. С. лежит *возможный перемещений принцип*, дающий общие условия равновесия любой механич. системы. Геометрич. С. основывается на т. н. аксиомах С., выражающих свойства сил, действующих на материальную частицу и абсолютно твердое тело, т. е. тело, расстояния между точками к-рого всегда остаются неизменными. Основные аксиомы С. утверждают, что: 1) две силы, действующие на материальную частицу, имеют равнодействующую, определяемую по правилу параллелограмма сил; 2) две силы, действующие на материальную частицу (или абсолютно твердое тело), уравновешиваются только тогда, когда они одинаковы по численной величине и направлены вдоль одной прямой в противоположные стороны; 3) прибавление или вычитание уравновешенных сил не изменяет действия данной системы сил на твердое тело. При этом уравновешенными наз. силы, под действием к-рых свободное твердое тело может находиться в покое по отношению к инерциальной системе отсчета.

Методами геометрич. С. изучается С. твердого тела. При этом рассматриваются решения след. двух типов задач: 1) приведение систем сил, действующих на твердое тело, к простейшему виду; 2) определение условий равновесия сил, действующих на твердое тело.

Необходимые и достаточные условия равновесия упруго деформируемых тел, а также жидкостей и газов рассматриваются соответственно в *упругости теории*, *гидростатике* и *аэростатике*.

К основным понятиям С. относятся понятия о силе, о моменте силы относительно центра и относительно оси и о паре сил. Сложение сил и их моментов относительно центра производится по правилу сложения векторов. Величина R , равная геометрич. сумме всех

сил F_k , действующих на данное тело, наз. главным вектором этой системы сил, а величина M_0 , равная геометрич. сумме моментов $m_0(F_k)$ этих сил относительно центра O , наз. главным моментом системы сил относительно указанного центра:

$$R = \sum F_k, \quad M_0 = \sum m_0(F_k). \quad (1)$$

Решение задачи приведения сил дает следующий основной результат: любая система сил, действующих на абсолютно твердое тело, эквивалентна одной силе, равной главному вектору R системы и приложенной в произвольно выбранном центре O , и одной паре сил с моментом, равным главному моменту M_0 системы относительно этого центра. Отсюда следует, что любую систему действующих на твердое тело сил можно задать ее главным вектором и главным моментом — результат, к-рым широко пользуются на практике при задании, напр., аэродинамич. сил, действующих на самолет или ракету, усилий в сечении балки и др.

Простейший вид, к к-рому приводится данная система сил, зависит от значений R и M_0 . Если $R = 0$, $M_0 \neq 0$, то данная система сил заменяется одной парой с моментом M_0 . Если $R \neq 0$, а $M_0 = 0$ или $M_0 \neq 0$, но векторы R и M_0 взаимно-перпендикулярны (что, напр., всегда имеет место для параллельных сил или сил, лежащих в одной плоскости), то система приводится к одной равнодействующей, равной R . Наконец, когда $R \neq 0$, $M_0 \neq 0$ и эти векторы не взаимно-перпендикулярны, система сил заменяется совокупным действием силы и пары (или двумя скрещивающимися силами) и равнодействующей не имеет.

Для равновесия любой системы сил, действующих на твердое тело, необходимо и достаточно обращение величин R и M_0 в нуль. Вытекающие отсюда ур-ния, к-рым должны удовлетворять действующие на тело силы при равновесии, см. в ст. *Равновесие механической системы* [ур-ния (1)]. Равновесие системы тел изучают, составляя ур-ния равновесия для каждого тела в отдельности и учитывая закон равенства действия и противодействия. Если общее число реакций связей окажется больше числа ур-ний, содержащих эти реакции, то соответствующая система тел является статически неопределимой; для изучения ее равновесия надо учесть деформации тел.

Графические методы решения задач С. основываются на построении *многоугольника сил* и *веревочного многоугольника*.

Лит.: 1) Ж у к о в с к и й Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М. — Л., 1952; 2) Н и к о л а и Е. Л., Теоретическая механика, ч. 1, 2 изд., М., 1962; 3) Л о й ц я н с к и й Л. Г., Л у р ь е А. И., Курс теоретической механики, т. 1, 5 изд., М., 1954; 4) Т а р г С. М., Краткий курс теоретической механики, 3 изд., М., 1963; см. также лит. при ст. *Механика*. С. М. Тарг.

СТАТИСТИКА БОЗЕ — см. *Бозе — Эйнштейна статистика*.

СТАТИСТИКА КВАНТОВАЯ — см. *Статистическая физика*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА МНОГИХ ТЕЛ.

Основная задача статистич. физики — определение ур-ния состояния макроскопич. системы или, более общо, зависимости *потенциалов термодинамических систем* от термодинамич. переменных (темп-ры T , давления p , объема V , числа частиц N и т. п.). Исходным пунктом для таких вычислений является связь между *свободной энергией* системы $F(T, V, N)$ и ее *статистической суммой* (или *статистическим интегралом*) Z_N :

$$F = -kT \ln Z_N, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана. Для очень низких темп-р и больших плотностей, когда существенны квантовомеханич. эффекты, связанные с принципом Паули, вместо (1) обычно пользуются связью между *термодинамическим потенциалом* Ω в переменных

T , V , химический потенциал μ и статистич. суммой Z_μ

$$\Omega = -kT \ln Z_\mu. \quad (2)$$

Вычисление статистич. суммы в общем виде возможно только для случая, когда взаимодействие между частицами системы настолько слабо, что им можно вообще пренебречь, т. е. для идеального газа. Если же взаимодействие между частицами существенно, то для вычисления статистич. суммы приходится пользоваться различными приближенными методами, построение к-рых и представляет собой С. з. м. т.

Один из основных методов в С. з. м. т. — т. н. *термодинамическая теория возмущений*. Пределы ее применимости связаны так или иначе со слабостью взаимодействия между частицами (малыми значениями энергии взаимодействия U). При достаточно высоких темп-рах пределом применимости является условие $U/kT \ll 1$. При очень низких темп-рах, когда $U/kT \gg 1$, условия применимости в термодинамич. теории возмущений и в квантовомеханической *возмущений теории* совпадают. В последнем случае основной задачей является по существу вычисление энергетич. уровней макроскопич. системы при $T \approx 0$ (см. *Квантовая теория многих тел*).

Когда взаимодействие между частицами не слабо, статистич. сумма может быть вычислена для достаточно разреженных газов (т. н. г а з о в о е п р и б л и ж е н и е). Это связано с тем, что, хотя в реальных газах взаимодействие и сильно, частицы газа в силу его разреженности в основном находятся на расстояниях, где это взаимодействие из-за спадания сил с расстоянием уже несущественно. Ф-лы газового приближения перестают быть годными вблизи области конденсации.

Ф-лы газового приближения представляют собой разложения по степеням плотности и имеют различный вид для высоких и низких темп-р. Критерием является соотношение между T и *вырождения температурой* $T_0 \sim (\hbar^2/km)(N/V)^{2/3}$, где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , m — масса частиц (см. также *Вырожденный газ*).

При высоких темп-рах разложение по степеням N/V дается т. н. *вириальным разложением*. Пределы его применимости:

$$(N/V) r_0^3 \sqrt{|U|/kT} \exp(|U|/kT) \ll 1, \text{ если } |U|/kT \gg 1 \\ \text{и } (N/V) r_0^3 |U|/kT \ll 1, \text{ если } |U|/kT \ll 1,$$

где r_0 — т. н. радиус взаимодействия.

Вириальное разложение справедливо лишь, если взаимодействие достаточно быстро спадает с расстоянием: нужно, чтобы $U(r)$ было пропорционально $1/r^n$ с $n \geq 3$. Это условие всегда выполняется для неионизованных газов. В ионизованных газах (плазме) частицы взаимодействуют по закону Кулона $U(r) \sim 1/r$ и вириальное разложение несправедливо. Для вычисления термодинамич. величин в этом случае пользуются либо методом Дебая — Хюккеля, либо методом корреляц. ф-ций Боголюбова. Условие применимости теории:

$$(N/V) (Ze^2/kT)^3 \ll 1,$$

где Ze — средний заряд ионов.

Для вырожденных неионизованных газов условие применимости вириального разложения: $Na^3/V \ll 1$, где a — т. н. *амплитуда рассеяния* частиц газа друг на друге. Своеобразная ситуация имеет место для вырожденной плазмы. В этом случае условием «газовости» является не малость ее плотности, а, наоборот, большая величина плотности ее электронной компоненты Ne/V . Условие «газовости» имеет вид: $(Ne/Z^2V) (\hbar^2/m_e e^2)^3 \gg 1$, где e и m_e — заряд и масса электрона, и разложение свободной энергии плазмы ведется по обратным степеням этой величины. Фактически это

условие выполняется лишь для очень сильно сжатого вещества (при *давлениях сверхвысоких*).

Для конденсированных тел — жидкостей и кристаллов — плотность и энергия взаимодействия частиц велики и вычисление свободной энергии для них делается невозможным. Исключение — случай очень низких темп-р, когда основной вклад в выражение для статистич. суммы дают низколежащие уровни энергии системы $E_m \sim kT$.

Низколежащие уровни энергии макроскопич. систем при низких темп-рах (фактически сюда относятся только твердые тела и жидкий гелий, не переходящий в твердое состояние вплоть до абс. нуля) по своей структуре полностью подобны уровням энергии идеальных газов — т. н. газов элементарных возбуждений (*квазичастиц*). Поэтому зависимость термодинамич. потенциалов таких тел от темп-ры может быть вычислена по соответствующим ф-лам для идеальных газов, если известна зависимость энергии элементарного возбуждения от импульса $\epsilon(P)$.

Вычисление $\epsilon(P)$ по законам квантовой механики на основании сведений о характере взаимодействия между реальными частицами в общем случае безнадежно. Однако общий анализ, никак не связанный с предположениями о слабости взаимодействия частиц тела, позволяет выяснить характер зависимости $\epsilon(P)$ для различных типов тел (металлов, диэлектриков, квантовых жидкостей и т. д.) и установить ряд универсальных ф-л для темп-рной зависимости термодинамич. потенциалов. См., напр., *Гелий, Дебая модель твердого тела, Зонная теория, Металлы, Полупроводники, Ферми жидкость, Экситон*.

Лит. см. при ст. *Статистическая физика*.

И. Е. Дзялошинский.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МАТРИЦА — то же, что *матрица плотности* и статистический оператор.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА — то же, что *Статистическая физика*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТОМА — приближенная модель строения многоэлектронных атомов (с зарядовым числом $Z \gg 1$), предложенная Л. Томасом и Э. Ферми, в к-рой совокупность атомных электронов трактуется как вырожденный газ, подчиняющийся Ферми — Дирака статистике и находящийся в электростатич. поле ядра. С. м. а. является хорошим приближением к реальности как раз для таких атомов и в такой области внутри этих атомов, где плотность электронов велика и более строгие методы *квантовой теории многих тел* (напр., *метод самосогласованного поля*) становятся чрезвычайно громоздкими. Широко применяется благодаря его простоте и универсальности (см. *Томаса — Ферми модель атома*).

Лит.: Гамбощ М., *Статистическая теория атома и ее применения*, пер. с нем., М., 1951.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — применяется для описания свойств атомного ядра, усредненных по многим возбужденным состояниям ядра. Возникающие таким образом средние величины плавно зависят от энергии и могут быть рассчитаны на основании сравнительно простой теории, поскольку для этого не требуется знать точные волновые ф-ции возбужденных состояний. При усреднении по состояниям исчезают многие специфич. квантовые эффекты и подчеркиваются классич. свойства. Это позволяет с самого начала воспользоваться простым полуклассич. подходом.

Основное содержание С. м. я. составляет статистич. описание свойств *составного ядра* и ширин ядерных уровней.

Статистическая модель составного ядра. В этой модели предполагается, что возбужденное состояние можно представить как совокупное возбуждение нек-рого числа частиц, или нек-рых элементарных

возбуждений. Число комбинаций возбуждений элементарных частиц экспоненциально растет с увеличением возбуждения, следствием чего является экспоненциальный рост среднего числа уровней на единицу энергии, т. е. средней плотности уровней, к-рая является основной величиной в С. м. я. [1]—[4].

Часто возникает необходимость вычисления плотности уровней, обладающих нек-рым общим свойством, напр. заданной величиной углового момента. Плотность таких уровней можно рассчитать, исходя непосредственно из точного определения плотности состояний в виде

$$\rho_j(E) = \sum_{\nu} \delta(E_{\nu} - E) \delta(j_{\nu} - j), \quad (1)$$

где E — энергия возбуждения, j — угловой момент, E_{ν} и j_{ν} — энергия и угловой момент ν -го состояния ядра. Величины E_{ν} и j_{ν} рассчитываются на основании конкретной модели, причем обычно используется модель ферми-газа [1]. В этом случае ν можно понимать как совокупность чисел заполнения. Можно приближенно вычислить сумму (1), записав δ -функции в виде интегралов Фурье и применив перевала метод. Таким образом получается

$$\rho(E, j) = \frac{2j+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{(j+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \rho(E), \quad (2)$$

$$\sigma^2 = g_F T \langle m^2 \rangle_F, \quad (3)$$

где g_F — средняя плотность одночастичных состояний (протонов + нейтронов) вблизи границы Ферми, $\langle m^2 \rangle_F$ — средний квадрат проекции углового момента; $\rho(E)$ — полная плотность уровней ядра:

$$\rho(E) = \sum_j (2j+1) \rho(E, j) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} a^{-1/4} E^{-5/4} \exp S(E); \quad (4)$$

$S(E)$ — энтропия, причем для сильно вырожденного ферми-газа

$$S(E) = 2\sqrt{aE} = 2E/T(E), \quad (5)$$

$T(E) = (dS/dE)^{-1}$ — темп-ра ядра, параметр a , определяющий плотность ядерных уровней в модели ферми-газа, равен $a = \pi^2 g_F / 6$. В квазиклассич. пределе $\sigma^2 = JT/\hbar^2$, где J — момент инерции для вращения ядра как целого, т. е. при усреднении по группе состояний с одним и тем же угловым моментом проявляется свойство классич. вращения (однако каждое из состояний не является вращательным).

Точность С. м. я., основанной на применении метода перевала, тем лучше, чем больше среднее число возбужденных частиц \bar{n} . Для модели свободного ферми-газа $\bar{n} = g_F T$.

Для средних и тяжелых ядер g_F равно 5—10 $M\text{эв}^{-1}$, $T \geq 0,5 M\text{эв}$, поэтому это условие обычно выполняется, начиная с энергии возбуждения порядка неск. $M\text{эв}$. В деформированных ядрах при малом возбуждении проявляется дискретность числа возбужденных квазичастиц, обусловленная необходимостью затраты конечной энергии порядка $\Delta \approx 0,5\text{—}1 M\text{эв}$ для возбуждения одной квазичастицы (см. *Сверхтекучая модель ядра*). В этом случае плотность уровней и др. величины рассчитывают непосредственно по ф-ле (1), а понятием темп-ры пользоваться нельзя. При большем возбуждении можно применять «термодинамическое» описание, однако простыми ф-лами

(2)—(5) можно пользоваться только при $T \geq \Delta/1,76$. В общем случае простое приближение (2)—(5) можно применять при условии $T > \Delta'$, где Δ' — характерный энергетич. интервал, на к-ром проявляются квантовые флуктуации одночастичной плотности.

Значит. отклонения могут быть связаны с ядерными оболочками в сферич. ядрах (см. *Оболочечная модель ядра*), т. к. в данном случае характерная энергия Δ' велика — порядка расстояния между оболочками. Поправки на оболочки учитывались Ньютоном и Лэнгом; g_F заменялось нек-рой эффективной плотностью, обусловленной конкретной схемой одночастичных уровней в сферич. ядре.

Эффект спаривания часто учитывают подстановкой в ф-лах (2)—(5) вместо полной энергии возбуждения E эффективной «тепловой» энергии $U = E - \delta E$, где δE совпадает с поправкой к энергии связи нуклонов, связанной со спариванием (см. напр., [5]). Введение этих поправок есть нек-рое приближение, т. к. изменяется также и вид термодинамич. ур-ния состояния ядра, в особенности из-за зависимости от возбуждения ядра энергии спаривания. Для четно-четных деформированных ядер предложена более строгая теория влияния спаривания на плотность уровней [6], однако такие расчеты очень сложны.

Экспериментально плотность уровней составного ядра точнее всего определяется непосредственно по густоте резонансов в сечении рассеяния ядрами медленных монохроматич. нейтронов. В ф-лах (2)—(5) хуже всего известна величина одночастичной плот-

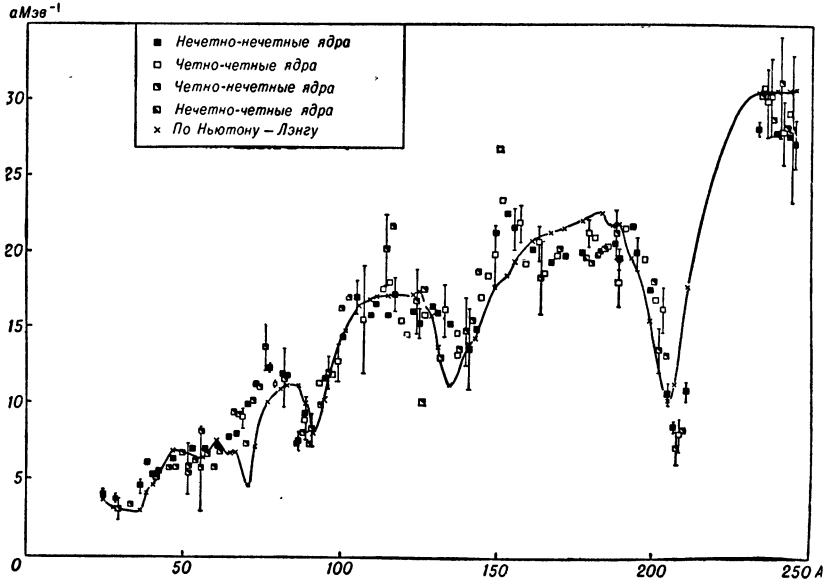


Рис. 1. Параметр a формулы для плотности уровней ядер в модели ферми-газа в зависимости от атомного веса ядра, согласно [5]. Отклонения от квазиклассической линейной зависимости от атомного номера A связаны с оболочками.

ности g_F , поэтому данные о плотности нейтронных резонансов обычно используют для определения величины g_F , через к-рую можно выразить др. константы, напр. момент инерции ядра. На рис. 1 приведены результаты анализа такого рода. Вдали от магич. ядер величина параметра a согласуется с квазиклассич. оценкой, согласно к-рой $a \sim A$, а момент инерции совпадает с моментом инерции для жесткого сферич. ротатора:

$$J_{\text{ТВ}} = \frac{2}{5} AmR^2/\hbar^2,$$

где A — атомный номер, m — масса нуклона, $R = r_0 A^{1/3}$ — радиус составного ядра, причем r_0

оказывается таким же, как и из др. данных ($\sim 1,2 \cdot 10^{-13}$ см). Часто g_F выражают через среднюю плотность нуклонов в ядре или энергию ферми-газа

$$g_F = \left(\frac{16}{3\pi^2}\right)^{1/3} A \frac{m_0^3}{\hbar^2} = \frac{3}{2^{5/3}} \frac{A}{\zeta_0}, \quad (6)$$

где ζ_0 — энергия Ферми [1]. Величина r_0 , определяемая по g_F из ф-лы (6), оказывается равной $1,6 \cdot 10^{-13}$ см (или $\zeta_0 \approx 20$ Мэв). Причина расхождения в том, что ф-ла (6) предполагает, что все нуклоны ядра можно рассматривать как идеальный газ, между тем, как во всех приложениях к ядру фактически требуется «газость» лишь для группы верхних состояний. Поэтому g_F и $J_{\text{тв}}$ лучше рассматривать как независимые параметры. Значение g_F , определяемое из плотности нейтронных резонансов, согласуется с моделью оболочек, а также со средним расстоянием между нижними уровнями в нечетных ядрах.

Выражениями (2)–(5) для плотности уровней широко пользуются также для оценки сечения различных ядерных реакций в тех случаях, когда отдельные уровни не разрешаются. При этом предполагается, что вероятность реакции определяется в основном плотностью уровней конечных состояний. Отсюда, в частности, получается т. н. испарит. модель, дающая спектр частиц, испускаемых нагретым ядром. Спектр частиц при этом имеет приближенно максвелловскую форму. Экспериментальные данные о спектрах испаряющихся частиц неоднократно использовались для определения параметров плотности уровней, причем обычно результаты близки к полученным из анализа плотности нейтронных резонансов. Независимость статистич. описания от механизма реакции обеспечивает возможность применения его к самым различным ядерным реакциям. Так, напр., С. м. я. успешно применялась для теоретич. описания спектров γ -лучей, испускаемых ядрами после захвата тепловых нейтронов. В этом случае спектральное распределение γ -квантов определяется множителем $\varepsilon_{\gamma}^{2l+1} \rho(E - \varepsilon_{\gamma})$, где ε_{γ} — энергия кванта, l — мультиплетность перехода, $\rho(E - \varepsilon_{\gamma})$ — плотность конечных состояний.

В теории деления ядер значит. успехом статистич. подхода является объяснение угловой анизотропии осколков, основанное на использовании статистич. распределения величины проекции углового момента составного ядра на направление деления. В частности, был обнаружен эффект уменьшения спаривания при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра, т. е. фазовый переход ядра из «сверхпроводящего» состояния в «нормальное».

Важная особенность ядерных реакций с участием составного ядра — отсутствие интерференции различных парциальных волн. Кроме того, обычно имеется достаточно большой набор таких волн. В результате возникает простая картина классич. процесса, причем точность классич. описания распада составного ядра тем выше, чем больше набор квантовых состояний.

Интересные явления возникают из-за зависимости плотности уровней от углового момента. При малом угловом моменте в ф-ле (2) существует только множитель $2j+1$, соответствующий вырождению статистич. состояния по проекции полного момента на внутреннюю ось. Вместе с очевидным вырождением по проекции полного углового момента на внешнюю ось полное вырождение статистического (т. е. классич.) состояния есть $(2j+1)^2$, как это и должно быть для классич. вектора, для к-рого вырождение было бы равно $4\pi j^2 dj$. Угловое распределение частиц при этом получается изотропным. При достаточно большом угловом моменте, когда отношение энергии вращения

к темп-ре ядра, стоящее в показателе экспоненты в ф-ле (2), заметно отличается от нуля, возникают эффекты, к-рые можно интерпретировать как вызванные классич. вращением нагретого ядра.

Основной эффект, обусловленный вращением, — угловая анизотропия испаряющихся частиц и γ -квантов. Это явление можно описать, положив в ф-ле (2) $j = |j_f| = |j_i - l|$, где l — орбитальный момент вылетающей частицы, индексы i и f относятся к начальному и конечному состояниям. В классич. случае вектор l и импульс частицы перпендикулярны друг другу, что и приводит к анизотропии, т. к., согласно ф-ле (2), распределение l анизотропно: вероятность данной ориентации пропорциональна $\exp(-jl/\sigma^2)$. Заметим, что угловые моменты составного ядра обычно можно считать равномерно распределенными в плоскости, перпендикулярной падающему пучку. Угловое распределение частиц, испаряющихся из ядра, описывается ф-лой

$$f(\theta) \approx 1 + \frac{\hbar^4}{8} \frac{\bar{j}^2 \bar{l}^2(\varepsilon)}{(JT)^2} \cos^2 \theta,$$

где \bar{j}^2 и \bar{l}^2 — средние квадраты углового момента составного ядра и орбитального момента вылетающей частицы (последний зависит от энергии частицы ε), а θ — угол относительно пучка. При сравнении с опытом оказывается, что наблюдаемая анизотропия согласуется с предсказаниями С. м. я., причем для момента инерции получаются значения, близкие к твердотельному.

Отклонения от простой картины теплового излучения возникают при очень больших угловых моментах, когда классич. энергия вращения близка к полной энергии возбуждения. Классич. аналогом здесь является вращение относительно холодного тела. Такая ситуация возникает особенно часто в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, где величина углового момента часто достигает нескольких десятков единиц \hbar , а энергия вращения — десятков Мэв.

Статистическая модель распределения ядерных ширин. Из-за сложности сильно возбужденных состояний ядра обычное описание квантовых переходов при помощи волновых ф-ций теряет смысл. С. м. я. позволяет дать оценку наиболее вероятных (средних) значений ядерных ширин, а также вероятность данного отклонения от среднего значения для вероятности перехода или суммы вероятностей для неск. переходов. Пусть $N\Gamma$ — сумма приведенных ширин по всем переходам из данного состояния в конечное, N — полное число конечных состояний. Предполагается, что ф-ция распределения амплитуд ширин может быть записана как

$$P(\gamma_1, \dots, \gamma_N) = \delta\left(\sum_{j=1}^N \gamma_j^2 - N\Gamma\right), \quad (7)$$

где γ_j — амплитуда перехода в j -е конечное состояние. Если предположить теперь, что величины γ_j независимы друг от друга могут принимать любые значения от $-\infty$ до $+\infty$, из ф-лы (7) можно получить ф-цию распределения для суммы ширин по m конечным состояниям ($m \ll N$). Это распределение (распределение Томаса — Портера) совпадает с т. н. χ^2 -распределением теории вероятностей:

$$P(\Gamma(m)) \approx \Gamma(m)^{1/2 m-1} \exp(-\Gamma(m)/2\Gamma),$$

$$\Gamma(m) = \sum_{j=1}^m \gamma_j^2. \quad (8)$$

Из ф-лы (8) относит. дисперсия величины $\Gamma(m)$, равна $[\langle \Gamma(m)^2 \rangle - \langle \Gamma(m) \rangle^2] / 2 \langle \Gamma(m) \rangle^2 = 1/m$. Измеряя экспериментальную флуктуацию суммарной

ширины, можно по ф-ле (9) оценить число m каналов реакции [напр., число каналов деления вблизи порога, число конечных состояний в реакции (n, γ) и т. п.]. Для определения эксперимент. распределения обычно пользуются данными для большого числа нейтронных

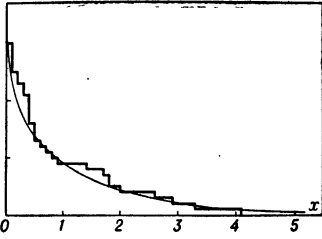


Рис. 2. Распределение по величине нейтронных ширин для 30 резонансов (уровней) ядра Zr, $x = \Gamma_n / \langle \Gamma_n \rangle$. Сплошная кривая — статистическое распределение (8) для $m = 1$ (согласно [6]), нормировка произвольная.

предположения о случайном характере волновых ф-ций сильно возбужденных состояний ядра можно определить распределение расстояний между соседними уровнями ядра. Так удается объяснить явление «отталкивания уровней», суть к-рого заключается в том, что очень малые расстояния между соседними уровнями встречаются реже, чем расстояния порядка среднего.

Предположение о хаотичности приведенных ширин реакции лежит в основе С. м. я., причем самое простое приближение в этом направлении соответствует модели «черного» ядра. При рассеянии ядрами элементарных частиц не очень большой энергии ширины реакции могут обладать нек-рым общим когерентным свойством. Связанные с этим отклонения от С. м. я. описываются моделью оптич. потенциала (см. *Оптическая модель ядра*). Если в ядерной реакции начальное и конечное квантовые состояния системы строго определены, возникают флуктуации сечения, обусловленные тем, что густые состояния составного ядра возбуждаются когерентно. Характерной энергетич. величиной здесь является $\Delta E = \hbar/\tau$, где τ — время жизни составного ядра; поэтому измерение этих флуктуаций дает сведения о величине τ [8].

Лит.: 1) Бете Г., Физика ядра, пер. с англ., ч. 2, М. — Л., 1948; 2) Вайскопф В., Статистическая теория ядерных реакций, пер. с англ., М., 1952; 3) Ericson T., The statistical model and nuclear level densities, «Phil. Mag.», 1960, suppl. to v. 9, № 36, p. 424; 4) Структура ядра. Сборник обзорных докладов, прочитанных на Международной конференции по структуре ядра в Канаде в 1960 г., пер. с англ., М., 1962; 5) Малышев А. В., «ЖЭТФ», 1963, т. 45, вып. 2, с. 316; 6) Гринь Ю. Т., Струтинский В. М., «Ядерная физика», 1965, т. 1, вып. 3; 7) Moskalov S. S., Migdian H. V., Adamchuk Yu. V., «Nucl. Phys.», 1964, v. 53, № 4, p. 667; 8) Ericson T., «Ann. Phys.», 1963, v. 23, № 3, p. 390. В. М. Струтинский.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗ — система приемов, применяемых в математич. статистике для проверки соответствия опытного материала проверяемой гипотезе. Проверяемое предположение называется статистической гипотезой, если оно содержит определенное утверждение относительно закона распределения вероятностей изучаемых величин и событий. Правило, с помощью к-рого решается вопрос, соответствуют ли опытные данные проверяемой гипотезе, наз. статистическим критерием. Пусть, напр., требуется проверить, соответствует ли размер a нек-рой детали номиналу a_0 . Если измерит. инструмент при каждом измерении дает нек-рую случайную погрешность, то обычно данную деталь измеряют n раз. Для того чтобы решить вопрос, соответствуют ли результаты измерения $x_1,$

x_2, \dots, x_n гипотезе о том, что размер детали равен a_0 , можно указать следующий критерий. Опираясь на теорему Ляпунова, можно считать, что среднее арифметическое $\bar{x} = (x_1 + \dots + x_n)/n$ из результатов измерения приближенно подчиняется нормальному закону распределения со средним a_0 (если гипотеза верна) и со средним квадратич. отклонением σ , если через σ^2 обозначить дисперсию погрешности инструмента. Тогда \bar{x} с вероятностью 0,95 лежит в пределах

$$a_0 - 1,96\sigma/\sqrt{n} \leq \bar{x} \leq a_0 + 1,96\sigma/\sqrt{n}.$$

Таким образом, если $|x - a_0| \leq 1,96 \sigma/\sqrt{n}$, то с уровнем значимости 0,05 можно считать, что результаты измерений не противоречат гипотезе $a = a_0$; если же $|\bar{x} - a_0| > 1,96 \sigma/\sqrt{n}$, то можно считать, что гипотеза $a = a_0$ неверна. Важно отметить, что при $|\bar{x} - a_0| > 1,96\sigma/\sqrt{n}$ можно считать доказанным, что $a \neq a_0$, с риском ошибиться в среднем в 5% случаев. Если же $|\bar{x} - a_0| \leq 1,96\sigma/\sqrt{n}$, то это еще не означает, что гипотеза доказана. Указанное неравенство с большой вероятностью может выполняться, если a близко к a_0 . Пользуясь описанным критерием, нельзя доказать, что $a = a_0$, а можно лишь утверждать, что результаты измерений не противоречат этой гипотезе. Если критерий показывает, что экспериментальные данные не соответствуют проверяемой гипотезе, то обычно производят проверку соответствия этих данных другой гипотезе. Напр., если с помощью какого-либо критерия проверялась гипотеза о независимости данной последовательности наблюдений и получен отрицательный ответ, то гипотезу независимости часто заменяют гипотезой о том, что последовательность наблюдений связана в цепь Маркова (см. *Марковские процессы*).

Ошибки, которыми может сопровождаться проверка гипотез, бывают двух видов. Во-первых, можно ошибиться, забраковав верную гипотезу (ошибки «первого рода»), и, во-вторых, можно принять гипотезу, когда она не осуществляется в действительности (ошибки «второго рода»). Задача построения наилучших критериев заключается в выборе среди всевозможных критериев с заданной вероятностью ошибки «первого рода» ϵ такого, который давал бы наименьшую вероятность ошибки «второго рода».

Дополнение до единицы вероятности ошибок «второго рода» наз. мощностью критерия. В случае, когда конкурирующая гипотеза вполне определена, наилучший критерий будет иметь наибольшую мощность среди всех других критериев с заданной вероятностью ошибки «первого рода» ϵ . Такой критерий наз. наиболее мощным. В случае, когда конкурирующая гипотеза не вполне определена, а зависит, напр., от параметра, мощность критерия будет функцией от этого параметра. Равномерно наиболее мощным критерием наз. критерий, имеющий наибольшую мощность при каждом значении параметра. Равномерно наиболее мощный критерий существует лишь в немногих задачах. В других случаях обычно ищут критерий, обладающий в максимум усредненную с нек-рым весом функцию мощности. Обычно при значениях параметра, близких к истинному, мощность мала, а при значениях параметра, далеких от истинного, мощность близка к единице. Поэтому далекие значения параметра почти наверняка бракуются, в то время как значения параметра, близкие к истинному, с помощью статистич. критерия с большой вероятностью принимаются за истинное значение параметра. Теория С. п. г. позволила с единой точки зрения трактовать различные задачи, выдвинутые практикой (оценка расхождения между средними, проверка постоянства дисперсии, проверка гипотезы независимости и т. д.).

Лит.: 1) Смирнов Н. В., Дунин-Барковский И. В., Курс теории вероятностей и математической

статистики для технических приложений, 2 изд., М., 1965; 2) Крамер Г., Математические методы статистики, пер. с англ., М., 1948; 3) Леман Э., Проверка статистических гипотез, пер. с англ., М., 1964.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ СУММА — нормирующий множитель, входящий в выражение для статистич. матрицы канонич. распределения в квантовом случае. Выражения для С. с. различны для системы с заданным числом частиц (см. *Гиббса распределение каноническое*) и для системы с переменным числом частиц (см. *Гиббса распределение большое каноническое*). В 1-м случае С. с.

$$Z_N = \sum_n \exp \{-E_n/kT\},$$

где E_n — энергия n -го квантового состояния системы, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра; суммирование по всем состояниям системы. Во 2-м случае

$$Z_\mu = \sum_{N,n} \exp \{(N\mu - E_{Nn})/T\},$$

где μ — т. н. *химический потенциал* системы; суммирование идет как по числу частиц в системе N , так и по всем возможным при каждом N состояниям.

С. с. Z_N связана со свободной энергией F соотношением: $F = -kT \ln Z_N$, а С. с. Z_μ — с термодинамическим потенциалом Гиббса Ω соотношением $\Omega = -kT \ln Z_\mu$. Два последних соотношения — основные в статистич. физике. Они являются основой для выражения термодинамич. характеристик системы через ее микроскопич. характеристики.

Лит. см. при ст. *Статистическая физика*.

И. Е. Дзялошинский.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ — то же, что *термодинамическая теория возмущений*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА — пространственное название раздела *статистической физики*, посвященного вычислениям макроскопич. характеристик системы (термодинамич. потенциалов, ур-ния состояния и т. п.) через свойства составляющих систему частиц и их элементарные взаимодействия. См. *Статистическая задача многих тел*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА — раздел физики, посвященный изучению свойств систем, состоящих из огромного числа частиц. Физич. закономерности таких систем имеют вероятностный, статистич. характер. Т. о., С. ф. имеет дело со статистич. распределениями, определяющими, с какой вероятностью частицы системы имеют тот или иной набор значений параметров, определяющих их состояния. Методы С. ф. применяются во всех отраслях физики: в физике газов, жидкостей и твердых тел, атомного ядра, распространения света в космич. пространстве, распространения радиоволн, теории звезд и т. д. Вместе с этим фактически отсутствует деление С. ф. на классическую и квантовую, поскольку статистич. подход применительно к макроскопич. телам и в классической и в квантовой физике обусловлен по существу одними и теми же причинами.

Статистическое распределение. В С. ф. принято описывать состояние системы набором сопряженных параметров, напр. набором координат q_i и импульсов p_i каждой частицы [это соответствует тому, что для определения движения системы используются *канонические уравнения механики* (уравнения Гамильтона)]. Совокупность всех возможных значений q_i, p_i образует $6N$ -мерное (N — число частиц) фазовое пространство системы. Состоянию системы, даваемому определенным набором величин q_i, p_i , отвечает точка в фазовом пространстве, а движение системы ($q_i = q_i(t), p_i = p_i(t)$) происходит вдоль нек-рой линии — фазовой траектории. В дальнейшем точка в фазовом пространстве будет обозначаться просто, как q, p , а траектория $q(t), p(t)$.

Статистич. распределение в С. ф. определяется как вероятность $dw(p, q)$ для системы находиться в бесконечно малой области, окружающей точку q, p :

$$dw(p, q) = \rho(p, q) dp dq, \quad dp dq = dp_1 \dots dq_1 \dots \quad (1)$$

Ф-цию $\rho(p, q)$, являющуюся плотностью распределения вероятности, в С. ф. наз. функцией распределения. Ф-ция $\rho(p, q)$ удовлетворяет условию нормировки $\int \rho(p, q) dp dq = 1$, вытекающему из смысла понятия вероятности. Зная ф-цию распределения, можно вычислить среднее значение любой физич. величины f , относящейся ко всей макроскопич. системе, напр. ее энергию $E(p, q)$, дипольный момент $d(p, q)$ и т. д., по ф-ле:

$$\bar{f} = \int f(p, q) \rho(p, q) dp dq. \quad (2)$$

Если величина $\rho(p, q)$ не зависит явно от времени, то система находится в состоянии статистического (термодинамического, теплового) равновесия. Свойства систем в состоянии статистич. равновесия и являются предметом собственно С. ф. Изучение переменных во времени свойств макроскопич. тел является задачей кинетич. теории (см. *Кинетика физическая*).

Физич. смысл статистич. усреднения состоит в его эквивалентности усреднению по времени. Это означает, что среднее значение физич. величины, вычисленное по ф-ле (2), равно ее среднему значению за достаточно большое время (в пределе бесконечное) движения системы по ее фазовой траектории:

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} (1/T) \int_0^T f[p(t), q(t)] dt. \quad (3)$$

В С. ф. чрезвычайно важно понятие подсистемы — малой части замкнутой системы, число частиц n в k -рой хотя и значительно меньше N , но достаточно велико, чтобы подсистема оставалась макроскопической. Ф-цию распределения для подсистемы можно ввести, связав усреднение по положению подсистемы в фазовом пространстве с усреднением по времени ее движения вдоль фазовой траектории. Для этого рассмотрим сколь угодно малую область фазового пространства $dq dp$ и обозначим через Δt время, k -рое подсистема проводит в этой области при ее движении по траектории за время τ . Тогда очевидно, что вероятность dw для подсистемы находиться в данной области фазового пространства $dw = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \Delta t / \tau$. Учитывая, что

величина Δt пропорциональна размеру области $dp dq$, приходим к ф-ле (1) с $\rho(p, q) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \Delta t / \tau dp dq$. Опре-

деленная таким образом вероятностью отлична от нуля, что связано с запутанностью фазовой траектории подсистемы. Для того чтобы таким же образом определить вероятность для замкнутой системы, нужно использовать т. н. *эргодическую гипотезу* или *квазиэргодическую гипотезу*.

При квантовомеханич. описании макроскопич. систем всякая физич. величина является оператором или соответствующей ему матрицей. Понятие статистич. усреднения заложено уже в самом аппарате квантовой механики. Роль ф-ции распределения играет здесь статистический оператор \hat{w} (наз. также статистической матрицей, или *матрицей плотности*). Ф-ла для среднего значения k -н. физич. величины \hat{f} принимает вид: $\bar{f} = \text{Sp } \hat{f} \hat{w}$, где Sp — сумма диагональных элементов матрицы. Принципиальное отличие квантовой системы, состоящей из большого числа частиц, по аналогии с классич. случаем, состоит в том, что для вычисления \bar{f} нельзя пользоваться обычной квантовомеханич. ф-лой $\bar{f} = \int \psi^*(q) \hat{f} \psi(q) dq$, поскольку определение волновой ф-ции системы ψ пред-

ставляет собой такие же, если не большие трудности, как и решение соответствующих ур-ний движения в классич. случае.

Упомянутые выше подсистемы отнюдь не являются замкнутыми. Однако внутренняя энергия каждой подсистемы намного превосходит энергию взаимодействия между любыми двумя из них, поскольку в таком взаимодействии участвуют в основном лишь частицы, лежащие вблизи поверхности, и слабость взаимодействия подсистем позволяет их считать в первом приближении свободными. Это означает, что ф-ция распределения ρ_{12} «комбинированной» подсистемы, составленной из подсистем 1 и 2, может быть представлена как произведение $\rho_{12} = \rho_1 \rho_2$. Свойство ф-ций распределения, выражаемой этим соотношением, наз. статистической независимостью. Для подсистем, описываемых статистич. матрицами, аналогичное соотношение имеет вид $\hat{\omega}_{12} = \hat{\omega}_1 \hat{\omega}_2$.

Статистическое равновесие. В состоянии статистич. равновесия средние значения любой физич. величины постоянны. Однако физич. значения физ. величины отнюдь не совпадают со средними. Отклонения от среднего наз. *флуктуациями*.

Мерой флуктуаций служат величины $[(f - \bar{f})^n]^{1/n}$, где n — произвольное целое число. Важнейшей среди них является т. н. среднеквадратичная флуктуация $\sqrt{(f - \bar{f})^2}$.

Наличие флуктуаций и является выражением статистического, вероятностного характера С. ф. Однако реальные значения, к-рые физич. величина принимает в состоянии равновесия, в среднем очень мало отличаются от соответствующего среднего значения:

$$\sqrt{(f - \bar{f})^2} \ll f.$$

Вычисление средних и нахождение различных связей между ними и составляет круг задач С. ф. Существует 2 типа таких связей. Одни из них вообще не зависят от вида составляющих макроскопич. систему частиц и характера взаимодействия между ними; вторые существенно зависят от того и другого. Изучение связей 1 типа составляет предмет *термодинамики*. Изучение связей 2 типа — т. н. *статистическая задача многих тел* — предмет С. ф. в узком смысле слова.

Свойство статистич. независимости подсистем, их квазизамкнутость, позволяет найти ф-цию распределения в состоянии равновесия. Рассматривая подсистему приближенно как замкнутую, можно согласно *Лиувилля теореме* показать, что ф-ция распределения остается неизменной при движении подсистемы по ее траектории в фазовом пространстве, т. е. является интегралом движения. С др. стороны, статистич. независимость требует, чтобы $\ln \rho_{abc\dots} = \ln \rho_a + \ln \rho_b + \ln \rho_c + \dots$, где $\rho_{abc\dots}$ — ф-ция распределения «комбинированной» системы. Отсюда следует, что $\ln \rho_a$ должен быть аддитивным интегралом ур-ний движения (т. е. таким интегралом системы, к-рый переходит в сумму таких же интегралов для каждой из подсистем, когда взаимодействие между последними пренебрежимо мало).

Существует всего 7 независимых аддитивных интегралов: энергия $E_a(p, q)$, три компонента вектора импульса $p_a(p, q)$, три компонента момента количества движения $M_a(p, q)$. Однако импульс и момент количества движения можно исключить, поместив всю систему в жесткий неподвижный ящик. В таких условиях импульс и момент уже не будут интегралами движения. Используя единственный оставшийся интеграл движения — энергию, получим $\ln \rho_a = -d_a - (1/\vartheta) E_a(p, q)$, где d_a и ϑ — постоянные, прич. ϑ должно быть одинаковым для всех подсистем данной замкнутой системы.

Распределение, описываемое ф-цией

$$\rho_a = (1/Z_a) \exp[-E_a(p, q)/\vartheta], \quad (4)$$

где $Z_a = \exp(-d_a) = \text{const}$, наз. каноническим распределением (см. *Гиббса распределение каноническое*). Константа Z_a наз. *статистическим интегралом*; она определяется из условия нормировки (ср. 2)

$$Z_a = \int \exp[-E_a(p, q)/\vartheta] dp dq.$$

Постоянная $\vartheta = kT$ наз. статистической температурой (k — *Больцмана постоянная*, T — абс. темп-ра). Как следует из (4), в состоянии статистич. равновесия она одинакова для всех подсистем.

Для квантовомеханич. систем из квантового аналога теоремы Лиувилля (см. *Матрица плотности*) и статистич. независимости вытекает, что статистич. матрица подсистемы диагональна в энергетич. представлении и в этом представлении имеет вид

$$\rho_n^{(a)} = Z_a^{-1} \exp[-E_n^{(a)}/T], \quad (5)$$

где n нумерует состояния системы. Константа Z_a в квантовом случае наз. *статистической суммой* и так же, как и в классике, выражается из условия нормировки: $Z_a = \sum_n \exp(-E_n^{(a)}/\vartheta)$. Наиболее простой вид рас-

пределение Гиббса имеет для системы невзаимодействующих частиц (идеального газа). В этом случае энергия системы E_n просто равна сумме энергий частиц газа $E_n = \sum n_k \epsilon_k$, где ϵ_k — уровни энергии отдельной молекулы, а n_k — число частиц на уровне k (т. н. числа заполнения), и вместо распределения (5) по уровням энергии всей системы можно ввести распределение частиц газа по уровням k . Такое распределение описывается средними числами заполнения n_k данного состояния. Для достаточно высоких темп-р распределение имеет вид:

$$\bar{n}_k = \exp[(\mu - \epsilon_k)/\vartheta], \quad (6)$$

где нормировочная константа μ — т. н. *химический потенциал*, определяется из условия $\sum_k \bar{n}_k = N$,

где N — число частиц газа. Распределение (6) наз. распределением Больцмана (говорят также о статистике Больцмана).

При низких темп-рах нужно учитывать принцип Паули, гласящий, что в газе из одинаковых частиц с полужелым спином (т. н. ферми-газ) в каждом состоянии может находиться только 1 частица, а в газе из частиц с целым или нулевым спином (т. н. бозе-газ) в каждом состоянии может находиться произвольное число частиц. Распределение для ферми-газа наз. Ферми—Дирака распределением (говорят также о *Ферми—Дирака статистике*). Оно имеет вид

$$\bar{n}_k = 1/\{\exp[(\epsilon_k - \mu)/\vartheta] + 1\}. \quad (7)$$

Для бозе-газа

$$\bar{n}_k = 1/\{\exp[(\epsilon_k - \mu)/\vartheta] - 1\}. \quad (8)$$

Распределение (8) наз. Бозе — Эйнштейна распределением (или *Бозе — Эйнштейна статистикой*). Для высоких темп-р μ — большая отрицат. величина ($\mu \sim -\vartheta \ln \vartheta$) и (7) и (8) переходят в (6).

Распределение Гиббса можно в принципе применить и к замкнутой системе. Для этого надо вообразить, что она представляет собой часть нек-рой большой системы, т. н. теплового резервуара, находящегося в тепловом равновесии. Разумеется, распределение Гиббса для замкнутой системы не будет точным, поскольку в состоянии с ф-цией распределения (4) энергия системы будет флуктуировать, чего не должно быть. Однако эти флуктуации крайне малы, так что систему можно с большой степенью точности считать замкнутой, положив $\bar{E} = E_0$ — энергии замкнутой системы.

С др. стороны, можно попытаться построить ф-цию распределения для замкнутой системы, не дающую флуктуаций энергии вообще. Простейшим распреде-

лением такого рода является т. н. *Гиббса распределение микростатистическое*. Оно получается, если считать, что $\rho = 0$ для всех $E(p, q)$, не равных энергии системы E_0 , и $\rho = \text{const}$ для $E(p, q) = 0$, и имеет вид
$$\delta\rho = \text{const} \cdot \delta[E(p, q) - E_0] dq dp, \quad (9)$$

где $\delta(E - E_0)$ — *дельта-функция*.

Само по себе распределение (9) не является точным. Однако вычисление при его помощи различных средних приводит с точностью до малых флуктуаций к правильным результатам: В частности, т. о. можно получить распределение Гиббса (6) для любой подсистемы.

Энтропия. В С. ф. фундаментальную роль играет понятие энтропии и тесно связанное с ней понятие статистического веса подсистемы. В статистич. равновесии подсистема при своем движении по фазовой траектории подавляющую часть времени проводит в той области фазового пространства, где ее энергия E близка к своему среднему значению. Аналогично, в квантовом случае подсистема почти всегда находится в квантовых состояниях, энергия которых близка к средней. Очевидно, что чем больше число таких квантовых состояний, тем больше макроскопич. состояние подсистемы отличается от точного квантовомеханич. состояния.

Мерой размазанности макроскопич. состояния подсистемы по ее точным состояниям служит статистический вес $\Delta\Gamma$, определяемый как число квантовых уровней в нек-ром стандартном интервале энергий ΔE около среднего значения, по порядку величины равному флуктуации энергии.

В силу приближенной статистич. независимости подсистем, статистич. вес «комбинированной» подсистемы $\Delta\Gamma_{12} = \Delta\Gamma_1 \Delta\Gamma_2$.

Наряду со статистич. весом в С. ф. в качестве меры размазанности вводят аддитивную величину — *энтропию* S :

$$S = \ln \Delta\Gamma, \quad S_{12} = S_1 + S_2. \quad (10)$$

Понятие энтропии особенно важно для изучения кинетич. явлений, т. е. процессов приближения замкнутой системы к равновесию. По своему смыслу, состояние статистич. равновесия для своего осуществления требует, строго говоря, бесконечного времени. Однако в действительности любая подсистема с большой точностью (порядка величины флуктуаций в состоянии равновесия) приходит в равновесие за вполне конечное время t_{rel} , т. н. *время релаксации*. Определенная т. о. энтропия неравновесного состояния обладает свойством, к-рое делает ее основным инструментом кинетики. А именно, оказывается, что S в состоянии полного равновесия принимает максимально возможное значение. Закон возрастания энтропии является основой для отделов физики, занимающихся кинетич. явлениями в макроскопич. системах, для физической кинетики и для теории *необратимых процессов*.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5); 2) Леонович М. А., Статистическая физика, М.—Л., 1944; 3) Левич В. Г., Введение в статистическую физику, 2 изд., М., 1954. *И. Е. Дзялошинский.*

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНСАМБЛЬ — совокупность большого числа одинаковых физич. систем. Понятие «С. а.» применяется в статистич. физике при изучении статистич. свойств систем.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ВЕС — в квантовой статистике — число различных квантовых состояний с данной энергией, т. е. кратность состояния. Когда энергия принимает непрерывный ряд значений, под С. в. понимают число состояний в данном интервале значений энергии. В классич. статистике С. в. называют величину элемента фазового объема всей системы. См. *Статистическая физика*.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ИНТЕГРАЛ — нормирующий множитель Z , входящий в выражение для ф-ции

распределения Гиббса *распределения канонического* $W(p, q)$ в случае классич. статистики: $W(p, q) = (1/Z) \exp\{-H(p, q)/kT\}$.

При нормировке $\frac{1}{N! h^r N} \int W(p, q) dq dp = 1$ С. и. имеет вид

$$Z = \frac{1}{N! h^r N} \int \exp\left\{-\frac{H(p, q)}{kT}\right\} dq dp,$$

где N — число частиц в системе, h — постоянная Планка, r — число степеней свободы, приходящихся на 1 частицу (для одноатомного газа, когда можно пренебречь вращат. степенями свободы, $r = 3$), $H(p, q)$ — *Гамильтона функция* рассматриваемой системы, q и p — совокупность всех координат системы и канонически сопряженных к ним импульсов, k — постоянная Больцмана, T — темп-ра. Множитель $1/N!$ связан с тождественностью частиц, а $1/h^r N$ — с равенством h размера наименьшей ячейки в фазовом пространстве, если рассматривать С. и. как предел *статистической суммы* при переходе от квантового к классич. рассмотрению.

С. и. связан со свободной энергией F соотношением $F = -kT \ln Z$, к-рое является одним из основных в статистич. физике — оно позволяет вычислять F , а следовательно, и др. термодинамич. ф-ции системы через ее микроскопич. характеристики.

Полная энергия системы H равна сумме кинетич. и потенц. энергий: $H = K(p) + U(q)$, поэтому С. и. может быть представлен в виде произведения двух интегралов $Z = Z_K Z_U$:

$$Z_K = \frac{V^N}{N! h^r N} \int \exp\left\{-\frac{K(p)}{kT}\right\} dp;$$

$$Z_U = \frac{1}{V^N} \int \exp\left\{-\frac{U(q)}{kT}\right\} dq$$

(V — объем системы). Интеграл по импульсам Z_K обычно легко вычисляется, т. к. кинетич. энергия является квадратичной ф-цией импульсов. Напр., для одноатомного газа $K(p) = \sum \frac{p_i^2}{2m}$, где m — масса атома; тогда $Z_K = V^N/N! \Lambda^{3N}$, где $\Lambda = h/(2\pi mkT)$ имеет порядок длины волны де-Бройля, соответствующей энергии kT . Для идеального газа $Z_U = 1$ и $Z = Z_K$, т. е. С. и. вычисляется точно.

Интеграл по координатам Z_U наз. *к о н ф и г у р а ц и о н н ы м и н т е г р а л о м*. Вычисление его чрезвычайно сложно из-за большого числа переменных и невозможности точно свести интеграл Z_U к произведению интегралов по независимым переменным. Напр., для газа с центральным взаимодействием между частицами $U = \frac{1}{2} \sum \Phi(|q_i - q_j|)$, следовательно Z_U существенно зависит от взаимных расстояний между частицами и не распадается на произведение интегралов по координатам отдельных частиц.

Приближенные методы расчета С. и. для идеальных газов малой плотности даны в [1—4].

Лит.: 1) Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1952; 2) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 3) Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; 4) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5). *Д. Н. Зубарев, С. В. Тябликов.*

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ОПЕРАТОР — см. *Матрица плотности*.

СТАТИСТИЧЕСКИ НЕОПРЕДЕЛИМЫЕ СИСТЕМЫ — геометрически неизменяемые системы (балки, фермы, рамы, оболочки и т. п. несущие конструкции), в к-рых действующие в элементах системы усилия не могут быть определены из ур-ний статики (условий равновесия). Это вызвано тем, что в С. н. с., помимо связей, обеспечивающих геометрич. неизменяемость системы, имеются дополнит. связи, наз. лишними или

избыточными. Число лишних связей определяет степень статич. неопределимости системы. Поэтому для определения действующих в С. н. с. усилий необходимо в дополнение к ур-ниям статики составить ур-ния совместности перемещений, выражающие условия неразрывности системы при деформировании в количестве, равном степени статич. неопределимости данной системы.

Характерной особенностью С. н. с. является возможность проявления в них сил при отсутствии внешних силовых нагрузок. Внутренние силовые факторы в С. н. с. могут появиться в результате неточностей при сборке (или специально предусмотренных затяжек, как, напр., в предварительно напряженных конструкциях) или в результате темп-рных воздействий, при наличии градиентов темп-ры, или в случае выполнения элементов конструкции С. н. с. из материалов с разными коэфф. линейного расширения.

Лит.: 1) Расчеты на прочность в машиностроении, под ред. С. Д. Пономарева, т. 1, М., 1956, с. 602; 2) Феодосьев В. И., Сопrotивление материалов, 2 изд., М., 1962, с. 196; 3) Беляев Н. М., Сопrotивление материалов, 13 изд., М., 1962, с. 72 и 433. А. А. Ланин.

СТАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ автоматического регулирования — системы, в которых в установившемся режиме (т. е. при постоянной величине воздействия на систему) значение регулируемого параметра неск. отличается (на величину статич. ошибки) от его заданного значения и зависит от величины входного воздействия (см. *Регулирование автоматической*).

СТАЦИОНАРНОГО ДЕЙСТВИЯ ПРИНЦИП — см. *Наименьшего действия принцип*.

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ — состояние системы, при котором некоторые существенные для его характеристики величины (разные в разных случаях) не меняются со временем. Напр., состояние потока жидкости стационарно, если скорость движения (и др. характеристики) остается в каждой точке пространства неизменной. В квантовой механике С. с. наз. состояние; в к-ром энергия имеет определенное (и не меняющееся со временем) значение. О С. с. в термодинамике см. *Открытые системы, Пригожина теорема*. Состояние системы наз. квазистационарным, если величины, при постоянстве которых оно было бы стационарным, в действительности медленно меняются со временем. При этом соотношения между разными свойствами системы остаются прилб. такими же, как и в С. с.

СТАЦИОНАРНЫЕ ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ — важный специальный класс вероятностных процессов, часто встречающийся в приложениях теории вероятностей к различным разделам естествознания и техники. Случайный процесс $\xi(t)$ (где t — время) наз. стационарным, если все его вероятностные характеристики (напр., распределение вероятностей величины $\xi(t)$) не меняются с течением времени, а совместное распределение величин $\xi(t_1)$ и $\xi(t_2)$ для любых моментов времени t_1 и t_2 зависит только от промежутка времени $t_2 - t_1$ между этими моментами (но не от положения этого промежутка на оси t).

Схема С. в. п. с хорошим приближением описывает многие физич. явления. Так, напр., пульсации силы тока или напряжения в электрич. цепи («шум») можно рассматривать как стационарный процесс, если только эта цепь находится в стационарном режиме; компоненту скорости в точке турбулентного потока также можно рассматривать как стационарную случайную функцию, если этот поток установившийся.

При изучении С. в. п. $\xi(t)$ основную роль играют простейшие числовые характеристики распределений вероятностей для значений процесса — моменты этих распределений. Особенно важны моменты первых двух порядков: среднее значение процесса $m = M\xi(t)$ — математическое ожидание случайной величины $\xi(t)$ и корреляционная функция $B(\tau) = M\xi(t)\xi(t + \tau)$ — математическое ожидание произведения $\xi(t)\xi(t + \tau)$. В большинстве современных исследований, посвященных С. в. п., изучаются только те свойства этих процессов, которые полностью определяются характеристиками m и $B(\tau)$ (корреляционная теория).

В теории С. в. п. весьма важны спектральные рассмотрения, опирающиеся на разложение процесса в *Фурье интеграл*. Основную роль при этом играет теорема Хинчина, согласно которой корреляционная функция $B(\tau)$, если только она достаточно быстро убывает при $|\tau| \rightarrow \infty$, всегда может быть пред-

ставлена в виде: $B(\tau) = \int_0^\infty \cos \omega \tau f(\omega) d\omega$, где $f(\omega)$ есть неот-

рицательная функция. Функция $f(\omega)$ определяет плотность распределения энергии процесса по спектру частот.

Лит.: 1) Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 4 изд., М., 1965; 2) Розанов Ю. А., Стационарные случайные процессы, М., 1963.

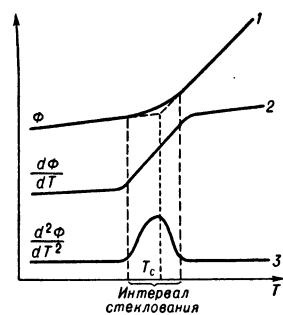
СТЕКЛО ОПТИЧЕСКОЕ — однородное, прозрачное, неокрашенное стекло различного хим. состава; применяется для изготовления оптич. деталей: линз, призм и др. Важнейшее свойство С. о. — высокая степень однородности, т. к. неоднородности вызывают отклонение лучей света от их правильного пути, что делает стекло непригодным для его прямого назначения. Однородность С. о. может нарушаться причинами химического и физич. порядка — резкими изменениями состава стекла (свилы), плавными, незаметными для глаза изменениями состава, обнаруживаемыми только по разнице показателей преломления в различных местах куска стекла, и различными включениями — пузырями, кристаллами, а также механич. напряжениями, вызывающими двойное лучепреломление света. С. о. разделяется на типы в зависимости от оптич. свойств, характеризующихся гл. обр. двумя постоянными: показателем преломления n_D для длины волны $\lambda_D = 5898 \text{ \AA}$ Na и средней дисперсией $n_F - n_C$ ($\lambda_F = 4861 \text{ \AA}$, $\lambda_C = 6563 \text{ \AA}$); вместо последней чаще приводится коэффициент дисперсии $\nu_D = (n_D - 1)/(n_F - n_C)$ (n_D , n_F и n_C — показатели преломления соответственно желтой линии D натрия, синей F и красной C линий водорода). Для вычислений в оптике большое значение имеют также разности между показателем преломления определенных длин волн, наз. частными и относит. частными дисперсиями. Важнейшие характеристики С. о. — прозрачность, определяемая коэфф. поглощения белого света на пути 1 см (от 0,2 до 1,5), и хим. устойчивость по отношению к влажной атмосфере и кислым растворам (т. н. пятнаемость). Отечественная промышленность изготавливает следующие типы стекол:

Типы стекол	Условные обозначения	n_D		ν_D		уд. вес	
		от	до	от	до	от	до
Легкие кроны	ЛК	1,470—1,490		70,0—65,1		2,30—2,46	
Фосфатные кроны	ФК	1,519—1,577		69,8—66,1		2,58—3,38	
Кроны	К	1,498—1,533		65,1—55,1		2,36—2,76	
Баритовые кроны	БК	1,530—1,569		60,5—56,0		2,76—3,12	
Тяжелые кроны	ТК	1,564—1,613		60,8—60,6		3,08—3,51	
Сверхтяжелые кроны	СТК	1,659—1,747		57,3—30,9		3,91—4,37	
Кронфлинты	КФ	1,515—1,533		54,5—62,1		2,50—2,70	
Баритовые флинты	БФ	1,525—1,664		54,9—35,4		2,67—3,96	
Тяжелые баритовые флинты	ТБФ	1,760—1,778		41,4—38,1		4,58—4,53	
Легкие флинты	ЛФ	1,540—1,580		47,2—38,0		2,86—3,23	
Флинты	Ф	1,612—1,624		36,9—35,6		3,57—3,63	
Тяжелые флинты	ТФ	1,647—1,806		33,9—25,4		3,86—5,19	
Сверхтяжелые флинты	СТФ	2,036		18,1		6,68	
Особые флинты	ОФ	1,529—1,612		51,8—44,1		2,56—3,15	

Каждому С. о. установленного хим. состава с соответствующими свойствами присвоена «марка», напр. К8 (крон 8), ТФ 3 (тяжелый флинт 3) и т. п. Каталог отечественных С. о. содержит 97 стекол, из к-рых 82 нормированы ГОСТ'ом 3514—57. С. о. строго нормируются по показателям качества: оптич. свойствам, однородности партии по n_D , двойному лучепреломлению, бесвиальности, пузырьности, коэфф. светопоглощения.

Лит.: 1) Справочник по производству стекла, под ред. И. И. Китайгородского и С. И. Сильвестровича, т. 1, М., 1963, с. 586—601; 2) Справочник конструктора оптико-механических приборов, под ред. М. Я. Кругера и В. А. Панова, М.—Л., 1963, гл. 21. В. В. Варгина.

СТЕКЛОВАНИЕ — процесс перехода переохлажденной жидкости в *стеклообразное состояние*. При С. замораживаются структурные формы жидкости, к-рые она имела при темп-рах, превышающих *температуру стеклования* T_c . При этом процессе ф-ции состояния вещества (энергия, энтропия, энтальпия, удельный объем) и его кинетич. свойства (вязкость, электросопротивление) меняются с темп-рой непрерывно и почти линейно, но с «изломом» кривых вблизи T_c (кривая 1 на рис.); первые производные по темп-ре ф-ций состояния (теплоемкость, коэфф. термич. расширения) меняются вблизи T_c резко, «скачкообразно» (кривая 2); вторые производные (теплопроводность, механич. и диэлектрич. потери) вблизи T_c имеют максимум (кривая 3). Поэтому Дж. Гиббс рассматривает С. как термодинамич. переход 2 рода [1, см. также 2]. Др. авторы, учитывая сильную зависимость положения области С. от скорости изменения темп-ры, считают С. не термодинамическим, а релаксационным процессом приближения стекла к метаравновесному состоянию [3, 4]. Иногда [5] различают структурное и механич. С. Описание С. с помощью общих методов кинетики структурных процессов дано в [6]. Феноменологич. аспекты С. подробно рассмотрены в [3].



Лит.: 1) Gibbs J. H., в кн.: Modern aspects of the vitreous state, v. 1, L., 1960, p. 152; 2) Turnbull D., Cohen M. H., J. Chem. Phys., 1961, v. 34, № 1, p. 120; 3) Goldstein M., в кн.: Modern aspects of the vitreous state, v. 3, L., 1964, p. 90; 4) Волькенштейн М. В., Птицын О. В., ДАН СССР, 1955, т. 103, № 5, с. 795; их же, ЖТФ, 1956, т. 26, вып. 10, с. 2204; 5) Бертенев Г. М., в кн.: Стеклообразное состояние, М.—Л., 1960, с. 147—54; 6) Готлиб Ю. Я., Птицын О. В., ФТТ, 1961, т. 3, вып. 11, с. 3383. Е. А. Порай-Кошиц.

СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ — материалы, в к-рых прочно сочетаются стеклообразные и кристаллич. фазы. С. м. можно получить спеканием окислов и природных минералов или частичной кристаллизацией стекол. Спеканием получают керамику, глазури и эмали, частичной кристаллизацией стекло — ценные технич. С. м., наз. в СССР ситаллами (сочетание трех слов: стекло, и, кристалл), а за рубежом — пирокерамами или стеклокерамикой.

Ситалл — это монолитный материал, состоящий из высокодисперсных ($<1\mu$ в обычных и $\sim 0,1\mu$ в прозрачных ситаллах), одинаковых по размерам беспорядочно ориентированных кристалликов, сросшихся между собой или склеенных остатками стекла (5—10% в обычном ситалле и до 40% в прозрачном), без пустот и дефектов. Такая структура обеспечивает высокую механич. прочность, а также газо- и влаго непроницаемость. Состав кристалликов и их структура могут быть весьма разнообразными и не соот-

ветствовать диаграмме состояния; кристаллич. решетка может быть искаженной, а свойства могут претерпевать ряд изменений в процессе тепловой обработки. Почти всегда ситалл представляет собой метастабильную стеклокристаллич. систему и его переход к равновесному состоянию (при длительных высокотемпературных выдержках) может привести к резкому ухудшению свойств вследствие перекристаллизации с нарушением контактов между кристалликами и дальнейшей кристаллизацией остатков стекла.

В основе изготовления ситаллов лежит поддающаяся управлению нуклеированная (катализируемая) кристаллизация стекла, к-рая протекает в 2 стадии. В процессе 1-й стадии образуется «полупродукт» — стекло с равномерно распределенными по всему объему зародышами или ядрами (напр., кристалликами размером $\leq 100 \text{ \AA}$), стимулирующими дальнейшую кристаллизацию. Во 2-й стадии происходит равномерная одновременная кристаллизация основной массы стекла.

Известны 2 пути получения промежуточного «полупродукта», подготовляющего общую объемную кристаллизацию. Один путь — введение в стекло добавок (гл. обр. TiO_2 , ZrO_2 , Sr_2O_3 , V_2O_5 , фторидов и т. д.), стимулирующих образование дисперсных частиц металлов, линейные параметры решетки к-рых (независимо от их принадлежности к той или иной сингонии) были бы с точностью до 10—15% близки к линейным параметрам «будущих» кристалликов; близки должны быть и их угловые параметры (явление *эпитаксии*). Второй путь — это использование или создание химически неоднородного строения стекла с областями неоднородности субмикроскопического размера ($\sim 100 \text{ \AA}$), причем одна из «субмикрофаз» должна кристаллизоваться легче, чем остальные. Такое строение стекла само поддается управлению: путем определенной термообработки можно получить области разного размера и разного состава. Возможно и сочетание обоих путей получения полупродукта, когда, напр., введение добавок стимулирует кристаллизацию одной из «субмикрофаз» химически неоднородного стекла.

Независимо от способа получения полупродукта, установлена отчетливая зависимость хода объемной кристаллизации (во 2-й стадии) и свойств конечного продукта — ситалла — от структурных изменений в стекле, происходящих при тепловой обработке в предкристаллизационный период (до образования полупродукта) при сравнительно низких темп-рах. Т. о., существует тесная связь между химически неоднородным строением стекол и возможностью получения ситалла, важные технич. свойства к-рого обусловлены его почти идеально поликристаллич. структурой, что вполне оправдывает отнесение ситаллов к С. м., хотя в нек-рых сортах ситаллов содержание стекла чрезвычайно мало.

Оптич. свойства ситаллов, к-рые могут быть прозрачными в различных областях всего спектра электромагнитных волн, в сочетании с их механич. прочностью (есть ситаллы, прочность к-рых превышает прочность многих сортов стали), низким уд. весом ($\sim 2,5 \text{ г/см}^3$), высокой химич. устойчивостью и со способностью выдерживать как очень низкие, так и очень высокие темп-ры (более 1600°C), а также резкие температурные перепады (благодаря очень низкому, иногда даже нулевому коэфф. термич. расширения) — все это дает возможность использовать ситаллы в разнообразных областях техники и науки.

Лит.: 1) Стеклообразное состояние, т. 3, вып. 1, М.—Л., 1963; 2) Структурные превращения в стеклах при повышенных температурах. [Сб. ст.], М.—Л., 1965; 3) Symposium on nucleation and crystallization in glasses and melt, Toronto, 1961.

Е. А. Порай-Кошиц.

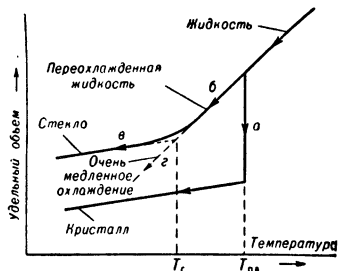
СТЕКЛООБРАЗНОЕ СОСТОЯНИЕ — вид аморфного состояния, в к-ром вещество имеет вязкость, превышающую 10^{12} — 10^{14} пуаз.

Вещества в С. с. (как неорганические, так и органические) наз. стеклообразными, стекловидными или просто стеклами, хотя следует различать «стекло» как метастабильное состояние вещества от «стекла» как практич. материала.

В отличие от кристаллич. твердых тел, вещества в С. с. способны к пластич. деформации и течению при высоких темп-рах и хрупки при низких темп-рах (дают характерную раковистую поверхность излома); для них типичен температурный интервал *стеклования* и они обладают способностью после расплавления сколь угодно раз (при заданном режиме охлаждения) возвращаться в С. с. По своему составу стеклообразные вещества не обязательно стехиометричны и макроскопически являются неопределенными химич. соединениями.

Т. к. обычно стеклообразные вещества получают из жидкого расплава путем его переохлаждения, то это условие часто включают в определение С. с. Однако известен ряд необычных методов нарушения дальнего порядка кристаллич. твердых тел [1] и изготовления небольших количеств веществ, к-рые по свойствам трудно классифицировать иначе, чем стеклообразные, хотя изучены они еще мало.

Особенности возникновения С. с. вещества из жидкого можно иллюстрировать кривыми зависимости



удельного объема от темп-ры (рис.). При медленном охлаждении жидкости (расплава) до темп-ры плавления $T_{пл}$ произойдет кристаллизация (путь а). При быстром охлаждении достаточно вязкий расплав может переохладиться без кристаллизации (путь б). Т. к. вязкость η металлов много меньше вязкости силикатов, то для первых характерен путь а, для вторых — путь б. Напр., при $T_{пл}$ для Fe $\eta = 0,07$ пуаз, а для кремнезема $\eta = 10^7$ пуаз; соответствующие значения энергий активации вязкого течения у Fe и SiO₂ — 6 и 180 ккал/моль. Поэтому металлы кристаллизуются значительно легче силикатов (линейные скорости кристаллизации первых ~100 см/сек, в отличие от неск. Å/сутки у SiO₂) и переохлаждать их до С. с. чрезвычайно трудно.

В вязких расплавах, легко дающих С. с., между структурными единицами существуют сильные направленные ковалентные связи, затрудняющие их упорядочение при охлаждении. Поэтому при их охлаждении до температурного интервала стеклования, расположенного вблизи *температуры стеклования* T_c , вещество переходит в С. с. (путь в). Высокая вязкость замедляет перемещение структурных единиц и время релаксации структуры становится большим. Поэтому при стекловании «замораживается» равновесная структура жидкости (расплава), соответствующая темп-ре $T \gg T_c$. Ниже T_c скорость установления структурного равновесия столь мала, что за время наблюдения структура не успевает релаксировать к своему метаравновесному состоянию. Именно поэтому структура и свойства веществ в С. с. зависят от их тепловой истории. Только при очень медленном охлаждении расплава он может, в принципе, остаться в переохлажденном состоянии ниже T_c (путь г), но практически длина этого пути ограничена необходимостью непрерывного уменьшения скорости охлаждения расплава.

Равновесная структура расплава определяется минимумом свободной энергии $F = U - TS$ и дости-

гается в результате стремления структурных элементов расплава к упорядоченному расположению (уменьшению энергии U) и стремлению к беспорядку (увеличению энтропии S). Чем выше T , тем больше разупорядывающий член TS , вклад к-рого растет по сравнению с U . При достижении $T_{пл}$ этот член обуславливает плавление кристаллич. твердого тела. При быстром охлаждении вязкого расплава от темп-ры $T_1 \gg T_c$ до $T_2 < T_c$ свободная энергия не успевает достигнуть минимума и структура перешедшего в С. с. вещества сохраняет в той или иной степени структуру расплава, к-рую последний имеет при темп-рах от T_1 до T_c . Отсюда следует, что структура стекла неравновесна в двух отношениях: 1) по отношению к равновесной кристаллич. структуре и 2) по отношению к метаравновесной для данной темп-ры T_2 структуре стеклообразного вещества. При отжиге (прогреве стеклообразного вещества или стекла при $T < T_c$) может произойти кристаллизация вещества с уменьшением свободной энергии на величину $F'_{ст} - F'_{кр}$.

Если большая вязкость препятствует упорядочению структурных единиц, то свободная энергия все же уменьшается на величину $(F'_{ст} - F''_{ст}) < (F'_{ст} - F'_{кр})$ и вещество приближается к метаравновесному для данной темп-ры отжига состоянию со свободной энергией $F''_{ст} < F'_{ст}$, что иногда наз. стабилизацией стекла.

Существование метаравновесной структуры стеклообразного вещества доказано экспериментально путем изучения кинетики температурных изменений показателя преломления, плотности, вязкости и др. свойств [2].

Наиболее адекватная структурная характеристика веществ в С. с. — кривые радиального распределения электронной плотности, получаемые дифракц. методами. Такие кривые — результат пространственного усреднения атомной структуры по всему объему макроскопически изотропного образца. Положения максимумов на кривой определяют средние значения межатомных расстояний, площади под максимумами — средние числа соседних атомов, а вся кривая в целом характеризует ближний порядок стеклообразного вещества.

Отсутствие методов непосредственного изучения неупорядоченных структур породило много гипотез стеклообразных веществ [3].

Мн. авторы считают, что структурные элементы стеклообразного вещества сохраняют, возможно в несколько искаженном виде, решетки первичных кристалликов, соответствующих диаграмме состояния, но без резких границ между структурными образованиями; это послужило поводом к введению Н. В. Беловым выражения «кристаллохимия стекла».

Если диаграмма состояния вещества сложного состава имеет области стабильной (выше ликвидуса) или метастабильной (ниже ликвидуса) ликвации (расплавления), то в расплаве и в стекле может иметь место разделение на микрофазы с более резкими границами.

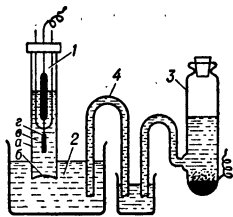
Химически неоднородное строение стеклообразных веществ (надмолекулярная структура) впервые обнаружено методом рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами, к-рый позволяет получать более детальные, чем кривые радиального распределения, структурные характеристики областей неоднородности размером от 10—20 Å до 1000 Å и более. К таким характеристикам относятся «электронный» радиус инерции областей неоднородности, обобщенная поверхность раздела между областями и матрицей, средний квадрат флуктуаций электронной плотности в образце стекла, а также сведения о форме и, в

некоторых случаях, о составе областей неоднородности.

В связи с открытием новых *стеклокристаллических материалов* — ситаллов — интенсивно изучается надмолекулярная структура стекол и ее зависимость от тепловой обработки [4]. Наиболее эффективны дифракционные методы изучения структуры стекла (рассеяния рентгеновских лучей под малыми и большими углами, нейтронография, электронография, рассеяние видимого света), электронная микроскопия, инфракрасная и радиоспектроскопия (ЯМР и ЭПР), метод ионного обмена, меченых атомов и др. [5].

Лит.: 1) Modern aspects of the vitreous state, v. 1—3, L., 1960—64; Segrit D. R., Mackenzie J. D., там же, v. 3, p. 149; 2) Лебедев А. А., О полиморфизме и отжиге стекла, Л., 1921 (Труды ГОИ, т. 2, № 10); Стожаров А. И., Изменения показателя преломления стекла при высоких температурах в связи с вопросом об отжиге оптического стекла, Л., 1928 (Труды ГОИ, т. 34, № 39); Lillie H. R., «J. Amer. Ceram. Soc.», 1931, v. 14, p. 502; 1933, v. 16, p. 619; 3) Порай-Кошиц Е. А., Строение стекла. Гипотезы и факты. Труды VII Международного конгресса по стеклу, Брюссель, 1965; 4) Структурные превращения в стеклах при повышенных температурах, под ред. Н. А. Торопова и Е. А. Порай-Кошица, М.—Л., 1965; 5) Строение стекла. Труды совещания по строению стекла, М.—Л., 1955; Стеклообразное состояние. Труды III Всес. совещания, М.—Л., 1960; Стеклообразное состояние, вып. 1, М.—Л., 1963; Стеклообразное состояние. Труды IV Всес. совещания, М.—Л., 1965. Е. А. Порай-Кошиц.

СТЕКЛЯННЫЙ ЭЛЕКТРОД — электрод, предназначенный для измерения концентрации ионов H^+ в растворе. С. э. (рис.) представляет собой тонкую стеклянную трубку *a* из обычного химич. стекла с припаянной к ней мембраной *b* — тонкой пластинкой из



стекла с повышенной электропроводностью. Трубку *a* заполняют к.-л. раствором *v* с устойчивой концентрацией ионов H^+ , напр. раствором HCl . В этот раствор погружают вспомогательный электрод *z* с устойчи-

вой концентрацией водородных ионов, *z* — вспомогательный электрод; 2 — исследуемый раствор; 3 — каломельный электрод; 4 — соединительный сифон.

Схема стеклянно-каломельного элемента. 1 — собственно стеклянный электрод; *a* — стеклянная трубка, *b* — мембрана, *v* — раствор с устойчивой концентрацией водородных ионов, *z* — вспомогательный электрод; 2 — исследуемый раствор; 3 — каломельный электрод; 4 — соединительный сифон.

вым потенциалом, напр. хлорсеребряный, служащий контактирующим устройством. При погружении такого С. э. в раствор 2, содержащий ионы H^+ , на границе стекло (мембрана) — исследуемый раствор возникает скачок потенциала, величина которого зависит от концентрации ионов H^+ исследуемого раствора. В некотором интервале концентраций ионов H^+ величина этого скачка является линейной функцией *водородного показателя* pH. Отклонения от линейной зависимости наблюдаются лишь в сильно щелочном и сильно кислом растворах. Для определения концентрации ионов H^+ измеряют эдс между С. э. в исследуемом растворе и к.-л. *электродом сравнения*, напр. каломельным. Поскольку скачки потенциала на границах, за исключением одной, являются постоянными, изменение величины эдс обусловлено изменением скачка потенциала на границе стекло — исследуемый раствор. Поэтому С. э. требует предварительной калибровки по растворам с известными pH. Т. к. стекло мембраны обладает большим сопротивлением ($R \geq 2 \cdot 10^7$ ом), то эдс цепи С. э. — каломельный электрод можно измерять либо очень чувствительным гальванометром, либо электрометром или ламповым вольтметром.

Действие С. э., согласно наиболее распространенной ионообменной теории, объясняется тем, что между раствором и поверхностным слоем стеклянной мембраны, погруженной в этот раствор, происходит обмен ионами H^+ и ионами металла (обычно Na^+), в резуль-

тате чего между стеклом и раствором устанавливается равновесие. Положение равновесия определяется концентрацией ионов в растворе и в стекле. В кислых и слабо щелочных растворах это равновесие сдвинуто в сторону почти полного вытеснения ионов металла в стекле ионами H^+ , поэтому С. э. работает как *водородный электрод*. В сильно щелочных растворах равновесие сдвинуто в сторону почти полного замещения ионов H^+ в стекле ионами металла. В этих условиях С. э. работает как металлческий (натриевый) электрод. Преимущество С. э.: полное отсутствие отравляемости и влияния окислителей и восстановителей, устранение необходимости вводить в раствор посторонние вещества, возможность определения pH в дисперсных системах, при повышенных темп-рах (более $100^\circ C$), с малыми объемами растворов (0,002 мл) и быстрота определения. Недостатки: невозможность определения pH в сильно щелочных растворах и необходимость применения спец. аппаратуры.

Лит. см. при ст. *Водородный показатель*.

СТЕН (сн, сп) — единица измерения силы в МТС системе единиц. 1 С. равен силе, сообщаемой массе в 1 т ускорение в $1 м/сек^2$. $1 сн = 10^3$ ньютонов = 101,972 кгс.

СТЕПЕНЬ СВОБОДЫ ЧИСЛО (в механике) — число независимых между собой возможных перемещений механич. системы. С. с. ч. зависит от числа материальных частиц, образующих систему, и числа и характера наложенных на систему *связей механических*. Для свободной частицы С. с. ч. равно 3, для свободного твердого тела — 6, для тела, имеющего неподвижную ось вращения, С. с. ч. равно 1 и т. д. Для любой *голономной системы* (системы с геометрич. связями) С. с. ч. равно числу *s* независимых между собой координат, определяющих положение системы, и дается равенством $s = 3n - k$, где *n* — число частиц системы, *k* — число геометрич. связей. Для *неголономной системы* С. с. ч. меньше числа координат, определяющих положение системы, на число неинтегрируемых дифференциальных связей.

СТЕРЕОИЗОМЕРЫ — вещества, молекулы которых при одинаковом составе и одинаковом порядке химич. связи атомов (одинаковом химич. строении) имеют

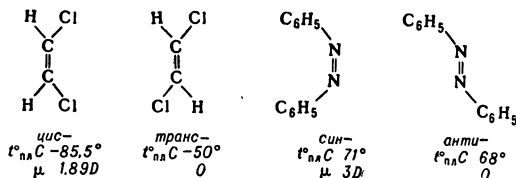


Рис. 1. Цис-транс-изомеры 1,2-дихлорэтана (μ — дипольный момент в дебаях).

Рис. 2. Син-анти-изомеры азобензола.

различное пространств. строение, проявляющееся в различии физ. и хим. свойств. Различают геометрич. и оптич. С.

Геометрические (цис-транс) изомеры отличаются по пространств. расположению атомов и групп относительно: 1) плоскости двойной связи $C=C$ (рис. 1), $C=N$ или $N=N$ (геометрич. С. соединений азота наз. син-анти-изомерами, рис. 2); 2) плоскости малого (жесткого) цикла или (в неорганич. комплексных соединениях плоской конфигурации) относительно центрального атома (рис. 3).

Рис. 3. Цис-транс-изомеры комплекса $PtCl_2(NH_3)_2$.

Наблюдающееся у геометрич. изомеров различие в свойствах обусловлено различием в межатомных расстояниях. Если в соединении имеется несколько заме-

ценных двойных связей, то возможно существование не двух, а большего числа С., как, напр., в природных полиенах (каротиноидах). Цис-транс-изомерия существенно влияет на свойства полимеров, полученных из бутадиена, изопрена и аналогичных диеновых мономеров; так, полиизопрен с цис-строением полимерной цепи — каучук, а с транс-строением — гуттаперча.

О п т и ч е с к и е (з е р к а л ь н ы е) и з о м е р ы отличаются только направлением вращения плоскости поляризации света (см. *Оптически-активные вещества*). Чаще всего в молекулах таких С. присутствует асимметрический (соединенный с четырьмя различными атомами или группами атомов) атом углерода (см. рис. в ст. *Изомерия*). Если в молекуле имеется n асимметрич. атомов, число оптич. изомеров составляет

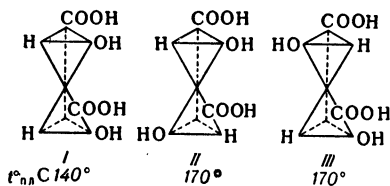


Рис. 4. Оптические изомеры винной кислоты $\text{COOH}(\text{CHOH})_2\text{COOH}$. Асимметрич. атом (C') находится в центре тетраэдра. I — мезовинная кислота, оптически неактивна из-за внутр. компенсации (содержит 2 одинаковых асимметрич. атома противоположной конфигурации); II и III — оптически активные (оптич. антиподы); I и II или I и III — диастереомерные пары.

2^н. Оптич. С., принадлежащие к разным парам оптич. антиподов, отличающиеся уже не только направлением вращения, но и др. свойствами, наз. д и а с т е р е о м е р а м и (рис. 4). В молекулах оптич. С. могут присутствовать асимметрич. атомы Si, N, B, S, Sb и др. Известны оптич. С. соединений без асимметрич. атома, воз-

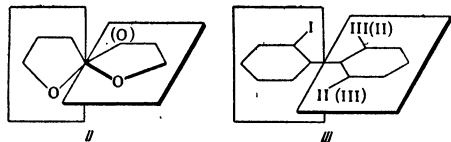
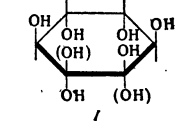


Рис. 5. Примеры молекул, оптически активных за счет молекулярной асимметрии: I — инозит, II — спира, III — дифенил с заместителями I, II и III (во всех молекулах положение заместителей в одном из антиподов дано без скобок, в другом — в скобках).

никающие за счет асимметрии всей молекулы в целом (рис. 5). См. также *Конформации, Поворотная изомерия, Макромолекула*.

Лит.: Терентьев А. П., Потапов В. М., Основы стереохимии, М. — Л., 1964. В. М. Потапов.

СТЕРЕОСКОП — бинокулярный оптич. прибор для раздельного наблюдения правым и левым глазом соответственно своего частичного изображения стереограммы, обеспечивающий оптич. совмещение этих изображений для получения единого зрительного образа, обладающего стереоскопичностью. В зависимости от конструкции различают С. щелевые, линзовые, зеркальные и комбинированные.

СТЕРЕОСКОПИЧЕСКАЯ ПРОЕКЦИЯ — сопряжение двух центр. проекций объемного тела A , получаемых через два центра проекции S и S' (см. рис.), пространственно разделенных базисом $SS' = B$ и ориентированных параллельно картинной плоскости, на к-рой получают линейные перспективы L и R . Последние представляют собой два перспективных

изображения предмета, отличающиеся параллаксами, т. е. нек-рыми сдвигами соответствующих точек предмета в направлении, параллельном базису. Эти сопряженные изображения, наз. стереограммой (или стереопарой), позволяют обратной проекцией восстановить пространственный образ предмета.

Если изображения стереограммы проектируются через центры проекции на таком же удалении друг от друга и от картинной плоскости, как это было при построении стереограммы, то пересечение соответствующих лучей от одинаковых точек обоих изображений восстановит геометрическую стереомодель предмета в натур. величину. Проектируя изображения стереограммы с более короткого базиса b , напр. из центров проекции S_1 и S' , получают уменьшенную стереомодель в масштабе: $1/m = b/B$. О наблюдении стереомодели см. *Стереоскопическое изображение*. Н. А. Валюс.

СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЕ ЗРЕНИЕ — дает возможность видеть предметы телесными, рельефными (см. *Пространственное зрение*). Объем информации, даваемой С. з. о пространств. теле, можно оценить количеством различных по глубине деталей этого объекта, т. е. количеством отдельно различимых по глубине планов рассматриваемого пространства.

Если разрешающая способность глаза ω позволяет на расстоянии r_B различать раздельно две равноудаленные от наблюдателя точки B и D , отстоящие друг от друга на Δl (рис.), то смогут быть раздельно различены и равноудаленные точки A , B и D , C , отстоящие соответственно друг от друга на расстоянии $\Delta r_A = \omega r_B^2 / (b_0 + \omega r_B)$ и $\Delta r_C = \omega r_B^2 / (b_0 - \omega r_B)$, где b_0 — расстояние между входными зрачками правого и левого глаза. Разрешающая сила С. з. определяет количество планов, различимых на протяжении единицы глубины измерения расстояния, соответственно $1/\Delta r_A$ — в сторону приближения и $1/\Delta r_C$ — в сторону удаления от фиксируемой плоскости, находящейся на расстоянии r_B . На произвольном расстоянии r разрешающая сила С. з. $W(r) = 1/\Delta r = b_0/\omega r^2$. Если величины b_0 и r выражены в м, а ω — в радианах, то величина $W(r)$ имеет размерность м^{-1} и определяет количество раздельно различимых планов на глубине пространства в 1 м, удаленного от наблюдателя на расстояние r м. Такая единица измерения $W(r)$ иногда наз. стереодиоптрией.

При наблюдении объекта через бинокулярные зрительные приборы или проекционные системы разрешающая сила С. з. растет пропорционально увеличению действующего стереобазиса B и эффективному увеличению прибора Γ , показывающему, во сколько раз повышает

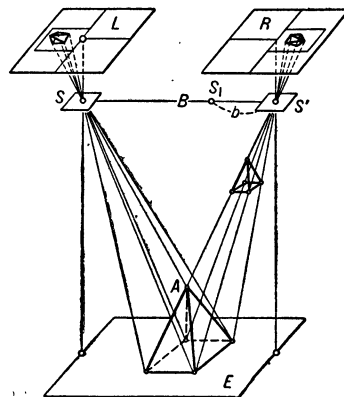
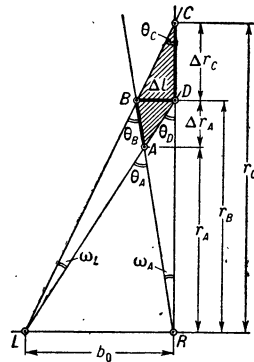


Схема получения стереоскопич. проекции.



Определение разрешающей способности стереоскопич. зрения.

остроту зрения данный прибор: $W'(r) = B/(\omega/\Gamma)r^2 = \Pi W(r)$, где безразмерная величина $\Pi = (B/b_0)\Gamma$ наз. полной пластикой прибора. На участке пространства от r_1 до r_2 , в к-ром лежит рассматриваемый объект, можно различить общее число планов $|N|_{r_1}^{r_2} = \Pi(b_0/\omega) \times [(1/r_1) - (1/r_2)]$. Однако диоптрийная глубина глаза при неизменной аккомодации ограничивает количество могущих одновременно наблюдаться планов числом не более ~ 100 .

Лит.: В а л ю с Н. А., Стереоскопия, М., 1962.

Н. А. Валюс.

СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ — изображение, к-рое создает за счет стереоэффекта иллюзию объемности, пространственности наблюдаемой картины. С. и. возникает в сознании в результате слияния в единый зрительный образ двух изображений стереограммы (см. *Стереоскопическая проекция*), видимых раздельно (сепарированно) правым и левым глазом. Чтобы два изображения стереограммы сливались в единый зрительный образ, необходимо обеспечить проекцию на сетчатку каждого глаза соответственно предназначенного ему изображения. Это достигается с помощью *стереоскопов* или проекцией на rastровые стереозкраны, анаглифич. проекцией и нек-рыми др. средствами.

Если каждое из изображений окрасить в свой цвет, напр. правое в красный, левое в зеленый цвет, и совместить их, напечатав или спроектировав на экран одно на другое, то, рассматривая изображения через цветные очки, увидим левым глазом через красный фильтр черный силуэт зеленого изображения, а правым глазом через зеленый фильтр темный силуэт только красного изображения. Такой способ печати и проекции С. и. наз. а н а г л и ф и ч е с к и м.

Для раздельного наблюдения пространственно совмещенных изображений стереограммы можно пользоваться поляризованным светом, с плоскостью поляризации, ориентированной взаимно-перпендикулярно для правого и левого изображения. Изображения, напечатанные в виде соответственно ориентированных поляроидных пленок с различной степенью поляризации, наз. с т е р е о в е к т о г р а ф и а м и. С. и. на них можно увидеть, пользуясь очками с поляроидами. Пространственная сепарация правого и левого изображения совмещенной стереопары может обеспечиваться *растровыми оптическими системами*. При проекции на экран сепарация правого и левого изображения для соответствующих глаз зрителя может осуществляться поочередным прикрыванием и открыванием поля зрения правого и левого глаза при соответствующей чередующейся проекции правого и левого изображения стереограммы. Такая система воспроизведения С. и. наз. э к л и п с н о й.

Лит.: 1) В а л ю с Н. А., Стереоскопия, М., 1962; 2) Г у р в и ч С. С., Объемная печатная иллюстрация, М., 1959.

Н. А. Валюс.

СТЕРЕОФОНИЯ — способ воспроизведения звука, при к-ром отдельные громкоговорители или группы громкоговорителей, совместно создающие вторичное звуковое поле, разнесены в пространстве и воспроизводят акустич. сигналы, получаемые по двум или более независимым каналам от различных микрофонов, установленных в общем первичном поле. Стереофонич. воспроизведение звука при прочих равных параметрах систем способствует повышению субъективного качества звучания, создает впечатление глубины и ширины звучания, что иногда определяют понятием «акустической перспективы». При надлежащем размещении микрофонов и громкоговорителей стереофонич. звукопередача позволяет локализовать направления на отдельные элементы кажущегося источника звука — инструменты оркестра, солистов, участников диалогов, источники шумов и т. п. Оказывается также

возможным имитировать перемещение источников звука относительно слушателей. Последние свойства стереофонич. систем особенно ценны тогда, когда слушатель не только слышит, но и видит источники звука, как, напр., в кинематографе и при звукоусилении.

В практике звукозаписи и звуковоспроизведения С. применяется всегда, когда нужно обеспечить высокое качество звучания. В бытовых устройствах магнитной и механич. записи и в радиовещании по соображениям простоты и дешевизны аппаратуры пользуются почти исключительно двухканальной С. При магнитной записи сигналы двух каналов записываются на двух отдельных дорожках общей фонограммы; в грамофонных пластинках сигналы представляются в виде модуляции размера бороздки в двух взаимно-перпендикулярных направлениях; в радиовещании для передачи двух сигналов обычно пользуются раздельной модуляцией несущей частоты по верхней и нижней огибающим.

В звуковом кино применяются многоканальные стереофонич. системы, из к-рых наиболее распространена трехканальная С. (в широкоэкранный) и пятиканальная (в широкоформатном кинематографе). В системах стереофонич. кинематографа пользуются исключительно магнитной *звукозаписью*.

С. применяется и при звукоусилении (гл. обр. музыки) в крупных залах и на больших открытых пространствах. Здесь также употребляются (наряду с двухканальными) многоканальные системы, напр. система звукоусиления в зале конгрессов Варшавского дворца культуры и науки выполнена трехканальной, а в большом зале Кремлевского Дворца съездов — пятиканальной.

Б. Г. Белкин.

СТЕРЕОФОТОГРАММЕТРИЯ — технич. дисциплина, занимающаяся определением формы, размеров и положения различных естеств. и искусств. объектов на земной поверхности и др. путем измерений, выполняемых по стереоскопич. парам их фотографий. Изображений. С. позволяет определять пространственное положение различных точек объекта. Фотоснимки для стереофотограмметрич. обработки получают с помощью фотокамер, установленных на земле (наземная съемка) либо на самолете (аэрофотосъемка).

СТЕРЕОФОТОГРАФИЯ — фотографич. регистрация пространств. стереоскопич. изображений. С. может осуществляться несколькими принципиально разными методами. Наиболее распространен метод, основанный на фотографировании правого и левого изображения стереограммы из двух центров проекции (см. *Стереоскопическая проекция*), соответствующих точкам зрения правого и левого глаза. Стереограммы рассматриваются с помощью стереоскопа или др. средств (см. *Стереоскопическое изображение*). Фотографирование производится одновременно двумя фотокамерами или стереофотоаппаратом, снабженным двумя объективами с базисом между ними, равным среднему расстоянию между зрачками глаз, т. е. ок. 65 мм, а также однообъективной фотокамерой через зеркала или призмы, устанавливаемые перед объективом камеры так, что гомоцентрич. пучок лучей, идущий через объектив, преобразуется в бицентрич. пучок, соответствующий стереоскопич. проекции. С. больших неподвижных объектов, напр. при аэросъемке местности, производится последовательным перемещением однообъективной фотокамеры на значит. расстояния. Стереограммы малых и микроскопич. объектов часто получают двукратным фотографированием их после соответствующего поворота перед объективом. Аналогично получают С. на рентгеновских установках и в электронных микроскопах.

Величина съемочного базиса B зависит от требуемой точности различения глубины рельефа: $B = \Delta x (Z^2 + \Delta Z) / \Delta Z$, где Δx — возможная ошибка

в определении горизонтального смещения, т. е. параллакса соответствующих точек изображения на снимках, f — фокусное расстояние объектива фотокамеры, Z — расстояние до снимаемого объекта, ΔZ — минимально различимая глубина рельефа.

При фотографировании объекта с многих точек зрения, расположенных на одной горизонтали, получают панорамогрaмму, состоящую из большого числа смежно расположенных изображений объекта, снятого в разных ракурсах (рис. 1). Каждая пара изображений панорамогрaммы представляет собой сте-



Рис. 1. Панорамогрaмма, состоящая из изображений, построенных с перемещаемого центра перспективы.

реопару, дающую при рассматривании в стереоскопе пространств. изображение. Чтобы свободно наблюдать объемную картину, каждое из изображений панорамогрaммы проецируют на линзово-растровый экран (см. *Растровые оптические системы*) отдельным объективом, расположенным в пространстве так, как располагался центр проекции изображений при съемке.

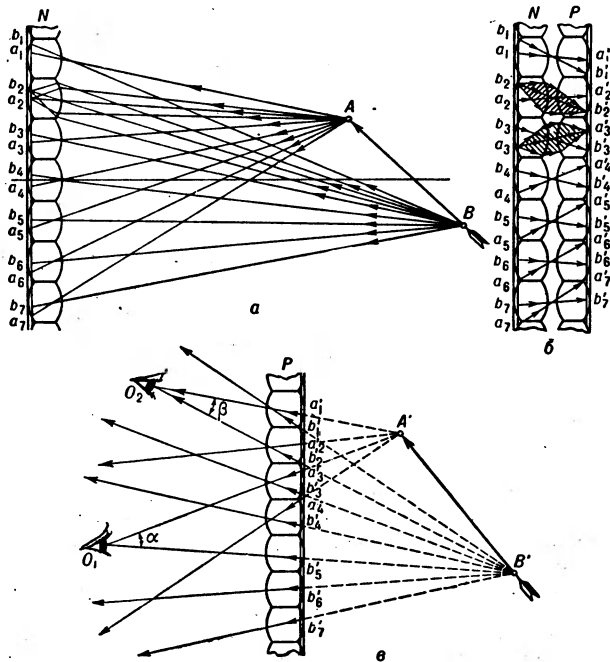


Рис. 2. Получение (а и б) и рассматривание (в) интегрального изображения. Объект АВ каждой линзочкой растровой фотопластинки N экспонируется на слое светочувствит. эмульсии в виде серии изображений a_1b_1, a_2b_2, \dots (а). После проявления и фиксирования такая пластинка представляет собой растровый негатив, с которого оптич. методом печатается растровый позитив Р (б). Каждое элементарное изображение предмета при переносе с негатива на позитив оборачивается, в результате чего на позитиве фиксируется серия перевернутых элементарных изображений: $a'_1b'_1, a'_2b'_2, \dots$ Рассматривая полученный позитив со стороны линзочек (в) из любого положения O_1 или O_2 , или др., глаз видит точку А предмета, лежащей в направлении лучей, исходящих из точки А', а положение точки В предмета на продолжении лучей, исходящих из точки В'.

Растровый экран возвращает пучки лучей от каждого изображения в фокальные зоны, находящиеся перед экраном и расположенные подобно центрам проекции изображений панорамогрaммы.

Зритель, смотрящий на экран из фокальных зон, видит сопряженную пару изображений стереогрaммы. Отклоняясь вправо и влево, зритель увидит стереоскопич. изображение в ином ракурсе, т. к. из соседних фокальных зон наблюдается стереогрaмма, составленная уже из других пар сопряженных изображений. Если отражающий слой на поверхности экрана заменить фотоэмульсией, то спроектированные на экран изображения панорамогрaммы могут быть фотографически закреплены на нем, и окажется возможным наблюдение стереоскопич. изображения и после прекращения проекции. Такое воспроизведение С. отличается большим совершенством и дает зрителю возможность свободно выбирать позицию для наблюдения пространств. образа предмета в желаемом ракурсе.

Интегральная фотография и волновая фотография в принципе являются наиболее прогрессивными методами С. Фотографирование интегрального изображения осуществляется без объектива, непосредственно оптич. элементами линзово-растровой пластинки (рис. 2). Получаемое объемное изображение предмета подобно мнимому изображению, наблюдаемому в плоском зеркале. В отличие от стереоскопич. изображения, оно не изменяет своих пространств. соотношений при относит. перемещениях наблюдателя. О волновой фотографии см. [2].

Лит.: 1) В а л о с Н. А., Стереоскопия, М., 1962; 2) «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 15, вып. 4, с. 522.

Н. А. Валос.

СТЕРЕОХИМИЯ — учение о пространствах строения молекул. Особенности пространств. строения обнаруживаются в появлении *стереоизомеров*; эти особенности оказывают влияние на скорость и направление хим. превращений, на физ. свойства веществ, на характер их физиологич. действия и др.

СТЕРЖЕНЬ в акустике — тонкий стержень, у которого $h \ll \lambda_t$, где h — характерный поперечный размер, λ_t — длина *сдвиговой волны*. Различают волны, в которых колебания происходят параллельно оси С. (продольные) и волны с перпендикулярными к оси колебаниями (крутильные, изгибные).

Продольные волны — однородные по сечению деформации растяжения и сжатия, распространяются вдоль оси С. Вектор смещения u удовлетворяет ур-нию:

$$\rho F \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} (EF \frac{\partial u}{\partial x}) = 0, \quad (1)$$

где ρ — плотность, E — модуль Юнга, F — площадь поперечного сечения. В случае постоянного сечения скорость продольной волны $c_{\text{п}} = \sqrt{E/\rho}$. Продольные волны могут быть возбуждены не только продольными усилиями, но и усилиями, приложенными нормально к боковой поверхности, вследствие эффекта осевого растяжения, сопровождающего боковое сжатие.

Крутильные волны соответствуют распространяющимся вдоль С. деформациям закручивания сечений на угол φ (предполагается, что сечения остаются плоскими и нормальными к оси С.). В действительности, если сечение не круглое, закручивание сопровождается *депланацией*, т. е. искривлением сечений. Ур-ние движения имеет вид:

$$\rho I_p \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} (C \frac{\partial \varphi}{\partial x}) = 0, \quad (2)$$

где I_p — момент инерции сечения относительно его центра инерции, C — крутильная жесткость, равная для С. круглого сечения GI_p , G — модуль сдвига. Скорость распространения крутильных волн в случае С. постоянного сечения: $c_{\text{к}} = \sqrt{C/\rho I_p}$.

Изгибные волны характеризуются смещением w точек нейтральной оси С. в поперечном направ-

лении, а волокна, параллельные нейтральной оси и расположенные по разные стороны от нее, испытывают деформации растяжения (сжатия) противоположных знаков. Ур-ние изгибных волн:

$$\rho F \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(EI_z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) = P(x, t), \quad (3)$$

где I_z — момент инерции сечения относительно нейтральной оси, P — внешние усилия, приложенные к боковой поверхности S . Как и в случае пластинки, общее решение ур-ния (3) при колебании с частотой ω состоит из двух бегущих и двух экспоненциально затухающих волн. Скорость распространения изгибной волны $c_{из}$ зависит от частоты (дисперсия звука):

$$c_{из} = \sqrt[4]{EI/\rho F} \cdot \sqrt{\omega}. \quad (4)$$

Экстраполяция выражения (4) в сторону высоких частот $\omega \rightarrow \infty$ незаконна, поскольку ур-ние (3) пригодно только при низких частотах, когда справедлива гипотеза Кирхгофа: нормали к нейтральной оси остаются в процессе изгиба недеформированными и перпендикулярными к ней. Поправки, учитывающие инерционное сопротивление повороту сечений (Рэлей) и деформации сдвига поперечных элементов S . (С. П. Тимошенко), дают ур-ние изгибных волн, пригодное при более высоких частотах

$$EI \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \rho F \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \left(\rho I + EI \frac{\rho}{G k'} \right) \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial t^2} + \frac{I \rho^2}{G k'} \frac{\partial^4 w}{\partial t^4} = P(x, t), \quad k' \approx 0,833. \quad (5)$$

Это ур-ние хорошо согласуется с экспериментом и результатами строгой теории, рассматривающей S как трехмерное упругое тело. Из (5) для $c_{из}$ получается выражение, совпадающее с (4) при низких частотах, а при высоких частотах $c_{из}$ стремится к величине, примерно равной скорости поперечных волн Рэля (см. *Рэлей волны*). Ограниченный S обладает бесконечным набором собственных частот и собственных колебаний. Спектр собственных частот зависит от условий закрепления S , длины его l , плотности ρ , площади сечения F и упругого сопротивления по отношению к данному типу колебаний. В случае продольных и крутильных колебаний собственные частоты являются целыми кратными основной частоты, т. е. образуют гармонич. ряд. Напр., для продольных колебаний свободного S . $\omega_n = \sqrt{E/\rho} \cdot \pi n/l$, $n = 1, 2, 3, \dots$ В случае изгибных колебаний собственные частоты не образуют гармонич. ряда: напр. для S , заделанного на концах, $\omega_n = (\alpha_n^2/l^2) \sqrt{EI/\rho F}$, где $\alpha_1 = 4,73$; $\alpha_2 = 7,85, \dots$

Лит.: 1) Стретт Дж. (Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1955, гл. 7 и 8; 2) Тимошенко С. П., Колебания в инженерном деле, пер. с англ., М., 1959, гл. 5; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954, ч. 2, гл. 3, § 25; 4) Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М. — Л., 1949, гл. 4; 5) Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1, М., 1958, гл. 15, § 8. С. А. Рыбак.

СТЕРИЧЕСКИЙ ФАКТОР — эмпирич. коэффициент в ур-нии для скорости хим. реакции, к-рый вводится в теории активных соударений кинетики химической для объяснения отклонений скорости реакции, наблюдаемой в кинетич. опыте, от вычисленной из числа активных соударений. В совр. учении о механизмах хим. реакций под S . ф. понимают вклад в активаци. параметры (ΔH^\ddagger и ΔS^\ddagger), вносимый отталкиванием несвязанных между собой атомов или групп в реагентах, к-рое возникает из-за изменения их пространств. расположения при образовании активного комплекса.

СТЕФАНА—БОЛЬЦМАНА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — связывает полную (по спектру) энергетич.

светимость R_\circ° абсолютно черного тела с его температурой T (в шкале Кельвина):

$$R_\circ^\circ = \sigma T^4, \quad (1)$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана [1, 2]. Экспериментально установленное значение $\sigma_{эксп} = 5,675 \cdot 10^{-12} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-4}$ несколько превышает теоретич. значение $\sigma_{теор} = (5,66860 \pm 0,00005) \times 10^{-12} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-4}$, полученное непосредственным интегрированием ф-лы Планка по длине волны λ (или по частоте ν) (см. *Планка закон излучения*). Причины расхождения не совсем ясны. Полная светимость R_\circ° любого нечерного тела в соответствии с *Кирхгофа законом излучения* равна

$$R_\circ^\circ = 2 \int_0^\pi \int_0^\infty \alpha(\lambda, \varphi, T) R_\circ^\circ(\lambda, T) \sin \varphi \cos \varphi d\lambda d\varphi, \quad (2)$$

где $\alpha(\lambda, \varphi, T)$ — коэфф. поглощения данного тела для излучения с длиной волны λ , падающего под углом φ , а $R_\circ^\circ(\lambda, T)$ — спектральная плотность светимости абс. черного тела. В общем случае вследствие сложного вида ф-ции $\alpha(\lambda, \varphi, T)$ из (2) нельзя получить простого соотношения, аналогичного (1). Однако в ограниченном интервале темп-р на практике часто применяют вместо (2) аппроксимации вида $R_\circ^\circ = AT^n$ или др. Значения эмпирич. параметров A и n для ряда металлов приведены в [3]. Полную энергетич. яркость B_\circ металлов при невысоких T , когда основная часть энергии излучения приходится на инфракрасную область спектра ($\lambda > \text{неск. мкм}$), часто рассчитывают по приближенной ф-ле

$$B_\circ = 1,037 \cdot 10^{-12} \rho^{0.5} (T) \cdot T^{4.5} [\text{вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}],$$

где $\rho(T)$ — уд. сопротивление, выраженное в $\text{ом} \cdot \text{см}$. Лит.: 1) Stefan J., «Ber.» (Wien), 1879, Bd 2, № 79, S. 391; 2) Boltzmann L., «Ann. Phys. Chem.», 1884, Bd 22, S. 291; 3) Rutgers G. A. W., в кн.: Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge, Bd 26. В. — [u. a.], 1958, S. 129; 4) Ландау Л. Д., Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3). В. Н. Колесников.

СТЕХИОМЕТРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА — химич. ф-ла, отвечающая идеальному целочисленному составу химич. соединения из атомов, удовлетворяющая требованию валентности. В твердых телах нередки отклонения от стехиометрич. состава, напр. в сернистом железе, окислах титана и мн. др. соединениях. Лит.: Mandelcorn L., Non stoichiometric compounds, L., 1963.

СТИГМАТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ — изображение, образуемое лучами, исходящими из точки (объекта) и снова сходящимися строго в точку после прохождения через оптич. систему. Как правило, изображение точки, даваемое реальной оптич. системой, является астигматическим, т. е. лучи не сходятся в точку, а образуют некую фигуру рассеяния, играющую роль изображения (см. *Астигматизм*). Для получения S . и. необходимо, чтобы оптич. система удовлетворяла ряду условий, число к-рых тем больше, чем больше *апертура* падающего пучка. При бесконечно тонком пучке достаточно выполнения одного условия — совпадения двух астигматич. фокусов. При увеличении апертурного угла должна быть уничтожена кома, а также *сферическая aberrация*.

СТИЛОМЕТР — спектральный прибор для быстрого количеств. спектрального анализа металлов и сплавов.

СТИЛЬБ (*сб*, *sb*) — единица яркости в *СГС системе единиц*. 1 S . — яркость плоской поверхности, 1 см^2 к-рой дает в направлении, перпендикулярном к этой поверхности, силу света, равную 1 свече. 1 S . = 10^4 нит — единица яркости в *Международной системе единиц*. Для удобства измерений в фотометрии применялись: апостильб, равный $10^{-4}/\pi \text{ сб}$, и ламберт, равный $1/\pi \text{ сб}$.

СТИМУЛЯЦИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — явление или усиление люминесценции при воздействии на возбужденный люминофор (обладающий нек-рой световой суммой) к-л. источника энергии. Наиболее часты случаи термостимулированной и фотостимулированной люминесценции (см. *Высвечивание люминофоров*). Наблюдается также С. л. электр. полем (эффект Гуддена — Поля).

СТИРЛИНГА ФОРМУЛА — формула, устанавливающая приближенное равенство

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} n^n e^{-n};$$

относительная ошибка при пользовании этой формулой для вычисления $n!$ меньше $\exp(1/12n) - 1$ и, таким образом, стремится к нулю при неограниченном возрастании n . Напр., при $n = 10$ С. ф. дает $n! \approx 3598700$, тогда как точное значение $10! = 3628800$; относительная ошибка в данном случае составляет менее 1%. С. ф. имеет многочисленные применения в приложениях математики, особенно в теории вероятностей и математич. статистике.

СТОКС (*st*, *St*) — единица кинематической вязкости в *СГС* системе единиц. 1 С. = $1 \text{ см}^2/\text{сек}$, или $0,0001 \text{ м}^2/\text{сек}$ — единиц кинематич. вязкости в *Международной системе единиц*. В практике часто применяется доляная единица — сантостокс: $1 \text{ сст} = 0,01 \text{ ст}$.

СТОКСА ЗАКОН определяет силу сопротивления F , испытываемую твердым шаром при его медленном равномерном поступат. движении в неограниченной вязкой жидкости: $F = 6\pi\mu rv$, где μ — коэфф. вязкости жидкости, r — радиус шара и v — скорость поступат. движения шара. Эта ф-ла выведена Дж. Стоксом (G. Stokes) в 1851. С. з. справедлив лишь для малых *Рейнольдса чисел* $Re \ll 1$. С. з. пользуются в коллоидной химии, молекулярной физике и метеорологии. По С. з. можно определить скорость осаждения мелких капель тумана, коллоидных частиц, частиц ила и др. мелких частиц. Предельную скорость $v_{\text{пр}}$ падения шарика малых размеров в вязкой жидкости находят по ф-ле $v_{\text{пр}} = 2/9r^2 g(\rho' - \rho)/\mu$, где ρ и ρ' — плотности жидкости и вещества шарика, g — ускорение свободного падения. С. з. применяется также для определения коэфф. вязкости очень вязких жидкостей (см. *Вискозиметрия*).

Лит.: Лойцянский Л. Г., *Механика жидкости и газа*, 2 изд., М., 1959.

СТОКСА ЗАКОН (в оптике) — то же, что *Стокса правило*.

СТОКСА ПАРАМЕТРЫ — статистич. параметры, описывающие состояние (включая поляризацию) плоской монохроматич. световой волны. При полной поляризации световой волны в вакууме характер поляризации может быть определен заданием напряженности электр. поля волны $E = E_1 e_1 + E_2 e_2$, где e_1 и e_2 — взаимно-перпендикулярные единичные векторы, ортогональные направлению распространения волны. В случае частично или полностью деполаризованного света, к-рый представляет собой совокупность некогерентных световых волн с различными состояниями поляризации, такое описание непригодно, т. к. напряженности поля неаддитивны для некогерентных световых пучков. Поэтому здесь необходимо использовать или квантовомехан. матрицу плотности ρ_{ik} или (что удобнее для оптич. задач) тесно связанную с ней совокупность четырех С. п. S_j ($j = 1, 2, 3, 4$), к-рые аддитивны для некогерентных световых пучков.

Для полностью (в т. ч. эллиптически) поляризованной монохроматич. световой волны в вакууме

$$\begin{aligned} S_1 &= E_1 E_1^* + E_2 E_2^*; & S_2 &= E_1 E_1^* - E_2 E_2^*; \\ S_3 &= E_1 E_2^* + E_1^* E_2; & S_4 &= -i(E_1 E_2^* - E_1^* E_2), \end{aligned} \quad (1)$$

где знак * означает комплексное сопряжение, и

$$\rho_{ik} = \begin{pmatrix} E_1 E_1^* & E_1 E_2^* \\ E_1^* E_2 & E_2 E_2^* \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Совокупность S_j образует в соответствующем функциональном пространстве четырехмерный вектор-параметр Стокса $\vec{S} (S_1, S_2, S_3, S_4)$.

Экспериментально С. п. можно определить, расположив на пути светового пучка последовательно компенсатор K , вносящий разность хода в четверть световой волны и анализатор A (рис. 1). Углы поворота компенсатора ψ и анализатора χ вокруг направления светового пучка отсчитывают от направления e_1 против часовой стрелки. Тогда

$$\begin{aligned} S_1 &= I(\psi = 0, \chi = 0) + I(\psi = 90^\circ, \chi = 90^\circ); \\ S_2 &= I(\psi = 0, \chi = 0) - I(\psi = 90^\circ, \chi = 90^\circ); \\ S_3 &= 2I(\psi = 45^\circ, \chi = 45^\circ) - S_1; \\ S_4 &= S_1 - 2I(\psi = 0, \chi = 45^\circ), \end{aligned} \quad (3)$$

где $I(\psi, \chi)$ — интенсивность света, проходящего сквозь компенсатор и анализатор при данных ψ и χ . Если обозначать через I полную яркость светового пучка (модуль вектора Пойнтинга), p — степень его поляризации, q — т. н. степень эллиптичности поляризации светового пучка и ψ_0 — угол поворота направления макс. поляризации относительно направления e_1 (рис. 1 и 2), то

$$\begin{aligned} S_1 &= I, & S_2 &= Ip \cos 2\psi_0, \\ S_3 &= Ip \sin 2\psi_0, & S_4 &= Iq, \end{aligned} \quad (4)$$

причем S_4 представляет собой плотность потока спинового момента импульса световой волны (см. *Садовского эффект*).

Произвольный частично поляризованный световой пучок можно представить как сумму двух некогерентных пучков: полностью (вообще говоря, эллиптически) поляризованного с яркостью $I' = rI$ и пол-

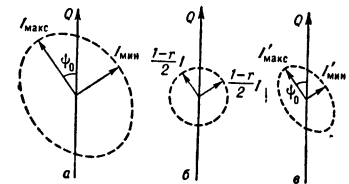


Рис. 2. а — частично поляризованный световой пучок $I = I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}} = I' + I''$, $p = (I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}})/I = rp'$, $q = rq'$; б — деполаризованная компонента $I' = (1 - r)I$; в — полностью поляризованная компонента $I' = I'_{\text{макс}} + I'_{\text{мин}} = rI$, $p' = (I'_{\text{макс}} - I'_{\text{мин}})/I'$, $q' = \pm 2\sqrt{I'_{\text{макс}} - I'_{\text{мин}}}/I'$.

ностью деполаризованного с яркостью $I'' = (1 - r)I$ (рис. 2).

Величина $r = \sqrt{p^2 + q^2}$ наз. величиной поляризации или степенью однородности светового пучка.

Если вектор e_1 повернуть вокруг направления светового пучка на угол ψ' против часовой стрелки (глядя навстречу лучу), то С. п. изменят свои значения

$$S'_j = \sum_k K_{jk}(\psi') S_k, \quad (5)$$

где

$$K_{jk} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi' & \sin 2\psi' & 0 \\ 0 & -\sin 2\psi' & \cos 2\psi' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

При взаимодействии частично деполаризованной световой волны с веществом ее С. п. преобразуются линейно, т. е.

$$S_j = \sum_k D_{jk} S_k, \quad (7)$$

где D_{jk} — матрица взаимодействия, вид к-рой определяется характером взаимодействия света с веществом (см. *Рассеяние света*).

Если ввести трехмерный вектор P поляризации светового пучка, причем $|P| = r$, то четырехмерный вектор-параметр Стокса $\vec{S} = I(1, P)$. Направление поляризации можно определить единичным вектором Q , так что $P = rQ$ и $\vec{S} = I(1, rQ)$. Яркость I' светового пучка, характеризуемого значениями С. п. S_j после прохождения им оптич. устройства, выделяющего полностью поляризованную компоненту с поляризацией Q'_j , определяется скалярным произведением векторов $(1, Q')$ и \vec{S} :

$$I' = 1/2 I (1 + rQQ'). \quad (8)$$

Иногда удобнее представлять полностью поляризованную ($r = 1$) световую волну как совокупность 2 когерентных компонент, поляризованных не линейно, а эллиптически, т. е. положить в (1)

$$e_1 = \frac{a + ib}{\sqrt{a^2 + b^2}}, \quad e_2 = \frac{(b/a)a - i(a/b)b}{\sqrt{a^2 + b^2}}, \quad (9)$$

где a и b — произвольные взаимно-перпендикулярные векторы, ортогональные направлению распространения волны. Это приводит к обобщенному вектору-параметру Стокса, причем соотношения (1), (2), (5) и (7) сохраняются, а (3), (4), (6) и (8) заменяются более сложными, но возможно существенное упрощение вида матрицы D_{jk} .

Лит.: 1) Х ю л с т Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; 2) Розенберг Г. В., «УФН», 1955, т. 56, вып. 1, с. 77.

Г. В. Розенберг.

СТОКСА ПРАВИЛО (Стокса закон) — утверждает, что длина волны фотолюминесценции больше, чем длина волны возбуждающего света. Такая формулировка С. п. в большинстве случаев не соответствует действительности, т. к. часто существует т. н. антистоксова часть спектра фотолюминесценции — *антистоксовы линии* — с длинами волн короче возбуждающей. Более широкую область применения имеет С. п. в формулировке Ломмеля: максимум спектра люминесценции сдвинут в сторону длинных волн по отношению к максимуму спектра поглощения. С. п. означает, что при люминесценции испускаются кванты меньшей энергии, чем кванты возбуждающего света. Количественным уточнением С. п. является зависимость квантового выхода люминесценции от длины волны возбуждающего света (см. *Вавилова акон*).

М. Д. Галанин.

СТОКСА ФОРМУЛА — формула, устанавливающая, что циркуляция векторного поля (см. *Поля теория*) по контуру L равна потоку вихря поля через поверхность Σ , ограниченную этим контуром:

$$\int_L a \, dr = \int_{\Sigma} n \operatorname{rot} a \, ds,$$

где $a = Pi + Qj + Rk$, dr — элементы контура L , ds — элемент поверхности Σ , n — единичный вектор внешней нормали к этой поверхности. В координатной форме С. ф. имеет вид

$$\int_L P \, dx + Q \, dy + R \, dz = \int_{\Sigma} \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) dx \, dy + \\ + \left(\frac{\partial R}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial z} \right) dy \, dz + \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial x} \right) dz \, dx;$$

направление обхода контура L должно быть согласовано с ориентацией поверхности Σ . В. И. Витюков.

СТОКСОВЫ ЛИНИИ в молекулярных спектрах излучения (люминесценции) — спектральные линии, длина волны к-рых больше, чем длина волны возбуждающего света. Подробнее см. *Люминесценция, Стокса правило*.

СТОЛКНОВЕНИЕ НУКЛОНОВ [нуклон-нуклонные (NN-) столкновения] — взаимодействие нуклонов падающего пучка с нуклонами мишени, приводящее к изменению направления движения, спина (упругое столкновение) или к более сильному изменению системы — к образованию новых частиц (неупругое столкновение). Основную роль при С. н. играют процессы *сильных взаимодействий*.

Исследование упругих С. н. прежде всего является важным источником информации о характере взаимодействия между этими частицами, о законе взаимодействия между свободными нуклонами. Исследование неупругих С. н. позволило установить такие свойства образующихся частиц, как их спины, четности, а также основные черты взаимодействия мезонов и гиперонов с веществом. Различного рода неупругие С. н. имеют место в области высоких энергий, превышающих нек-рую пороговую энергию. Самый низкий порог — для одиночного рождения *Пи-мезонов* — ок. 290 Мэв. При энергиях нуклонов в десятки Бэв и выше основная роль принадлежит процессам образования неск. частиц в одном акте С. н. (см. *Множественные процессы*).

Пучки нуклонов получают на *ускорителях заряженных частиц*. Протоны (p) непосредственно ускоряются в камере ускорителя. Пучки нейтронов (n) получают в результате т. н. перезарядки ускоренных протонов на ядрах мишени. *Поляризованные пучки* быстрых протонов получают при рассеянии протонов ядрами мишени. При энергиях в неск. сотен Мэв поляризация протонов, упруго рассеянных ядрами, для нек-рых углов рассеяния составляет 70—100%. Разрабатываются методы получения поляризованных пучков нуклонов с помощью поляризации ионов до ускорения с последующим ускорением, а также при использовании поляризованных мишеней (см. *Поляризованные ядра*).

Исследования с *космическими лучами* являются источником сведений о С. н. при энергиях до 10^{14} — 10^{15} эв, не доступных на совр. ускорителях.

Регистрация частиц производится *цинтилляционными счетчиками*, *Черенкова счетчиками*; *искровыми камерами*, *ядерными фотографическими эмульсиями*, *полупроводниковыми детекторами*. В последнее время в схему экспериментальной установки непосредственно включаются электронно-вычислит. машины.

При малых энергиях нуклонов, пока волновое число частицы $k = |p|/\hbar = 1/\lambda \ll 1/R$, где R — радиус действия ядерных сил (p — импульс частицы, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , λ — длина волны де Бройля), NN-взаимодействие эффективно происходит лишь в S -состоянии (с малой примесью взаимодействия в P - и D -состояниях). В области малых энергий [$\approx (10$ — $15)$ Мэв] измерения сечений рассеяния оказывается достаточным для определения фазовых сдвигов (см. *Фазы рассеяния*) в S -состояниях. Детали закона NN-взаимодействия недоступны для изучения в этой области энергий (большие λ).

Зависимость от энергии фазовых сдвигов пр-рассеяния в S -состоянии δ в области энергий до 10 Мэв представляется ф-лой

$$k \operatorname{ctg} \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} k^2 r_0. \quad (1)$$

Г. о., в результате экспериментов здесь определяются 2 параметра, характеризующие NN-взаимодействие при малых энергиях в каждом состоянии: длина рассеяния a и эффективный радиус r_0 . Согласно по-

следним данным,

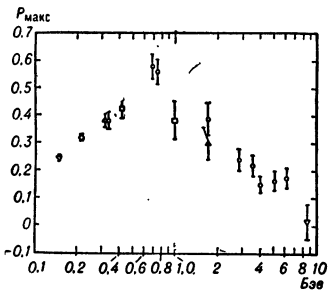
$$\begin{aligned} a({}^3S_1) &= (0,537 \pm 0,004) \cdot 10^{-12} \text{ см}, \\ a({}^1S_0) &= -(2,373 \pm 0,007) \cdot 10^{-12} \text{ см}, \\ r_0({}^3S_1) &= (1,7 \pm 0,03) \cdot 10^{-13} \text{ см}, \\ r_0({}^1S_0) &= (2,7 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ см}. \end{aligned} \quad (2)$$

Знаки длин рассеяния определены из экспериментов по рассеянию медленных нейтронов молекулами пара- и ортоводорода. Сечение рассеяния нейтронов в параводороде содержит комбинацию $[3a({}^3S_1) + a({}^1S_0)]^2$. В сечении рассеяния в ортоводороде, помимо этой величины, входит еще $[a({}^3S_1) - a({}^1S_0)]^2$. Т. о., оказывается возможным определить наряду с абсолютными значениями длин рассеяния и знак отношения $a({}^3S_1)/a({}^1S_0)$. Положит. знак $a({}^3S_1)$ отражает факт существования дейтрона — связанного состояния пр-системы в триплетном состоянии.

Для пр-рассеяния в 1S_0 -состоянии учет, помимо ядерного, кулоновского взаимодействия между частицами приводит к замене (1) на

$$g(\alpha) + \frac{2\pi \operatorname{ctg} \delta}{\operatorname{exr}(2\pi\alpha) - 1} = b \left[-\alpha' + \frac{1}{2} k^2 r_0 \right], \quad (3)$$

где $g(\alpha) = 2C + \operatorname{Re} \psi(\alpha) - 2 \ln \alpha$, $C = 0,577$ — постоянная Эйлера, $\psi(z)$ — логарифмич. производная от гамма-функции $\Gamma(1+z)$, $b = 2\hbar^2/Me^2 = 5,76 \cdot 10^{-12} \text{ см}$; $\alpha = e^2/\hbar v$, а α' связана с длиной рассеяния a и эффективным радиусом r_0 соотношением $a = [\alpha'(1 - 1/2 \alpha' r_0)]^{-1}$ и может быть выражена через энергию виртуального уровня в 1S_0 -состоянии $\epsilon' \sim 100 \text{ кэВ}$: $\alpha' = \sqrt{Me'/\hbar} (v$ — скорость относит. движения нуклонов, M, e — масса и заряд протона).



Зависимость максимальной поляризации в пр-столкновениях от энергетической энергии протона.

Известный знак амплитуды кулоновского рассеяния позволяет определить знак ядерной амплитуды пр-рассеяния. По мере повышения энергии в рассеянные волны включаются все большие орбитальные моменты l , и рассеяние уже не может быть описано столь малым числом параметров, как в (1). Кроме того, если при энергиях ниже 10 МэВ в результате соударения неполяризованных нуклонов частицы остаются неполяризованными, то при энергиях выше 100 МэВ поляризационные эффекты в С. н. играют важную роль (см. рис.). Они показывают, что взаимодействие нуклонов существенно зависит от взаимной ориентации спинов и импульсов частиц.

Сравнение пр- и пр-рассеяний при малых энергиях показало близость значений длин рассеяния и в еще большей степени эффективных радиусов в 1S_0 -состоянии для пр- и пр-систем. Этот факт, наряду с данными о т. н. зеркальных ядрах, позволил сделать вывод о зарядовой независимости, или изотопич. инвариантности (см. *Изотопический спин*) ядерных сил. В такой общей формулировке это утверждение означает, что не только в 1S_0 -состоянии, но и во всех др. состояниях, к-рые являются общими для пр- и пр- (а также пр-пр-) систем, взаимодействия нуклонов оказываются одинаковыми, если учесть различие, вызываемое электромагнитным взаимодействием. Состоянием NN-системы, к-рые являются общими для пр- и пр- (пр-пр-) систем, приписывается значение изотопич. спина $T = 1$. Дополнит. состояниям пр-системы [3S_1 , 3D_1 и т. д.), к-рые отсутствуют в пр- и пр-системах,

приписывается значение $T = 0$. При С. н. величина изотопич. спина системы сохраняется.

Изотопич. инвариантность NN-взаимодействия подтверждена экспериментами в широкой области энергий. Наиболее точно она проверена при изучении запрета реакции $d + d \rightarrow \alpha + \pi^0$ ($T_\alpha = T_d = 0$, $T_\pi = 1$). В ее рамках 3 процесса упругого С. н. (пр-, пр- и пр-рассеяния) описываются матрицами рассеяния M_0 и M_1 (см. ниже), к-рые соответствуют столкновениям в состояниях с изотопич. спином T , равным 0 или 1. При этом пр- (и пр-) рассеяние описывается матрицей M_1 , пр-рассеянию соответствуют линейные комбинации $1/2 (M_1 \pm M_0)$.

Ввиду непригодности возмущений теории для описания процессов сильных взаимодействий, широкое применение при изучении С. н. получили общие требования инвариантности NN-взаимодействия относительно пространственных вращений и отражений, а также обращения времени. Справедливость сохранения пространственной четности (см. *Четность*) и инвариантности относительно обращения времени в сильных взаимодействиях проверены прямыми экспериментами с точностью от долей процента до неск. процентов. Несохранение четности в приращивающихся к сильным взаимодействиям *слабых взаимодействиях* приводит к очень малому (доли $\sim 10^{-7}$) несохранению четности в С. н., что недавно было обнаружено экспериментально [10].

Самая подробная и полная информация о законе взаимодействия нуклонов с нуклонами, к-рую можно извлечь из экспериментального исследования С. н., содержится в матрице рассеяния. В области малых энергий, где эффективны взаимодействия лишь в S -состояниях, матрица рассеяния имеет вид

$$M = \alpha'' + \beta'' (\sigma_1 \sigma_2), \quad (4)$$

где величины α'' и β'' построены из длин рассеяния, σ_1 и σ_2 — Паули спиновые матрицы двух нуклонов, а матрица M связана с S -матрицей соотношением $S = 1 + (ik/2\pi) M$.

Вводя тройку единичных взаимноортогональных векторов

$$n = \frac{[kk']}{|[kk']|}, \quad m = \frac{k - k'}{|k - k'|}, \quad l = \frac{k + k'}{|k + k'|}, \quad (5)$$

построенных с помощью единичных векторов k и k' соответственно начального и конечного относит. импульсов в системе центра инерции (с. ц. и.), учитывая требования инвариантности и сохранения полного спина при рассеянии, получаем общее выражение для матрицы рассеяния $M_T(k', k)$:

$$M_T(k', k) = a_T + b_T (\sigma_1 n) (\sigma_2 n) + c_T [(\sigma_1 n) + (\sigma_2 n)] + e_T (\sigma_1 m) (\sigma_2 m) + f_T (\sigma_1 l) (\sigma_2 l), \quad (6)$$

где коэффициенты a_T, \dots, f_T — комплексные ф-ции энергии частиц и $(k'k) = \cos \vartheta$ (ϑ — угол рассеяния в с. ц. и.). Для количествен. исследования матрицы (6) и экспериментального определения коэффициентов a_T, \dots, f_T необходимы опыты по изучению упругих С. н. при различных энергиях и передаваемых импульсах частиц. В частности, для полного фазового анализа необходима целая совокупность экспериментов по исследованию поляризационных эффектов.

Для измерения поляризации P^0 , возникающей после столкновения первоначально неполяризованных нуклонов, необходимо провести вторичное рассеяние и измерить сечение. Общее выражение для сечения рассеяния σ поляризованного пучка частиц спина $1/2$ с поляризацией P_1 на неполяризованной мишени имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 [1 + (P_1 P^0)], \quad (7)$$

где σ_0 — сечение рассеяния неполяризованных частиц. При рассеянии поляризованного пучка частиц

на неполяризованной мишени в (7) вместо поляризации пучка входит поляризация мишени. Второе слабое в (7) вносит зависимость от азимутального угла ϕ . Измерение азимутальной асимметрии сечения σ позволяет измерить поляризацию. При двух рассеяниях на тождественных мишенях $P_1 = P_0$. В общем случае NN-рассеяния справедливость (7) гарантируется требованиями инвариантности взаимодействия при обращении времени. Проверка (7) и дает возможность непосредственно проверить справедливость инвариантности при обращении времени в упругих С. н.

В тройном pp-рассеянии, где первая и третья мишени играют роль соответственно поляризатора и анализатора, определяется изменение поляризации при рассеянии поляризованных протонов на водороде (вторая мишень). Измерение корреляции поляризаций включает анализ поляризаций одновременно рассеянных частиц и частиц отдачи.

Подобные программы опытов выполнены при энергиях ок. 50 Мэв, 150 Мэв, 210 Мэв, 310 Мэв и ок. 650 Мэв. Отдельные измерения проведены и при др. энергиях. Осуществление этих программ исследований привело к значит. прогрессу в изучении С. н. и в решении задачи восстановления матрицы рассеяния по результатам экспериментов.

В общем случае для восстановления матрицы (6) при фиксированной энергии нуклонов необходимо провести минимум 9 независимых экспериментов. Число этих опытов сильно уменьшается в области энергий ниже порога рождения π -мезонов, если принять во внимание условие унитарности S-матрицы. Из условия $S^+S = 1$ следует интегральное матричное соотношение

$$\frac{2\pi}{ik} [M_T(k', k) - M_T^+(k, k')] = \int M_T^+(k'', k') M_T(k'', k) d\Omega_{k''}, \quad (8)$$

к-рое для матрицы (6) эквивалентно 5 соотношениям между 5 комплексными скалярными амплитудами a_T, \dots, f_T ($d\Omega_{k''}$ — элемент телесного угла в направлении k''). Соотношение (8) дает 5 соотношений между 10 (мнимыми и действит. частями) действит. ϕ -циями. Если 5 из этих ϕ -ций известны при заданной энергии во всем интервале углов, то 5 др. ϕ -ций определяются соотношением (8). Т. о., минимальное число необходимых опытов уменьшается до 5.

Практически для восстановления матрицы рассеяния в рассматриваемой области энергий применяется метод фазового анализа, к-рый автоматически учитывает условие унитарности S-матрицы (фазы рассеяния и параметры смешивания действительно ниже порога рождения пионов), но лишь в конечном числе состояний со значениями орбитального момента l вплоть до нек-рого $l_{\text{макс}}$. В последнее время широкое применение нашел т. н. «модифицированный» фазовый анализ. Идея его состоит в привлечении из теории поля информации о взаимодействии нуклонов в состояниях с $l > l_{\text{макс}}$. В этих состояниях с высокими значениями l преобладающим является вклад Фейнмана диаграммы, учитывающей обмен одним π -мезоном, что наглядно следует из соответствия ядерных сил с радиусом $R \sim \hbar/m_\pi c$ обмену частицей с массой m_π . Обмен более тяжелыми мезонами приводит к более короткодействующим силам. Привлечение подобной теоретич. информации заметно уменьшает неоднозначность фазового анализа. Этот метод дает возможность независимо определить величину константы пион-нуклонного взаимодействия f (см., напр., *Пи-мезоны*). В области энергий выше порога рождения мезонов одновременно с процессом упругого С. н. протекают интенсивные неупругие С. н. Так, при

энергии 660 Мэв полное сечение pp-взаимодействия равно $(41,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, а сечение рождения пионов ок. $18 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. В этих условиях фазовые сдвиги и параметры смешивания становятся существенно комплексными величинами, условия проведения однозначного фазового анализа и восстановления матрицы рассеяния усложняются и минимальное число необходимых опытов увеличивается до 9.

Наиболее полно изучено pp-взаимодействие, для к-рого с помощью «модифицированного» анализа в области энергий 50—300 Мэв найден практически однозначно набор фаз рассеяния (см. *Фазовый анализ*). Взаимодействие в пр-системе изучено заметно хуже, хотя и здесь в нек-рых предположениях найдены наборы фазовых сдвигов. Для исследования pp-взаимодействия при небольших энергиях используются непрямые методы анализа взаимодействия частиц, образовавшихся в результате реакций. Дифференциальные сечения pp-рассеяния измерены с помощью дейтериевой мишени лишь при двух энергиях: ок. 400 и ок. 600 Мэв.

В области энергий выше порога рождения мезонов лишь при энергии ок. 650 Мэв выполнено такое количество экспериментов, что стал возможным фазовый анализ данных.

Полученные зависимости от энергии фазовых сдвигов и параметров смешивания для наиболее вероятного набора фаз показывают, что в области энергий 100—650 Мэв ни одна из ϕ -ций a_T, \dots, f_T не является малой. Совместный анализ данных о пр- и pp-рассеянии подтверждает изотопич. инвариантность NN-взаимодействия. Величина f^2 близка к определенной из анализа πN -рассеяния. NN-взаимодействие в S-состояниях оказывается особенно короткодействующим. Взаимодействия NN-системы в состояниях с различными значениями изотопич. спина, полного момента, четности и спина заметно различаются.

Эти данные позволяют проводить анализ более сложных процессов с участием двух нуклонов (напр., фоторасщепление дейтрона, $\gamma + d \rightarrow n + p$). Ввиду преобладания парных взаимодействий между нуклонами в ядрах, производятся попытки описать свойства атомных ядер с помощью матрицы рассеяния для свободных нуклонов.

Одновременное применение поляризованных протонных (и дейтронных) мишеней и поляризованных пучков частиц (к-рое стало возможным лишь недавно) облегчает задачу проведения программы полного опыта и повышает точность измеряемых величин. Так, одно только измерение полных сечений NN-взаимодействия $\sigma_{P_1 P_2}$ при различных направлениях поляризации частиц пучка (P_1) и частиц мишени (P_2) позволяет прямо отделить вклады сечений из синглетных (σ^s) и триплетных с разными проекциями спина $m = \pm 1, 0$ (σ_m^t) состояний. Если выбрать в качестве оси квантования направление падающего пучка (k), то

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 + 1/4 (\sigma_0^t - \sigma^s) (P_1 P_2) + 1/2 (\sigma_+^t - \sigma_0^t) (P_1 k) (P_2 k), \quad (9)$$

где $\sigma_0 = 1/4 \sigma^s + 1/4 \sigma_0^t + 1/2 \sigma_+^t$. Измерение др. величин также заметно упрощается. Вместо двойного рассеяния, в силу ϕ -лы (7), достаточно измерить сечение рассеяния неполяризованного пучка на поляризованной мишени. Измерение дифференциального сечения рассеяния поляризованного пучка на поляризованной мишени эквивалентно измерению корреляции поляризаций. Тройное рассеяние заменяется двойным.

Взаимодействия нуклонов при энергиях выше 1 Бэв изучены не столь подробно, поэтому анализ существ-

вующих данных производится на основе нек-рых относительно простых предположений. Одно из них включает предположение о чисто дифракционном характере С. н. при очень высоких энергиях. Другое — предположение о слабой спиновой зависимости матрицы (6) при высоких энергиях. *Оптическая теорема* приводит к общему заключению, что при высоких энергиях дифференциальные сечения рассеяния сильно вытянуты вперед, а сечение рассеяния на предельно малый угол, $\theta \rightarrow 0$, удовлетворяет соотношению:

$$\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega} \geq \left(\frac{\hbar\sigma_t}{4\pi}\right)^2, \quad (10)$$

где σ_t — полное сечение упругого и неупругого взаимодействия, $d\Omega$ — элемент телесного угла. Т. к. сечение неупругих процессов в неск. раз превышает величину сечения упругого рассеяния [так, при энергии нуклонов $8-10$ *Бэв* $\sigma_t = (40,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-27}$ *см*², а сечение упругого рассеяния $\sigma_s = (11,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-27}$ *см*²], было сделано предположение о том, что амплитуда NN-рассеяния (при независимости от спинов) в области высоких энергий, выше $1-5$ *Бэв*, чисто мнимая. Первые эксперименты подтверждали это предположение. Однако проведенные в последние годы исследования упругого pp-рассеяния на малые углы (в с. ц. и. до $1,5^\circ$) в области энергий $3-9$ *Бэв* и выше доказывают превышение $d\sigma(0^\circ)/d\Omega$ над нижним пределом (10) и указывают на существование действит. части амплитуды pp-рассеяния или ее спиновой зависимости и при столь высоких энергиях. Подобное исследование спиновой зависимости матрицы NN-рассеяния выше неск. *Бэв* лишь начинается. Имеющиеся данные свидетельствуют об уменьшении поляризации частиц с ростом энергии.

Количественная динамич. теория С. н. к настоящему времени отсутствует ввиду общих трудностей теории сильных взаимодействий. Многочисленные попытки описать все возрастающее количество результатов опытов с помощью специально подобранных потенциалов к большому успеху не привели. Применение техники *дисперсионных соотношений* для С. н. затруднено необходимостью рассмотрения вклада нефизич. области и поэтому ограничивается областью либо совсем малых, либо предельно высоких энергий. В последней, т. н. асимптотич. области энергий, имеет место *Померанчука теорема*, согласно к-рой при очень высоких энергиях $E \rightarrow \infty$ равны между собой, напр., полные сечения pp- и pp-взаимодействий (p-антипротон), а взаимодействия нуклонов в состояниях с различными значениями изотопич. спина становятся одинаковыми. При совсем высоких энергиях, при к-рых основную роль играют неупругие С. н., становится возможным изучение взаимодействия антинуклонов (см. *Антипротон*). Разрабатываются методы теоретич. анализа С. н., основывающиеся на требованиях причинности, аналитичности и унитарности матрицы рассеяния (см. *Сильные взаимодействия, Реже метод*).

Лит.: 1) А х и е з е р А., По м е р а н ч у к И., Некоторые вопросы теории ядра, 2 изд., М.—Л., 1950; 2) Б и л е н к и й С. М., Л а п и д у с Л. И., Р ы н д и н Р. М., У Ф Н Х, 1964, т. 84, вып. 2, с. 243; 3) П у з и к о в Л. Д., Р ы н д и н Р. М., С м о р о д и н с к и й Я. А., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 3, с. 592; 4) Д ж е л е п о в В. П. (и др.), «ДАН СССР», 1954, т. 99, № 6, с. 943; 5) «ЖЭТФ», 1956, т. 31, вып. 2, с. 194; 6) M a c G r e g o r M. H., M o r a v c s i k M. J., S t a p p H. P., «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1960, v. 10, p. 291; 7) B r e i t G. (a. o.), «Phys. Rev.», 1962, v. 128, № 2, p. 826—30; 8) К а з а р и н Ю. М., С и л и н И. Н., «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 2, с. 692; вып. 4, с. 1342; 9) L a p i d u s L., в кн.: International conference on high-energy physics at CERN, Geneva, 1962, Proceedings, Geneva, 1962, p. 726; 10) A b o v J. G., K r u p c h i t s k y P. A., O g a t o v s k y J. A., «Phys. Letters», 1964, v. 12, p. 25; 11) «Nucl. Phys.», 1962, v. 34, № 2, p. 382. Л. И. Лангдус.

СТОЛКНОВЕНИЙ ТЕОРИЯ — фактически др. название теории рассеяния. В классич. механике включает в себя теорию удара. В нерелятивистской квантовой механике большое место занимает С. т. атомов и молекул, изучающая процессы возбуждения, перезарядки и диссоциации при столкновениях атомов и молекул между собой и с налетающими частицами. Подробнее см. *Рассеяния теория*, а также *Прохождение заряженных частиц через вещество, Столкновения атомные, Столкновение нуклонов*.

Я. А. Смородинский.

СТОЛКНОВЕНИЯ АТОМНЫЕ — процессы взаимодействия атомных частиц, при к-рых структура и состояние ядер не изменяются. С. а. играют существенную роль в явлениях переноса (см. *Переноса явления*), в *электрических разрядах в газах*, в физике *плазмы* и т. п. Все С. а. разделяются на упругие и неупругие, в зависимости от того, сохраняется ли при взаимодействии суммарная кинетич. энергия частиц или же она изменяется в связи с изменением их внутр. энергии. Неупругие С. а., в свою очередь, разделяются на прямые, или 1-го рода, в к-рых кинетич. энергия частиц после столкновения меньше, чем до столкновения, и обратные (2-го рода), если кинетич. энергия частиц возрастает при столкновении за счет их внутр. энергии. К прямым неупругим С. а. следует отнести процессы ионизации и возбуждения газа ударами электронов, ионов и атомов или в результате поглощения света (см. *Ионизация газа ударом ионов и атомов, Ионизация газа электронным ударом, Фотоионизация*). Примерами обратных неупругих С. а. являются различные виды *рекомбинации* и *удары второго рода* между возбужденным атомом и электроном, в результате чего атом переходит в нормальное состояние, а электрон приобретает дополнит. кинетич. энергию. К числу упругих С. а. наряду с рассеянием электронов и тяжелых частиц относится резонансная *перезарядка ионов*, т. е. обмен электроном между атомом и ионом одного и того же газа.

Основная количеств. характеристика С. а. — эффективное сечение процесса σ и его зависимость от относит. скорости сталкивающихся частиц. σ связана с длиной свободного пробега λ по отношению к данному процессу соотношением $\lambda = 1/\sigma n$ (n — концентрация атомов газа).

Многообразие С. а. и условий, при к-рых они происходят, а также методов экспериментального и теоретич. исследований требуют, чтобы в каждом конкретном случае было уточнено самое понятие С. а. и характеристизован его σ . При этом существенно, рассматриваются ли отдельные, однократные или многократные процессы. Так, в явлениях переноса имеют дело со статистич. С. а., определяемыми функциями распределения частиц, при прохождении же пучков быстрых частиц сквозь газ результаты взаимодействия этих частиц с атомами газа определяются отдельными актами взаимодействия. Наиболее просто и однозначно определяются понятия С. а. и σ для неупругих процессов. В этом случае σ процесса можно измерить, регистрируя число образующихся частиц (или частиц с измененными состояниями) при определ. условиях эксперимента. Так, напр., пропуская пучок электронов сквозь слой газа известной толщины l и концентрации, можно измерить число ионов, образующихся на пути пучка. Если это число значительно меньше числа электронов, вошедших в газ, то сечение ионизации ударом электронов данной скорости $\sigma = N/nlN_0$, где N_0 — начальная интенсивность пучка электронов, а N — число образованных ионов. Зная зависимость σ от скорости, можно от отдельного столкновения перейти к статистич. характеристике процесса. Так, в данном примере, если электроны в газе обладают нек-рым известным распределением по скорости $f(v)$,

то число ионизаций, производимых одним электроном в ед. времени, равно

$$\kappa = n \int_{v_i}^{\infty} f(v) \sigma(v) v dv,$$

где v_i — скорость электрона, соответствующая потенциалу ионизации.

Сложнее дело обстоит в случае упругих С. а. Поскольку взаимодействие частиц обусловлено их силовыми полями, само понятие С. а. в рамках классич. представлений расплывается и теряет смысл, а σ обращается в ∞ . Квантовая механика приводит к конечным значениям σ при условии, что сила взаимодействия убывает быстрее, чем $1/r^3$. Экспериментальное исследование упругих С. а. производится обычно методом ослабления пучка первичных частиц, прошедших слой газа заданной толщины и концентрации. С точки зрения классич. механики такой метод необъективен, т. к. измеренные т. о. σ зависят от апертуры выходной щели прибора и при уменьшении этой апертуры должны обращаться в пределе в бесконечность. Квантовая механика, однако, дает при этом конечное значение σ , к-рое можно вычислить теоретически. В этом случае для электронов, в согласии с экспериментом, получается дифракц. характер рассеяния (см. *Рамзауэра эффект*). Тем не менее, метод ослабления пучка имеет определ. физич. смысл лишь для электронов и наиболее легких атомных частиц (атомов Н и He и нейтронов) в области скоростей, близких к тепловым. Для более тяжелых частиц, в особенности при больших скоростях, длина де-Бройлевской волны столь мала, что упругое С. а. по своему характеру приближается к классическому. При этом квантовомеханич. особенности рассеяния обнаруживаются при столь малых углах, что определение σ оказывается за пределами реальных экспериментальных возможностей. Поэтому все измерения σ рассеяния тяжелых частиц, произведенные методом ослабления пучка, лишены объективного физич. содержания. Такого рода опыты могут, однако, представлять интерес с точки зрения возможности исследования потенциала поля атома.

Понятие С. а. для упругого взаимодействия тяжелых частиц может сохранить объективный смысл при нек-рых условиях. Так, напр., в классич. кинетич. теории газов, исследуя явления переноса, вводят понятие о столкновении молекул, заменяя реальное взаимодействие столкновением идеально твердых упругих шариков такого поперечного сечения, чтобы вычисленные теоретически коэфф. переноса совпадали с измеренными на опыте. Определенные таким образом С. а. и соответствующие им σ и λ называют газокинетическими. Однако между подобного рода С. а., отражающими определ. макроскопич. свойства газа, и С. а., измеренными при исследовании однократных процессов, напр. по ослаблению пучка, нет однозначной связи. Дело в том, что в процессах переноса участвует не полное σ , а т. н. σ для передачи импульса или тормозящее σ , определяемое таким образом, чтобы средняя доля кинетич. энергии, передаваемая при каждом С. а., вычисленная по угловому распределению рассеянных частиц, составляла $2m_1m_2/(m_1 + m_2)^2$, где m_1 и m_2 — массы сталкивающихся частиц. Т. о., для каждого упругого С. а. можно определить тормозящее σ , если из эксперимента известно угловое распределение рассеянных частиц. В отличие от полного σ , к-рое практически имеет конкретный смысл лишь для легких частиц, тормозящее σ имеет конечную величину для всех процессов (за исключением кулоновского рассеяния).

Несмотря на разнообразие С. а., для сходных по характеру процессов можно установить нек-рые

общие черты. Так, кривые σ рассеяния медленных электронов, полученные по методу ослабления пучка (метод Рамзауэра), имеют для атомов и молекул одинаковой структуры сходный вид. Примером этому является σ рассеяния электронов в тяжелых инертных газах, парах металлов второй группы и предельных углеводородах. Сечение ионизации электронным ударом более или менее круто возрастает, начиная с потенциала ионизации, и, достигнув максимума при энергиях электронов, в неск. раз превышающих потенциал ионизации, затем плавно спадает. Подобный же вид имеют и сечения возбуждения, причем острота максимума определяется мультиплетностью соответствующих термов. Неупругие столкновения тяжелых частиц также имеют сходный характер между собой. σ резонансной перезарядки монотонно спадает с ростом скорости ионов.

Для неупругих С. а., наряду с σ , важной характеристикой является энергия перехода от одного состояния к другому, к-рая определяет для прямых неупругих С. а. порог процесса (наименьшую энергию, необходимую для осуществления данного процесса). Рассматривая С. а. в лабораторной системе отсчета и считая, что «ударяемая» частица до взаимодействия неподвижна, можно, исходя из законов сохранения, определить долю начальной кинетич. энергии «ударяющей» частицы, к-рая может перейти во внутр. энергию одной или обеих частиц. Макс. значение этой доли равно отношению массы ударяемой частицы к сумме масс обеих частиц. В случае электронного удара эта доля практически равна 1 и порог процесса совпадает с потенциалом ионизации или возбуждения. При столкновении частиц, равной массы, напр. при ионизации ударом иона того же газа, порог ионизации вдвое выше. Законы сохранения определяют и угловое распределение рассеянных частиц после столкновения. Угол рассеяния зависит от соотношения масс частиц.

Так, при столкновении частиц равной массы предельный угол рассеяния составляет 90° , а при столкновении иона Cs с атомом He — $1,7^\circ$. Это обстоятельство приходится учитывать при анализе результатов опытов с пучками тяжелых частиц.

Теория С. а. разработана в различной степени для различных процессов (см. *Рассеяния теория*). Для неупругих столкновений электронов с атомами развиты различные методы, позволяющие с достаточной точностью определять зависимость σ от скорости электронов с помощью вычислит. машин. Из С. а. тяжелых частиц в наиб. степени разработана теория резонансной перезарядки. Неупругие С. а. (гл. обр. ионизация) исследуют приближенными квазиклассич. методами, в к-рых кинематика частиц рассматривается с точки зрения классич. механики, а изменения электронного состояния определяются квантовомеханически.

Лит.: 1) Мессе Г., Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958; 2) Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Л.—М., 1948; 3) Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963; 4) Федоренко Н. В., Ионизация при столкновении ионов с атомами, «УФН», 1959, т. 68, вып. 3, с. 481; 5) Атомные и молекулярные процессы, под ред. Д. Бейтса, пер. с англ., М., 1964.

СТОПА — поляризационное приспособление, представляющее собой пачку пластин из прозрачного материала, установленных под нек-рым углом к падающему пучку света, и позволяющее получать частично или полностью поляризованный свет, а также его анализировать. Из-за различия коэфф. пропускания для волн с электр. вектором, лежащим в плоскости падения (p) и перпендикулярно к ней (s) (см. *Френеля формулы*), естественный свет, прошедший через С., оказывается б. или м. поляризованным. Степень поляризации Δ зависит от угла падения φ (к-рый

отсчитывается от нормали к поверхности пластин), показателя преломления пластин n и их числа N в С. Т. к. p -компонента отражается всегда слабее, чем s -компонента, то в прошедшем свете преобладает p -компонента (прошедший свет поляризован так, что электрич. вектор лежит в плоскости паде-ния). В случае $n = 1,5$ практически полную поляриза-цию ($\Delta = 0,99$) даст С. из 16 пластин. Несмотря на то, что Δ по абс. величине тем больше, чем больше φ , оптимальным углом установки С. является угол Брюстера, т. к. при такой установке прозрачность С. максимальна ($\sim 50\%$).

Для работы в видимой области С. изготавливают из стеклянных пластин возможно большего n и меньшей толщины (во избежание потерь на поглощение в стекле). Для работы в инфракрасной области применяют кристаллич. пластины (фтористый литий, флюорит, каменная соль и др.), покрытые тонким слоем селена, германия или кремния. Большие n ($\sim 2-4$) этих покрытий позволяют получить с небольшим числом пластин в С. необходимую Δ .

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), § 93, 130. А. С. Хайкин.

СТОРОННИЕ ТОКИ — электрич. токи, к-рые счита-ются заданными в конкретной задаче. С. т. возбуж-дают поля, но сами не порождаются рассматривае-мыми электромагнитными полями (являются «сто-ронними» по отношению к полю).

СТОРОННИЕ ЭДС — эдс неэлектромагнитного про-исхождения, обусловленные хим. и физ. неоднород-ностями проводников электрич. тока.

СТОХАСТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ — то же, что *вероятностные процессы*.

СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ — колебания в распределен-ных колебат. системах с характерным расположением чередующихся максимумов и минимумов амплитуды, возникающих вследствие того, что возбуждаемые в системе бегущие волны отражаются от границ системы (или от мест, где резко нарушается равномерное рас-пределение ее параметров) и в результате наложения падающих и отраженных волн, в зависимости от сдвига фаз между ними, в разных точках системы получают различные значения амплитуд С. в.

Простейший случай возникновения С. в. под дей-ствием однократного импульса в одномерной колебат. системе с равномерно распределенными параметрами см. в ст. *Колебания*.

При распространении вдоль стержня или линии падающей гармонич. волны $y'_s = Y'_s \sin \omega_s (t - x/v)$, где y'_s — смещение или скорость в случае упругой волны, напряженность электрического или магнит-ного полей в случае электромагнитной волны в точке, находящейся на расстоянии x от начала стержня или линии; Y'_s и ω_s — амплитуда и угловая частота рассматриваемой гармонич. волны (s — номер гармо-ники); v — скорость распространения волны вдоль стержня или линии. Выражение для отраженной вол-ны имеет вид $y'_s = \pm Y'_s \sin \omega_s [t - (2l - x)/v]$, где l — длина стержня (или линии), знак плюс соот-ветствует отражению без изменения фазы, а знак минус — отражению с изменением фазы на π . В ре-зультате наложения волн, отражающихся от обоих концов без изменения фазы, получается С. в.

$$y_s = 2Y'_s \cos(\pi sx/l) \sin \omega_s (t - l/v),$$

т. е. в каждой точке, где $sx = kl$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), ампли-туда С. в. $Y'_s = 2Y'_s \cos(\pi sx/l)$ достигает максимума, равного $2Y'_s$, а в точках, где $sx = (k + 1/2)l$, Y'_s падает до нуля; первые точки наз. пучностями, вторые — узлами данной С. в. Если волна отражается от обоих концов с изменением фазы на π , то $y_s = 2Y'_s \sin(\pi sx/l) \cos \omega_s (t - l/v)$, т. е. узлы и пуч-

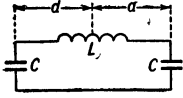
ности С. в. по сравнению с предыдущим случаем ме-няются местами.

В обоих случаях соседние пучности или узлы от-стоят друг от друга на $\lambda_s/2$, а соседние узел и пуч-ность — на $\lambda_s/4$, где λ_s — длина волны, соответствующей s -ой гармонике. В упругой С. в. узлы волн де-формаций совпадают с пучностями волны скоростей и наоборот; в электромагнитной С. в. узлы электрич. поля совпадают с пучностями магнитного поля волны и наоборот. Когда волна на обоих концах отражается либо без изменения фазы, либо с изменением фазы на π , на длине стержня (или линии) должно уклады-ваться целое число $\lambda_s/2$. Если же на одном конце отра-жение происходит без изменения фазы, а на другом с изменением фазы на π , то на длине стержня должно укладываться нечетное число раз $\lambda_s/4$.

В бегущей волне происходит перенос энергии (см. *Волны*), а в С. в. через плоскости, в к-рых располо-жены узлы волны, энергия не течет. Т. о., в С. в. энергия может перемещаться только в пределах от-дельных участков между двумя соседними «разноимен-ными узлами», т. е. узлом деформаций и узлом ско-ростей в упругой волне или узлами электрического и магнитного полей в электромагнитной волне (этот «запрет» перемещения энергии снимается, если миним. значение, до к-рого уменьшается амплитуда волны в узле, не равно нулю). Перемещения энергии между двумя «разноименными» узлами обусловлены тем, что в пределах этого участка фазы колебаний (деформаций и скоростей в упругой волне и напряженности электрического и магнитного полей в электромаг-нитной волне) сдвинуты на $\pi/2$. Поэтому к концу четверти периода, когда в С. в. деформация (напря-женность электрич. поля) в пределах участка в каж-дой точке участка достигает амплитудного значения, а скорость (напряженность магнитного поля) падает до нуля, вся энергия этого участка превращается в энергию упругой деформации (энергию электрич. поля); к концу следующей четверти периода энергия упругой деформации превращается в кинетич. энер-гию (энергия электрич. поля — в энергию магнит-ного поля). Вместе с тем, энергия упругой деформации (энергия электрич. поля) сосредоточивается гл. обр. вблизи пучности деформации (пучности электрич. поля), лежащей на одном конце рассматриваемого участка; через четверть периода кинетич. энергия (энергия магнитного поля) сосредоточивается гл. обр. вблизи пучности скоростей (пучности магнит-ного поля), лежащей на другом конце участка. Т. о., энергия С. в. за четверть периода превращается из одного вида в другой и смещается от одного конца участка к другому, т. е. на расстояние порядка $\lambda_s/4$. Т. к. это происходит за время $T_s/4$, то скорость перемещения энергии внутри этого участка С. в. по порядку величины близка к скорости распростра-нения бегущей волны в системе.

Непрерывный переход от системы с равно-мерно распределенными параметрами к системе с сосредоточенными параметрами (см. *Колебания*) дает возможность рассматривать колебания в си-стемах с сосредоточенными параметрами как С. в. в предельно-неоднородных распределенных системах. При этом нек-рые характерные черты С. в., устано-вленные выше, сохраняются и в системах с сосредото-ченными параметрами. Прежде всего (см. *Колебания*), угловая частота ω_1 , соответствующей $s = 1$ электро-магнитной С. в., в отрезке коаксиальной линии без потерь близка к угловой частоте собств. колебаний в контуре (рис. 1), если емкость и индуктивность, приходящиеся на единицу длины коаксиальной ли-нии, соответственно равны $C_1 = 2C/l$ и $L_1 = L/l$. Другая важная общая черта этих двух предельных случаев — одинаковый характер зависимости ско-

рости перемещения энергии от параметров системы. Скорость перемещения энергии в С. в. пропорциональна $1/\sqrt{L_1 C_1}$. Когда в колебат. контуре ток достигает амплитудного значения, а напряжения на конденсаторах падают до нуля, вся энергия контура сосредоточивается в магнитном поле катушки; через четверть периода, когда ток в контуре упал до нуля, а напряжения на конденсаторах достигли амплитудных значений, вся энергия контура сосредоточивается в электрич. поле конденсаторов и при этом перемещается на расстояние d (см. рис.). Увеличим теперь длину соединит. проводов в n раз. Если n не слишком велико, так что возросшими паразитными емкостью и индуктивностью соединительных проводов все же можно пренебречь по сравнению с L и C , то период колебаний остается неизменным; энергия перемещается за то же время на расстояние nd , т. е. скорость перемещения энергии возрастает в n раз; но вместе с тем в n раз уменьшается величина емкости и индуктивности, приходящихся на единицу длины контура. Отсюда видно, что скорость перемещения энергии



в колебат. контуре также пропорциональна $1/\sqrt{L_1 C_1}$, где L_1 и C_1 — величины, пропорциональные индуктивности и емкости, приходящимся на единицу длины контура.

Т. к. при распространении волн в реальных колебат. системах и при их отражении от границ неизбежны потери энергии, амплитуда отраженной волны оказывается меньше амплитуды падающей, и в узлах амплитуда С. в. падает не до нуля, а только до нек-рого миним. значения. С. в., возникшие под действием однократного импульса, в реальной системе постепенно затухают; это собственные С. в., аналогичные собственным колебаниям. С. в. со стационарными амплитудами могут существовать в реальных системах только при наличии периодич. внешнего воздействия, компенсирующего потери энергии в системе; это вынужденные С. в., аналогичные вынужденным колебаниям.

Простейший случай возбуждения вынужденных С. в. — гармонич. внешнее воздействие на распределенную колебат. систему (напр., гармонич. воздействие в точке $x = 0$ на упругий стержень или гармонич. эдс, действующая в точке $x = 0$ на отрезок коаксиальной линии). Возникающая в результате бегущая упругая или электромагнитная волна распространяется от точки x и амплитуда ее $X_1(x)$ убывает с ростом расстояния x из-за потерь энергии при распространении. Амплитуда $X_2(x)$ волны, отраженной от конца системы и распространяющейся в обратном направлении, наоборот, возрастает в сторону увеличения значений x . Т. к. в любой точке x $X_1(x) > X_2(x)$, то прямую волну с амплитудой $X_1(x)$ можно представить как сумму двух прямых волн с амплитудами $X_2(x)$ и $X_1(x) - X_2(x)$. Первая из этих двух прямых волн вместе с обратной волной образует стоячую волну с амплитудой в пучностях, равной $2X_2(x)$, т. е. возрастающей с ростом x , и амплитудой в узлах, равной нулю. Второй из прямых волн не соответствует никакая обратная волна, и, следовательно, она представляет собой бегущую волну с амплитудой $X_1(x) - X_2(x)$, убывающей в сторону увеличения значений x . Т. о., вынужденные С. в. в реальных системах отличаются от С. в. в идеальной системе без потерь тем, что, во-первых, амплитуды вынужденных С. в. в пучностях, соответствующих разным значениям x , возрастают в сторону увеличения значений x и, во-вторых, наряду с вынужденными С. в. в системе всегда существует бегущая волна. Чтобы подчерк-

нуть эти различия, вынужденные С. в. часто наз. квази-стоячими.

Лит.: 1) Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. V, VI; 2) Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, М.—Л., 1950; 3) Манделштам Л. И., Полное собрание трудов, т. 4, [М.], 1950; 4) его же, Лекции по колебаниям, М., 1955 (ч. 2, лекции 1—3). С. Э. Хайкин.

СТРАННОСТЬ (S) — аддитивное квантовое число, характеризующее свойства элементарных частиц по отношению к сильным взаимодействиям и электромагнитным взаимодействиям. Все сильновзаимодействующие частицы обладают определенными целочисленными (положительными или отрицательными) значениями S . Античастицы имеют С. противоположного знака по сравнению со С. соответствующих частиц. Элементарные частицы с нулевым значением S принято называть странными, в отличие от частиц с $S = 0$, или обычных частиц. Исторически квантовое число С. было введено для того, чтобы описать факты отсутствия (запрета) одиночного рождения K -мезонов и гиперонов в столкновениях π -мезонов с нуклонами; наблюдается только парное (ассоциативное) рождение этих частиц. В последнем случае частицы пары имеют противоположные С. и процесс становится возможным, т. к. общая величина С. сохраняется.

В табл. приведено подразделение по С. элементарных частиц, стабильных относительно сильных взаимодействий:

	$S = -3$	$S = -2$	$S = -1$	$S = 0$	$S = +1$	$S = +2$	$S = +3$
Ω^-	Ξ^-, Ξ^0	$\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ K^-, \bar{K}^0	p, n π^+, π^0, π^- η	$\tilde{\Lambda}, \tilde{\Sigma}^+, \tilde{\Sigma}^0, \tilde{\Sigma}^-$ K^+, K^0	Ξ^-, Ξ^0	$\bar{\Omega}^-$	

Наряду с приведенными частицами имеется большое количество нестабильных «резонансных» состояний (см. Резонансные состояния элементарных частиц), обладающих значениями $S = 0, -1, -2$. Частица, не участвующим в сильных взаимодействиях (фотон, лептоны), условно присписывается значение $S = 0$. Максимальное известное значение С. $|S| = 3$. Не исключено, однако, существование частиц, в т. ч. и стабильных относительно сильных взаимодействий, с большими значениями $|S|$.

Для всех изученных сильновзаимодействующих частиц величина S находится в определенном соотношении с величинами электрич. заряда Q , третьей проекции изотопического спина I_3 и барионного заряда B , выражаемом эмпирич. ф-лой Гелл-Манна — Нисидзимы [1, 2]

$$Q = I_3 + 1/2(S + B). \quad (*)$$

В ф-лу С. входит в комбинации $S + B$, называемой гиперзарядом. По-видимому, гиперзаряд — более фундаментальная характеристика сильновзаимодействующих частиц, чем С., но классификация состояний по С. привычнее. Важной проблемой является теоретич. обоснование ф-лы Гелл-Манна — Нисидзимы. Если существуют дополнит. квантовые числа, управляющие сильными взаимодействиями, то формула (*) может оказаться частным случаем более общей ф-лы, связывающей все эти квантовые числа с величиной электрич. заряда.

С. не является точным квантовым числом: суммарная величина S не изменяется в процессах сильного и электромагнитного взаимодействия, но нарушается в процессах слабого взаимодействия.

Лит.: 1) Gell-Mann M., «Phys. Rev.», 1953, v. 92, № 3, p. 833; 2) Nakano T., Nishijima K., «Progr. Theoret. Phys.», 1953, v. 10, № 5, p. 581. А. А. Комар.

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ — сильновзаимодействующие элементарные частицы, обладающие не равным нулю значением квантового числа странности S ,

в отличие от обычных частиц (μ -мезонов, протонов, нейтронов), для k -рых $S = 0$. Известны как странные мезоны (напр., K -мезон), так и странные барионы (напр., Λ -, Σ -, Ξ -гипероны).

Все S . ч. нестабильны; часть из них принадлежит к числу резонансов (см. *Резонансные состояния элементарных частиц*) и распадается очень быстро за счет *сильных взаимодействий*. Суммарная странность продуктов распада в таких случаях равна странности исходной частицы. Более легкие S . ч. квазистабильны и распадаются относительно медленно за счет *слабых взаимодействий* на частицы с меньшей странностью, обычные частицы и лептоны. В этом случае суммарная странность продуктов распада отличается от странности исходной частицы на 1.

S . ч. могут с заметной вероятностью рождаться при столкновениях обычных частиц, но при этом они обязательно возникают парами или в большем числе (так чтобы их суммарная странность оказалась равной нулю). Распадаются же S . ч. на обычные по одиночке, с ничтожно малой вероятностью. Эта «странность» в поведении и явилась причиной их названия.

А. А. Комаев.

СТРАТИФИКАЦИЯ АТМОСФЕРЫ — распределение по высоте слоев с различными свойствами; чаще всего под S . а. подразумевается распределение по высоте темп-ры воздуха. S . а. определяется действием лучистого и турбулентного теплообмена отдельных воздушных слоев с окружающей атмосферой и с земной поверхностью; в облаках, кроме этого, важную роль играет теплота фазовых переходов воды. На локальные характеристики S . а. влияют также адвекция воздушных масс и вертикальные перемещения воздуха. Основная характеристика S . а. — величина и знак вертикального градиента темп-ры γ , k -рый считают положительным, если темп-ра воздуха с высотой уменьшается.

Величина и знак γ определяют устойчивость S . а. по отношению к вертикальным перемещениям воздуха. S . а. в том или ином слое устойчива, если любой малый объем воздуха, смещенный из положения равновесия вверх или вниз, стремится вернуться обратно, и неустойчива, если он будет удаляться от первоначального положения. Критерием устойчивости S . а. служит разность между фактическим γ и сухоадиабатич. градиентом $\gamma_a = 0,978$ град/100 м для ненасыщенного водяными парами воздуха и разность между γ и влажноадиабатич. градиентом γ_b для насыщенного воздуха. $\gamma_b < \gamma_a$ благодаря происходящему в поднимающемся насыщенном водяном паром воздухе выделению скрытой теплоты конденсации. В нижней половине тропосферы $\gamma_b = 0,6-0,7$ град/100 м, выше из-за уменьшения влагосодержания воздуха γ_b растет, приближаясь к γ_a . Если $\gamma > \gamma_a$, то наблюдается абс. неустойчивость, при $\gamma_b < \gamma < \gamma_a$ — условная неустойчивость (т. е. стратификация сухоустойчива, но влажнонеустойчива), при $\gamma < \gamma_b$ — абс. устойчивость. Абс. устойчивость (неустойчивость) не зависит от содержания водяного пара в поднимающейся частице; при условной неустойчивости ненасыщенная частица воздуха устойчива, а насыщенная — неустойчива.

Устойчивость S . а. между уровнем z_0 , где атм. давление равно p_0 , и уровнем z_1 , где $p = p_1$, оценивается энергией неустойчивости

$$E = \int_{z_0}^{z_1} g \frac{T^* - T}{T} dz = R \int_{p_1}^{p_0} (T^* - T) d \ln p,$$

где T^* и T — темп-ры частицы и окружающего воздуха, g — ускорение силы тяжести, R — газовая постоянная. E равна энергии, освобождающейся или затрачиваемой при перемещении единицы массы воздуха

с уровня z_0 до уровня z_1 . При неустойчивой S . а. $T^* > T$ и $E > 0$. Устойчивость больших объемов (слоев) воздуха, перемещающихся по вертикали, зависит не только от γ слоя, но и от распределения в нем относит. влажности воздуха.

Степень устойчивости S . а. играет определяющую роль в образовании облаков. Конвективные облака, с k -рыми связаны ливни и грозы, развиваются, когда в нижней и средней тропосфере наблюдается неустойчивая стратификация. Образованию слоистообразных облаков благоприятствует устойчивая S . а., особенно наличие инверсионных или изотермич. слоев, под k -рыми происходит накопление водяного пара и продуктов конденсации. Устойчивость S . а. определяет степень развития атм. турбулентности, k -рая при прочих равных условиях тем больше, чем больше γ , но зависит также и от вертикальных градиентов вектора ветра, увеличиваясь пропорционально их квадрату.

Лит.: 1) Белинский В. А., *Динамическая метеорология*, М.—Л., 1948, гл. VI; 2) Гандин Л. С. (и др.), *Основы динамической метеорологии*, Л., 1955 (Разд. II, гл. III, V).

С. М. Шметер.

СТРАТОСФЕРА — слой атмосферы между тропосферой и мезосферой. Верхняя граница S . — 40—50 км. Благодаря вертикальному турбулентному перемешиванию основной газовой состав воздуха в S . аналогичен тропосферному, но в S . меньше водяного пара и пыли и больше озона (O_3). Количество O_3 наибольшее в слое 20—30 км. Тепловой режим S . определяется лучистым теплообменом и несколько меньше — вертикал. движениями и горизонт. переносом воздуха. В целом S . близка к лучистому равновесию, и темп-ра в ней определяется из условий равенства энергии, поглощаемой и излучаемой молекулами H_2O , CO_2 и O_3 . Нагревание воздуха вызывается в основном поглощением ультрафиолетовой радиации Солнца озоном, и при росте концентрации O_3 темп-ра повышается. Наоборот, длинноволновое излучение молекул H_2O и CO_2 приводит к охлаждению воздуха. Из-за этого в низких широтах, где повышено количество H_2O и CO_2 и имеется меньше O_3 , S . холоднее, чем над высокими широтами. В зоне умеренных и высоких широт в нижней половине S . темп-ра не меняется с высотой, а выше — растет с ней. Над экватором и тропиками во всей S . темп-ра растет с высотой. У начала S . темп-ра меняется от $-40^\circ C$ ($-60^\circ C$) в полярных и умеренных широтах до $-70^\circ C$ ($-80^\circ C$) в экваториально-тропич. зоне. У верхней границы S . темп-ра близка к 0° . Амплитуда годовых колебаний темп-ры S . меняется от 2—3° у ее начала до 10—15° (а в полярных районах даже до 50°) — у ее верхней границы. В верхней части S . темп-ра максимальна в начале, а в нижней — в середине лета. В S . наблюдаются ветры большой скорости, в т. ч. *струйные течения*. Поскольку в S . направление планетарных горизонт. градиентов темп-ры и давления противоположно тропосферным, в нижней ее части средняя скорость ветра чаще всего уменьшается с высотой. При этом летом выше 20—30 км направление ветра в S . меняется с западного, характерного для тропосферы, на восточное. Зимой во всей S . дуют западные ветры. Максим. скорости ветра наблюдаются у верхней границы S . (до 80—100 м/сек — зимой и 60—80 м/сек — летом). В S . наряду с мелкомасштабной турбулентностью существуют крупные вихри — *циклоны* и *антициклоны*. На высотах 20—30 км иногда образуются т. н. перламутровые облака, состоящие, по-видимому, из кристалликов льда или переохлажденных водяных капель. Изредка непосредственно над тропопаузой появляются также кристаллич. перистые облака, попадающие сюда из тропосферы.

Лит.: Хвостиков И. А., *Высокие слои атмосферы*, Л., 1964, гл. 5, § 14, гл. 9, § 27.

С. М. Шметер.

СТРАТЫ — светлые слои, периодически чередующиеся с темными промежутками в пологит. столбе газового разряда. Газовый разряд, характеризующийся наличием С., наз. сл о и с т ы м; он наблюдается в широком диапазоне плотностей токов и при давлениях газа $> 10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст. В одних случаях С. неподвижны, в других — перемещаются вдоль разряда со скоростью порядка скорости звука (бегущие С.). Движение С. происходит чаще от анода к катоду. При наличии бегущих С. пологит. столб кажется сплошным и его слоистость обнаруживается стробоскопич. методами. Каждая С. обращена более яркой и резкой стороной к катоду. По направлению к аноду яркость свечения С. в большинстве случаев убывает и оно становится более размытым. Исследование распределения потенциала в слоистом разряде обнаруживает большой градиент у головы С. (у катодной стороны), к-рый затем убывает и в темном пространстве между С. может даже изменить знак. Феноменологич. объяснение слоистого разряда основано на применении минимум-принципа разряда, согласно к-рому распределение потенциала вдоль столба устанавливается таким, при к-ром общее падение на столбе минимально [1]. Общепринятой количественной теории С. не существует. Имеются лишь попытки дать теоретическое объяснение этому явлению [2—5].

Лит.: 1) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. XIV, § 12; 2) Кляйфельд В. Н., «ЖТФ», 1952, т. 22, вып. 1, с. 66; 3) Власов А. А., Теория многих частиц, М.—Л., 1950, ч. III, гл. 3; 4) Угаров В. А., «ЖТФ», 1948, т. 18, вып. 5, с. 457; 5) Логунов А. А., там же, 1950, т. 20, вып. 5, с. 458; 6) Недоспасов А. В., «ЖТФ», 1958, т. 28, вып. 1, с. 173; его же, там же, 1959, т. 29, вып. 11, с. 1388.

Л. А. Сена.

СТРИМЕРНАЯ ТЕОРИЯ — см. *Стримеры*.

СТРИМЕРЫ — светящиеся разветвленные каналы, образующиеся в предпробойных стадиях искр и коронных разрядах. Форма и характеристики С. (ток, скорость, частота повторения) сильно меняются с полярностью, амплитудой и родом напряжения (импульсное, переменное, постоянное), формой электродов, импеданцем цепи, родом и давлением газа [1]. В начальной фазе С. представляют собой (воздух, азот) тусклые нити с яркостящейся фронтальной частью, где происходит ударная ионизация газа и фотоионизация. Фронт движется со скоростями до $4 \cdot 10^8$ см/сек в полях 5—30 кВ/см. В конечной фазе С. образуется высокопроводящий канал, близкий по свойствам к искровому (градиенты ~ 100 в/см, плотности тока $\sim 2 \cdot 10^4$ а/см²) [2]. Удлинение канала С. происходит толчками (ступенями) со средней скоростью $10^8 - 10^9$ см/сек. В длинных искрах все фазы С. можно наблюдать одновременно; в коротких — они разделены во времени. Структура С. во многом сходна с лидером молнии.

При недостаточном напряжении (или малой длительности импульса) С. гаснет, не переходя в пробой, оставляя в промежутке объемный заряд, экранирующий поле электродов. Повторные С. возникают в новом месте или после частичного ухода объемного заряда.

Пульсации тока С. и лидера молнии вызывают электромагнитные излучения (см. *Атмосферика, Молния*).

Имеются попытки создать теорию С. на основе таунсендовской теории развития электронных лавин с учетом процессов фотоионизации [1, 3]. Однако удовлетворительной теории С. пока не существует.

Лит.: 1) Мик Д. Ж., Крагс Д. Ж., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960; 2) Комельков В. С., «Изв. АН СССР. ОТН», 1947, № 8; 3) Raether H., Electron avalanches and breakdown in gases, L., 1964.

В. С. Комельков.

СТРОБОРЕЗОНАНСНЫЙ ГАЛЬВАНОМЕТР — один из типов нулевых приборов для электрич. схем сравнения, напр. мостов измерительных переменного тока. С. г. — магнитоэлектрический гальванометр, к к-рому переменное выходное напряжение схемы сравнения подводится через переключатель. Коммутирующее устройство переключается синхронным двигателем, питаемым от той же сети, что и схема сравнения. Коммутация осуществляется с частотой ν_k , близкой к частоте $\nu_{п.т.}$ измеряемого переменного тока, но не равной ей; разность частот $\nu_k - \nu_{п.т.}$ должна быть равна частоте ν собственных колебаний подвижной части гальванометра (резонансный режим). При наличии напряжения в цепи С. г. его указатель совершает колебания с частотой ν и амплитудой, пропорциональной значению измеряемого тока (напряжения). С. г. позволяет обнаруживать переменные токи до 10^{-9} а при $\nu_{п.т.}$ до неск. тысяч гц.

Лит.: Карандеев К. Б., Штейнгауз Л. Н., Высокочувствительный гальванометр переменного тока (строборезонансный), М., 1955 [АН СССР. Ин-т техн.-экон. информ. «Приборы и стенды» (Тема 5. № 402)]. М. Б. Минц.

СТРОБОСКОПИЧЕСКИЕ АППАРАТЫ — контрольно-измерит. приборы для наблюдения быстрых периодич. движений, основанные на стробоскопическом эффекте. С. а. применяются для измерения частоты переменного тока, резонанса, числа оборотов механизмов, для изучения вибраций различных деталей и т. д. Принцип действия С. а. заключается в том, что совершающее периодич. движение тело освещается и делается видимым в отдельные, очень малые по сравнению с периодом движения тела промежутки времени. Если эти световые вспышки следуют через промежутки времени t , точно совпадающие с периодом T движения тела, то оно кажется остановившимся. Если $t \neq T$, то изображения, сливаясь, дадут картину движения тела, но замедленного, частота к-рого $F = f - f'$, где $f = 1/T$, а $f' = 1/t$ — частоты движения тела и вспышек.

Современные С. а. подразделяют на механические, электрооптико-механические, электроискровые и электронные. Один из распространенных электрооптико-механич. С. а. — тахемерич. прибор (рис.). При измерении угловой скорости к.-л. вращающегося объекта С. а. наводят на этот объект. Наблюдая одновременно за увеличенным изображением шкалы 5 в зеркале 6 и через две противоположные смотровые щели 3 за проверяемый объект, регулированием скорости вращения электродвигателя 2 добиваются кажущейся остановки объекта, т. е. совпадения числа оборотов стробоскопич. диска 1 и объекта; в этот момент и отсчитывают показания по шкале прибора. Стробоскопич. микроскопом с оптич. вибратором можно измерять вибрационные колебания от 15 до 600 в сек. При этом стробоскопич. диск со щелью вращается электродвигателем с такой скоростью, чтобы визирная линия, находящаяся в фокусе микроскопа, казалась медленно «плавающей», отклоняясь на величину полного размаха колебаний измеряемого объекта.

Наиболее совершенен электронный С. а., состоящий из задающего генератора и генератора световых импульсов (неоновая или ртутная лампа). Частота колебаний задающего генератора, а следовательно и частота световых импульсов, регулируется (при гру-

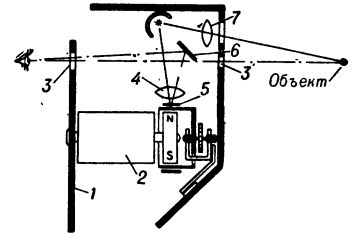


Схема стробоскопич. тахемерич. прибора (4 — щели 3 за проверяемым объектом, регулированием скорости вращения электродвигателя 2 добиваются кажущейся остановки объекта, т. е. совпадения числа оборотов стробоскопич. диска 1 и объекта; в этот момент и отсчитывают показания по шкале прибора. Стробоскопич. микроскопом с оптич. вибратором можно измерять вибрационные колебания от 15 до 600 в сек. При этом стробоскопич. диск со щелью вращается электродвигателем с такой скоростью, чтобы визирная линия, находящаяся в фокусе микроскопа, казалась медленно «плавающей», отклоняясь на величину полного размаха колебаний измеряемого объекта.)

бой настройке) включением и выключением посредством импульсов управления конденсатора. Точная настройка производится изменением полярности сетки *тиратрона*. Продолжительность светового импульса 5—10 мксек. Шкала С. а. обычно градуируется в *гц* и числа *об/мин*.

С. а. позволяют производить измерения и исследования различных скоростных процессов на расстоянии и с более высокой точностью, чем другие измерит. приборы (напр., точность измерения электронным С. а. $\sim 0,001\%$).

Лит.: Колесник Н. В., Статическая и динамическая балансировка, М.—Л., 1954. И. В. Соколов.

СТРОБОСКОПИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ частоты периодич. движений (напр., колебания струны, вращения вала и т. п.) — основан на освещении вращающегося или колеблющегося тела кратковременными периодически повторяющимися световыми импульсами, получаемыми с помощью стробоскопов. Частота повторения импульсов света равна или кратна частоте колебаний (числу оборотов в секунду) наблюдаемого тела в том случае, если у наблюдателя создается впечатление, что тело неподвижно (см. *Стробоскопический эффект, Стробоскопические аппараты*). Точность С. м. и. определяется точностью генерации частоты световых импульсов.

П. Н. Агапелукий.

СТРОБОСКОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — состоит: 1) в возможности видеть в условиях прерывистого наблюдения быстро движущийся предмет неподвижным; 2) в восприятии быстрой смены изображений отдельных фаз движения тела как непрерывного его движения. Первая возможность полнее всего осуществляется при помощи стробоскопа, вторая — служит основой кино. Простейший стробоскоп — затвор перед глазом наблюдателя, открывающийся с частотой n на время τ . Очень быстро движущееся тело вследствие инерции зрения может быть совсем или почти невидимым невооруженным глазом, но за время τ оно смещается очень мало и поэтому становится видимым. За время инерции зрения ϕ (время сохранения зрительного образа) затвор открывается $n\phi$ раз и поэтому неск. «мгновенных» положений движущегося тела видны одновременно. В современных стробоскопах прерывистое наблюдение осуществляется при помощи импульсных ламп с регулируемой частотой вспышек. В кино прерывистость наблюдения осуществляется обтюратором — диском с прорезями, вращающимся перед объективом кинопроекторного аппарата (затемнения экрана необходимы, чтобы скрыть продергивание фильма). Обычно кадры, изображающие последовательные фазы движения, сменяются 24 раза в сек. (обтюратор прерывает свет вдвое чаще), а угловые перемещения движущихся тел не превышают 0,03 радиан/сек. (относительно наблюдателя). Достижимый при этом эффект видимой непрерывности движения обусловлен как инерцией зрения, так и психол. факторами [2].

О др. применениях С. э. см. *Стробоскопические аппараты*.

Лит.: 1) Стробоскопические явления. Сб. основных работ, [сост. С. О. Майзель], СПб, 1911; 2) Луизов А. В., Инерция зрения, М., 1961, гл. 3, § 2, 3. А. В. Луизов.

СТРОНЦИЙ (Strontium) Sr — хим. элемент II гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 38, ат. в. 87,62. Состоит из 4 стабильных изотопов: Sr⁸⁴ (0,56%), Sr⁸⁶ (9,86%), Sr⁸⁷ (7,02%), Sr⁸⁸ (82,56%). Практически применяются радиоактивные изотопы Sr⁸⁵ (β^+ , $T_{1/2} = 64$ дня), Sr⁸⁹ (β^- , $T_{1/2} = 50,5$ дня), Sr⁹⁰ (β^- , $T_{1/2} = 27,7$ года). Электронная конфигурация 4p⁶5s². Энергия ионизации (эв): Sr⁰ → Sr⁺ → Sr²⁺ → Sr³⁺ 5,692; 11,026 и 43,6. Атомный радиус 2,15 Å, ионный радиус Sr²⁺ 1,20 Å.

С. — серебристый металл, существует в неск. полиморфных модификациях. В норм. условиях устойчива кубич. гранецентрированная решетка, $a = 6,0726 \text{ \AA}$ (25°, все темп-ры в °C). Плотность 2,63 г/см³ (20°); $t^{\circ}_{пл} 777^{\circ}$, $t^{\circ}_{кип} 1357^{\circ}$. Теплоты плавления и испарения (ккал/моль) 2,2 и 33,8. Уд. теплоемкость 0,0742 кал/г·град. Коэфф. термич. расширения 20·10⁻⁶ (20°). Уд. электросопротивление 24,8 мком·см (0°), темп-ный коэфф. электросопротивления 0,00383. При 50° кривая зависимости уд. электросопротивления от давления имеет максимум. Работа выхода 2,74 эв. Характеристич. темп-ра 148°K. С. ковкий и пластичен, твердость по Моосу 1,8.

С. относится к подгруппе щелочноземельных металлов.

С. 2-валентен. Хим. свойства подобны свойствам всех щелочноземельных металлов.

Лит.: Синицын Б. В., Стронций (Обзор литературы), М., 1962. А. М. Егоров.

СТРУЙНАЯ ПНЕВМОАВТОМАТИКА (пневмоника) — новая отрасль техники автоматич. управления, особенностью к-рой является то, что все операции в пневматич. приборах выполняются струйными и др. проточными элементами без механич. подвижных частей. Приборы С. п. изготавливаются способом печатных схем и могут быть использованы в областях, где ранее считалось возможным применять только электронику. На элементах С. п. могут строиться сложные системы логич. действия, цифровые управляющие и информационные машины и др. Преимущества приборов С. п. по сравнению с пневматич. приборами старых типов: очень высокая эксплуатационная надежность; в сотни и тысячи раз большая скорость выполнения операций (напр., время переключения струйных реле — десятитысячные доли сек); в десятки раз меньшая стоимость отдельных узлов приборов (т. н. модулей) С. п. по сравнению с пневматич. элементами мембранного типа и аналогичными по функциональному назначению электронными элементами.

Примеры характерных элементов С. п.

Струйный усилитель непрерывного действия (рис. 1, а). При изменении да-

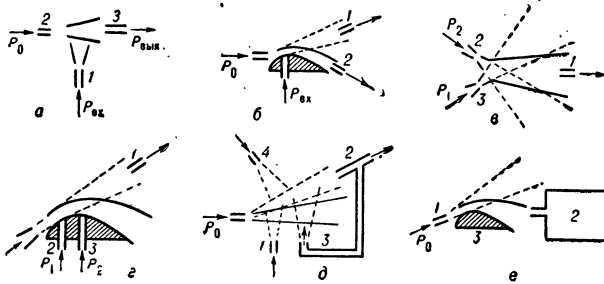


Рис. 1. Схемы элементов струйной пневмоавтоматики.

ления $P_{вх}$ на входе в канал управления 1 отклоняется основная, более мощная струя, вытекающая из канала питания 2, к к-рому рабочая среда подводится под давлением P_0 , и изменяется давление $P_{вых}$ в приемном канале 3.

Струйное реле (рис. 1, б). При непрерывном увеличении давления $P_{вх}$, при нек-ром его значении поток, вытекающий из канала питания, к к-рому он подводится с давлением P_0 , отрывается от стенки и получает направление, показанное пунктиром. При этом скачком изменяются давления и расходы на выходе (исчезают в канале 2 и возникают в канале 1).

Струйный пассивный элемент, реализующий логич. операцию

конъюнкции (рис. 1, в) (см. Логические схемы). Давление в выходном канале 1 создается только при подведении входных сигналов (принятых условно за «1») и по каналу 2, и по каналу 3 (при создании давлений P_1 и P_2 на входе в эти каналы).

Струйный активный элемент, реализующий логическую операцию конъюнкции (рис. 1, в) при условии, что для отрыва потока от стенки и создания давления в выходном канале 1 необходимо создание давлений P_1 и P_2 заданного уровня на входе в оба входных канала 2 и 3. Если элемент построен так, что для этого достаточно создания давления на входе в один из каналов 2 или 3, то данный элемент реализует операцию дизъюнкции.

Ячейка запоминания сигналов на потоках (рис. 1, д). При отклонении основной струи, вытекающей под давлением P_0 из канала питания, струей, вытекающей из канала управления 1, основная струя направляется к приемному каналу 2. Давление в канале 2 сохраняется и после снятия давления перед каналом 1 («запоминается» ранее поданный по каналу 1 сигнал) благодаря наличию в элементе канала обратной связи 3. Для «стирания» «запомненного» сигнала служит канал 4.

Аэродинамический генератор колебаний (рис. 1, е). Поток, поступающий при $P_0 = \text{const}$ к каналу питания 1, обтекает стенку 3 и происходит заполнение камеры 2. При создании давления в камере 2 струя отрывается от стенки и камера начинает опустошаться. Автоколебания генерируются благодаря неоднозначности условий отрыва потока и возвращения его к стенке. Частота колебаний зависит от объема камеры 2.

Приборы С. п. строятся на модульном принципе. Штамповкой, фотохимич. травлением или др. способами в пластинке получаются углубления, образу-



Рис. 2. Узел прибора струйной пневмоавтоматики (модуль), изготовленный способом печатных схем.

щие элементы функционального назначения и коммуникационные каналы (рис. 2). При перекрытии такой пластинки пластинкой-крышкой получается готовый узел прибора или целый прибор.

Приборы С. п. общепромышленного назначения работают с малыми избыточными давлениями питания (сотые доли атм), что позволяет заменить компрессоры простыми вентиляторами. Приборы С. п. при соответствующем выборе материалов работоспособны при очень высоких ($\sim 1000^\circ\text{C}$ и выше) и низких температурах, при радиационных воздействиях, вибрациях и инерционных перегрузках.

Приоритет создания С. п. принадлежит СССР [С. п. разработана в ИАТ (ТК)]; освоена в производстве система модулей струйной техники (СМСТ), приборы на СМСТ работают на промышл. объектах. Работы в области С. п. широко ведутся и в США [2].

Основная область применения С. п. — устройства и системы автоматич. управления различными процессами. Принципы построения элементов С. п. начинают использоваться также и в др. областях. На рис. 3 показана испытат. установка с аэродинамич. генератором колебаний, выполненный по схеме рис. 1, е. На тех же принципах, что и элементы С. п., строятся гидравлич. элементы струйной автоматки. По принципу схемы рис. 1, б может производиться уп-

равление потоками газов, вытекающими из реактивного сопла ракеты, с целью изменения курса ракеты (напр., по схеме рис. 4). На этих же принципах строятся системы переключения потоков газов и жидкостей в разветвляющихся трубопроводах, не содержащих клапанов с механич. подвижными деталями.

Элементами приборов С. п. являются не только струйные элементы, но также и др. проточные элементы:

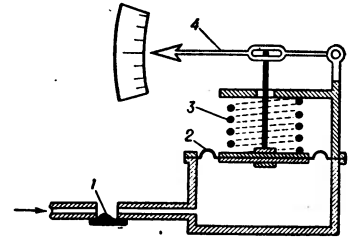


Рис. 3. Схема установки для испытания мембран в условиях изменяющихся во времени нагрузок: 1 — аэродинамический генератор колебаний; 2 — испытываемая мембрана, служащая верхней крышкой камеры, в которой генерируются колебания; 3 — пружина, уравнивающая силу давления воздуха на мембрану; 4 — индикатор.

дроссели, пневматич. камеры, коммуникационные каналы [3]. Различные сочетания их со струйными элементами могут применяться при измерениях пневматич. и гидравлич. способами темп-ры, абсолютного давления газа, плотности газов и жидкостей и др. физ. величин. Пример применения элементов С. п. в медицинской практике — искусственное сердце, т. е. насосная установка со спец. системой управления, моделирующая процесс работы сердца при поддержании характеристик основных величин такими же, как в живом организме [4].

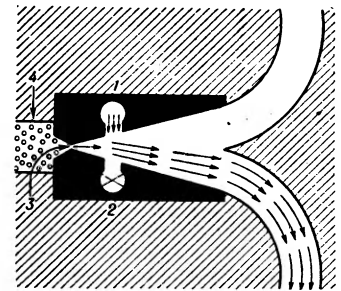


Рис. 4. Схема управления потоком газов, вытекающих из реактивного сопла. При перекрытии одного из каналов управления 1 или 2 прекращается отсасывание газов из этих каналов в основную струю, вытекающую из реактивного сопла 3 двигателя 4. Струя перебрасывается соответственно к верхней или нижней (как показано на рис.) стенке диффузорного участка канала, и поток направляется в верхнее или нижнее колено, создавая реактивную силу, под действием которой меняется курс ракеты.

Устройства такого типа могут применяться также в лабораторных и промышл. установках во всех случаях, когда при пульсирующей подаче жидкостей необходимо раздельно регулировать давления нагнетания и всасывания, относит. продолжительность периодов нагнетания и всасывания и частоту пульсаций. Перспективно применение С. п. при разработке приборов искусств. дыхания, в технике протезирования и др.

Теория элементов С. п. находится в стадии разработки. На основе теоретич. и экспериментальной гидроаэродинамики решаются задачи, специфические для области автоматич. управления. При исследовании характеристик струйных элементов используются данные теории турбулентных струй и теории струй идеальной жидкости.

Лит.: 1) З ал м а н з о н Л. А., Пневмоника, М., 1964; 2) «Control Engng», 1964, v. 11, № 9; 3) З ал м а н з о н Л. А., Проточные элементы пневматических приборов контроля и управления, М., 1961; 4) М а а s М. А., «Design News», 1964, v. 19, № 14. Л. А. Залманзон.

СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ в атмосфере — узкие квазигоризонтальные воздушные потоки в верхней тропосфере или стратосфере, имеющие тысячи км в длину, сотни км в ширину и неск. км в толщину. В центр. части, на т. н. оси С. т. скорость ветра $v \geq 30$ м/сек. С. т. наблюдаются почти над всеми частями земного

шара. Одновременно может наблюдаться неск. С. т., расположенных на различных широтах. Генетически они связаны с высотными планетарными фронтальными зонами, где велики горизонтальные градиенты темп-ры. Оси С. т. чаще всего ориентированы в широтном направлении. В Сев. полушарии наибольшая повторяемость С. т. над Японией, юго-востоком Сев. Америки и Британскими островами. Летом повторяемость С. т. и их средняя скорость меньше, чем зимой, в 1,5—2 раза.

В умеренных широтах ось С. т. располагается зимой на высоте $H = 7-9$ км, летом $H = 8-11$ км, а $v = 40-60$ м/сек, но может превосходить 100 м/сек. Субтропич. С. т. часто опоясывают земной шар почти непрерывной полосой; высота их оси $H = 12-15$ км, а v в среднем равно 70 м/сек. Над Японией зарегистрированы скорости до 200 м/сек. С. т. в стратосфере Сев. полушария чаще всего формируются на широтах $50^{\circ}-80^{\circ}$; у них $H = 25-30$ км, $v = 50-60$ м/сек зимой и $30-35$ м/сек летом. Направление ветра зимой западное, летом — восточное. Резче всего выражено С. т. вблизи полярного круга в области больших горизонт. контрастов темп-ры между зоной полярной ночи и более южными районами (т. н. С. т. «на краю полярной ночи»).

Если считать границей С. т. изотакх (линию одинаковых значений скорости) 30 м/сек, то средняя квадратичная ширина внутротпич. С. т. равна 1500 км, а субтропических — неск. больше 2000 км. Толщина С. т. равна 3—12 км и растет с увеличением скорости ветра в них. Ось С. т. обычно расположена на расстоянии не более 3 км от тропопаузы; в умеренных широтах весной, летом и осенью она в 60—70% случаев находится ниже тропопаузы, зимой же почти в 50% случаев высота оси С. т. равна высоте тропопаузы или больше ее.

В С. т. очень велики вертикальные и горизонтальные градиенты ветра; так, в слое, отстоящем на 2 км вверх и вниз от оси С. т., вертикал. градиент ветра в среднем равен 0,5—1 м/сек на 100 м, а непосредственно под осью С. т. — 3—5 м/сек на 100 м. На холодной (циклонической) стороне С. т. горизонт. градиент ветра равен 10—12 м/сек на 100 км, а на теплой (антициклонической) стороне С. т. — 8—10 м/сек на 100 км. Внутри С. т. чередуются участки размером в неск. десятков км с резким локальным изменением скорости ветра. Около границ этих зон горизонт. градиенты скорости ветра доходят до 1 м/сек на 1 км. Из-за больших градиентов ветра в С. т. интенсивно развита турбулентность, и полеты самолетов сопровождаются «болтанкой», к-рая наиболее заметна на циклонич. стороне С. т. Турбулентность вызывает также быстрые изменения конфигурации облачных элементов в С. т., и иногда в С. т. наблюдаются облака в форме спиральных вихрей с горизонтальной осью.

Лит.: 1) Воробьев В. И., Струйные течения в высоких и умеренных широтах, Л., 1960; 2) Погосян Х. П., Струйные течения в атмосфере, М., 1960; 3) Пинус Н. З., Шмелер С. М., Атмосферная турбулентность, влияющая на полет самолетов, в сб.: Атмосферная турбулентность, вызывающая болтанку самолетов, М., 1962. С. М. Шмелер.

СТРУКТУРА ДИСПЕРСНАЯ — неупорядоченная пространственная сетка, образующаяся при сцеплении частиц дисперсной фазы в дисперсионной среде. С. д. может быть коагуляционной или конденсационной и различаться по плотности. При достаточно большой плотности С. д. становится структурой мелкозернистого твердого тела (подробнее см. *Структурообразование, Дисперсные системы*). П. А. Ребиндер.

СТРУКТУРА МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛИТКА — размер и форма кристаллитов в различных частях объема литого металла. Как правило, С. м. с. характеризуется наличием трех зон. Первая образована конгломератом мелких, тесно спаянных друг с другом

кристаллитов и наз. зоной замороженных кристаллитов; она расположена непосредственно у поверхности слитка. Вторая, состоящая из вытянутых кристаллитов, оси к-рых ориентированы в направлении макс. теплоотода при формировании структуры слитка, занимает промежуточное положение и наз. зоной столбчатых кристаллитов. Третья, находящаяся в центре слитка, образована относительно большими кристаллитами, имеющими грубо сферич. форму, и наз. зоной равноосных кристаллитов. С. м. с. формируется в процессе кристаллизации расплавленного металла. В зависимости от условий кристаллизации, чистоты материала и др. причин относят. величина области, охватываемой каждой зоной, меняется. Возможны случаи, когда имеются только одна или две из перечисленных зон. Меняя содержание растворимых и нерастворимых примесей в металле, а также условия его затвердевания, можно в определенных пределах влиять на С. м. с.

В зависимости от С. м. с. существенно меняется поведение материала при обработке, а также его окончательные свойства. На стыке кристаллитов в столбчатой зоне слитка имеются слабые места, по к-рым при прокатке часто возникают трещины. Однако для нек-рых цветных сплавов (напр., латуни с 38—40% Zn), характеризующихся высокой пластичностью, при темп-ре прокатки столбчатая зона желательна вследствие большой плотности металла в ней. Равноосная зона, в противоположность столбчатой, не имеет участков с пониженной прочностью и в этом смысле безусловно более подходит для механич. обработки. К недостаткам этого вида структуры литого металла, как правило, относится повышенная пористость, приводящая к браку по пузырям при отжиге металла после прокатки. Следует, однако, отметить, что в спец. условиях можно получить равноосную структуру с достаточной плотностью. Со С. м. с. тесно связаны характерные особенности нек-рых типов *концентрационных неоднородностей* в сплавах — их величина, конфигурация и т. п.

Лит.: 1) Данилов В. И., Строение и кристаллизация жидкости, Киев, 1956, с. 473; 2) Уолкер Дж., в сб.: Жидкие металлы и их затвердевание, пер. с англ., М., 1962, с. 355; 3) Льюбов В. Я., в сб.: Физико-химические основы производства стали, М., 1957, с. 739; 4) Льюбов В. Я., Темкин Д. Е., в сб.: Проблемы металлургии и физики металлов. Шестой сборник трудов, М., 1959, с. 84; 5) Бочвар А. А., Металловедение, 5 изд., М., 1956; 6) Гуляева А. П., Металловедение, 2 изд., М., 1951. В. Я. Любов.

СТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРОВ — образование из высокомолекулярных линейных цепных макромолекул или из моно- и олиго- (ди-, три-, тетра- и т. д.) меров пространственных трехмерных «спитых» макромолекул. В структурированных полимерах отдельные сегменты линейных макромолекул соединены между собой поперечными цепями, образованными валентными (иногда координационными) связями. Частный случай — С. п. за счет образования водородных связей, как в белках и нуклеиновых кислотах.

Существуют неск. путей С. п.: 1) «сшивание» линейных макромолекул высокого молекулярного веса за счет взаимодействия различных хим. агентов с расположенными по цепи макромолекул функциональными группами или при воздействии ионизирующих излучений (вулканизация каучука, радиац. и хим. С. п.); 2) С. п. в процессе поликонденсации или полимеризации мономеров, содержащих 3 и более функциональные группы (образование фенолформальдегидных смол, сополимеризация стирола с дивинилбензолом); 3) образование структурированных полимеров из полифункциональных олиго- и полимерных соединений невысокого молекулярного веса (отверждение эпоксицидных, ненасыщенных полиэфирных смол, олигомерных эфиракрилатов).

Согласно количеств. представлениям о С. п. (статистич. анализ процесса трехмеризации), развитым в [3—5], образование трехмерных бесконечных макромолекул предшествует разветвлению, а также перекрещивание линейных макромолекул с той или иной степенью полимеризации n . Гелеобразование (образование бесконечной сетки) наступает при определенном критич. содержании шпигтых структур.

Структурированные полимеры по физико-механич. свойствам можно разделить на 2 группы, соответствующим тому, что сегменты макромолекул между отдельными узлами поперечных шпигтов в диапазоне эксплуатац. темп-р могут находиться в высокоэластическом (типичные эластомеры, напр. резины) или в стеклообразном состоянии (типичные пластики, напр. отвержденные фенолформальдегидные смолы).

Механич. свойства структурированных полимеров наиболее подробно исследованы в [6, 7]. Изучено [8] влияние степени С. п. (частота и регулярность сетки) на физико-механич. свойства отвержденных полимеров на примере вулканизированных каучуков (см. *Резина*). В случае пластиков эти зависимости изучены с количеств. стороны менее подробно, т. к.

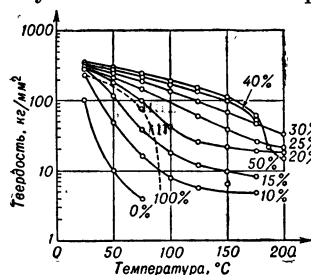


Рис. 1. Твердость ненасыщенного полиакрилата с различным содержанием стирола в качестве отвердителя (цифры у кривых).

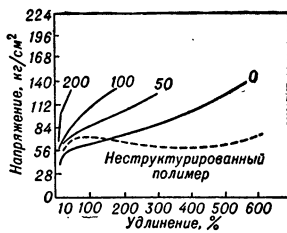


Рис. 2. Прочность полиэтилена с различным весовым содержанием сажи (цифры у кривых).

образующиеся при С. п. пространств. макромолекулы характеризуются высокой частотой и нерегулярностью сетки. С. п. приводит, как правило, к увеличению их хим. стойкости, термостабильности и теплоустойкости. Увеличиваются твердость (рис. 1) и часто одновременно хрупкость пластиков, модуль упругости, сопротивление сжатию и растяжению, снижается относит. удлинение (рис. 2) и т. д.

С. п. широко применяется в технике (резины, компаунды, связующее для наполненных и армированных пластиков и т. п.). Дальнейшее повышение теплоустойкости и термостабильности линейных полимеров требует получения материалов с очень жесткими цепными макромолекулами с предельно высокими темп-рами стеклования и плавления; при переработке таких полимеров (формование в изделия) возникают зачастую практически непреодолимые трудности из-за наступления термодеструкции ниже темп-р, требуемых для перевода полимеров в расплав. Формование изделий из относительно низкоплавких олиго- и полимеров с последующим С. п. позволяет преодолеть эти трудности. Особое внимание при этом следует уделить синтезу структур со строго регулярными сетками и управляемыми размерами сегментов макромолекул между отдельными узлами поперечных шпигтов. О синтезе кремнийорганич. структурированных полимеров — полиорганосилоксанов, исходя из 3- и 4-функциональных олигомеров, см. [9].

Лит.: 1) Николаев А. Ф., Синтетические полимеры и пластические массы на их основе, М.—Л., 1964; 2) Петров Г. С., Левин А. Н., Терморезиновые смолы и пластические массы, М., 1959; 3) Flory P. J., «J. Chem. Soc.», 1941, v. 63, № 11, p. 3083, 3096; 1942, v. 46, № 1, p. 132; J. Chem. Phys., 1941, v. 9, № 8, p. 860; 1942, v. 10, № 1, p. 51; 4) Stockmauer W. H., «J. Chem.

Phys.», 1943, v. 11, № 2, p. 45; 1944, v. 12, № 2, p. 125; 5) А. Фрей Т. А., Борер Д. Ж., Марк Г., Сополимеризация, пер. с англ., М., 1953; А. Фрей Т., Механические свойства высокополимеров, пер. с англ., М., 1952; 6) Бюхе Ф., в сб.: Физика полимеров, М., 1960; 7) Вуче Ф., Physical properties of polymers, N. Y.—L., 1962; 8) Ферри Д. Ж., Вязкоупругие свойства полимеров, пер. с англ., М., 1963; 9) Андрианов К. А., «ДАН СССР», 1961, т. 140, № 6, с. 1310. П. М. Валечкий.

СТРУКТУРНАЯ ВЯЗКОСТЬ — вязкость, связанная с возникновением структуры в жидкости и зависящая от градиента скорости ее течения. С. в. характерна для дисперсных систем и растворов полимеров. На рис. 1 приведены кривые течения $G(P_s)$ (градиент скорости в зависимости от напряжения сдвига) в стационарном ламинарном потоке и соответствующие им реологич. кривые $\eta = P_s/G$ для систем различного типа. Кривые типа 1 соответствуют ньютоновским жидкостям с постоянной вязкостью η , кривая 2 относится к структурированным жидкостям, кривые 3—3'' — к жидкопластичным (жидкообразным) системам с возрастающей степенью структурированности; кривые 4—4' — к твердопластичным системам. Жидкопластич. и твердопластич. системы обладают упругостью сдвига благодаря наличию пространственной сетки по всему объему, структурированные жидкости упругостью сдвига практически не обладают, т. к. у них участки структуры (агрегаты, флоккулы) взаимно не связаны. Кривые 2—3'' характеризуются нижним интервалом пропорциональности $G(P_s)$ и, соответственно, постоянной наибольшей вязкостью η_{max} (до нижнего предела прочности структуры P_k), средним интервалом падающей вязкости и верхним интервалом постоянной минимальной вязкости η_{min} , соответствующей разрушенной структуре. Наибольшая постоянная вязкость η_{max} может достигать 10^2 — 10^{10} пуаз , она характеризует течение с неразрушенной (суммарно) структурой, т. е. со структурой, непрерывно релаксирующей и восстанавливающейся с сохранением статистически постоянного наибольшего числа действующих связей. В этом интервале скорость восстановления связей равна скорости их распада, время релаксации упругих напряжений является наибольшим, не зависящим от P . Для жидкопластич. систем оно не превышает 10^5 сек. Второй интервал (падающая η) связан с постепенным разрушением структуры — с уменьшением среднестатистич. числа связей в стационарном потоке. Время релаксации упругих напряжений понижается с возрастанием P .

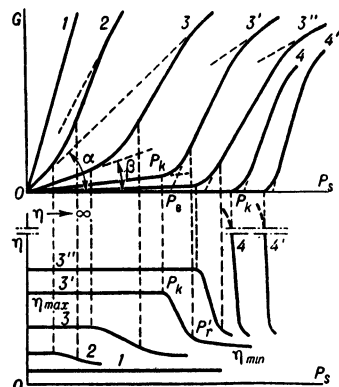


Рис. 1. Кривые течения $G(P_s)$ и соответствующие им кривые $\eta(P_s)$ для систем различного типа (описание в тексте). η_{max} и η_{min} связаны с углами β и α соотношениями: $\text{ctg } \beta = \eta_{max}$, $\text{ctg } \alpha = \eta_{min}$.

В твердопластич. системах (рис. 1, кривые 4—4') течение начинается только выше нек-рого практич. предела текучести P_k , пр., т. к. ниже этого предела времена релаксации очень высоки ($> 10^5$ сек) и η_{max} могут достигать 10^8 — 10^{12} и более пуаз . Аномалия вязкости — падение η с ростом G — может быть также вызвана (особенно в сильно разбавленных растворах с анизометричными частицами) ориентацией частиц в потоке, разворачиванием скрученных частиц и освобождением иммобилизованной жидкости. На рис. 2, а

и 2, б показаны кривые $P(\epsilon)$ (напряжение в зависимости от деформации сдвига) для жидкопластич. и твердопластич. систем, полученные при помощи эластовискозиметра. Появление на них максимума $P = P_r$ в предстационарной стадии деформации связано с тем, что большая группа связей уже не успевает релаксировать и разрушается, вследствие чего в стадии стационарного течения (P_s , после максимума

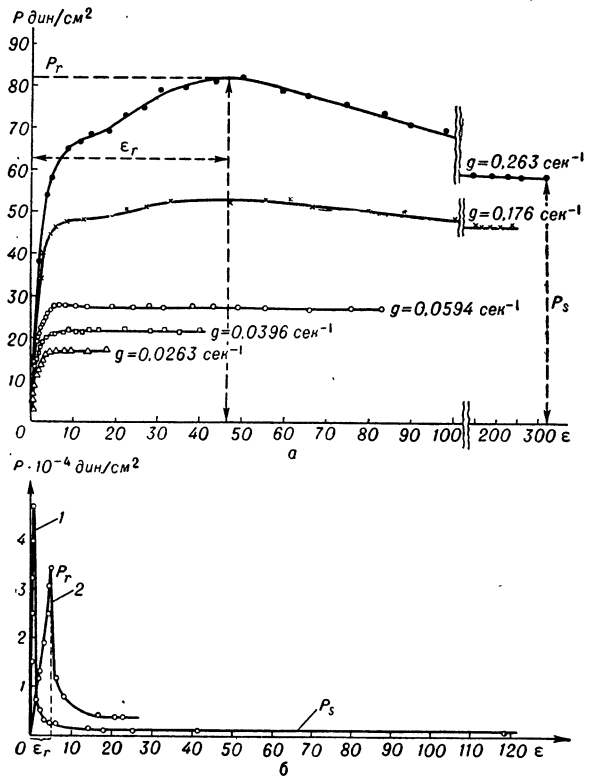


Рис. 2. а) Кривые $P(\epsilon)$ для 2% геля - раствора нефтената алюминия в вазелиновом масле (жидкопластич. система) при разных G ; б) Кривые $P(\epsilon)$ для 10% геля стеарата алюминия в вазелиновом масле ($G = 10^{-2} \text{сек}^{-1}$) (1) и для 5% геля желатин ($G = 30 \text{сек}^{-1}$) (2) (твердопластич. системы).

P_r) вязкость оказывается пониженной. Из кривых рис. 2, а видно, что до стационарного течения жидкопластич. система может обнаруживать деформационные свойства, подобные типичным твердым телам (мягкая сталь, полимеры), характеризующиеся наличием площадки на кривой $P(\epsilon)$, аналогичной *пределу текучести*, последующим упрочнением и *пределом прочности* P_r (временным сопротивлением). Из кривых рис. 2, б видно, что твердопластич. системы уже при малых G проявляют прочность и в этой стадии часто бывают хрупкими. Величины разрывных деформаций ϵ_r , соответствующих P_r , в твердопластич. системах не превышают десятков, а в эластично-жидкопластич. системах могут достигать сотен и даже десятка тысяч процентов. Интенсивность разрушения структуры при переходе через предстационарную стадию деформации определяет крутизну кривой $\eta(P)$, характеризующую С. в. В рассмотренном случае разрушение структуры при переходе через ϵ_r обратимо, тиксотропно и связано с распадом точек контакта, слабых узлов сетки и переплетений молекул, что доказывается постепенным нарастанием P_r с увеличением времени отдыха системы (после достижения P_s) до первоначальной величины. Однако при

высоких G может происходить и необратимое разрушение элементов структуры, к-рое в случае полимеров наз. деградацией и сводится к разрывам молекул.

С. в. часто характеризуют прямолинейным участком кривых $G(P_s)$ (2—4 на рис. 1), лежащим за нижней изогнутой частью, пользуясь экстраполяцией этого участка до $G = 0$ и *Бингема — Шведова формулой* $P_s = P_B + \eta^* G$. Вязкость η^* называют *пластической* и полагают, что P_B — предел текучести, ниже к-рого течение практически не имеет места. В этом случае загиб кривой в нижней части до прямолинейного участка приписывают только распространению течения (с вязкостью η^*) по зазору вискозиметра.

С. в. обнаруживается не только у объемных, но и у двумерных систем — адсорбционных слоев на границах жидкость — пар и жидкость — жидкость, *мономолекулярных слоев* нерастворимых веществ и у тонких двусторонних пленок пены, стабилизированных адсорбционными слоями.

Лит.: 1) Philippoff W., Viskosität der Kolloide, Dresden—Lpz., 1942; 2) Волярович М. П., Вязкость смазочных масел при низких температурах, ч. 1, М.—Л., 1944; 3) Трапезников А. А., в сб.: Новые методы физико-химических исследований поверхностных явлений, М., 1950 (Тр. Ин-та физ. химии, вып. 1); Труды Всесоюзной конференции по коллоидной химии (13—18 июня 1950 г., Киев), Киев, 1952, с. 175; «ДАН СССР», 1964, т. 155, № 2, с. 430; «Вестн. АН СССР», 1960, № 6, с. 70; 4) Трапезников А. А., Шалопаликина Т. Г., «Коллоидн. ж.», 1955, т. 17, № 6, с. 471; 1957, т. 19, № 2, с. 232; 1963, т. 25, № 6, с. 703; 5) Труды 3-ей Всес. конференции по коллоидной химии, М., 1956, с. 113, 144; 6) Ребиндер П. А., Иванов а Чумакова Л. В., в сб.: Успехи химии и технологии полимеров. [Сб. статей], сб. 2, М., 1957; 7) Рейнер М., Деформация и течение, пер. с англ., М., 1963.

СТРУКТУРНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ (дефекты)

в металлах и сплавах — локальные нарушения правильности строения решетки. С. н. всегда присутствуют в реальных кристаллах и определяют многие их физич. свойства. С. н. делятся на: а) точечные (напр., *вакансии*, атомы растворенного вещества в *твердых растворах* внедрения и замещения и т. п.); б) линейные (напр., *дислокации*, цепочки вакансий, и т. п., подробнее см. *Дефекты в кристаллах*); в) поверхностные неоднородности (границы зерен в поликристаллах, особые виды дислокаций и т. п.).

Граница зерна в идеальном случае — поверхность, разделяющая два кристалла (или зерна), к-рые имеют различную кристаллографич. ориентировку, состав или постоянную решетку. По своим физич. свойствам граница зерна отлична от области внутри зерен. Атом, расположенный на границе зерна, находится в положении, не соответствующем минимуму потенц. энергии, характерному для решеток прилегающих к границе кристаллитов, поэтому он обладает избыточной энергией. Вследствие наличия связи между соседними атомными плоскостями в твердых телах, повышенная энергия характерна не только для атомов, непосредственно находящихся на границе, но и для расположенных в нек-ром отдалении от нее. Подтверждением указанного положения является, напр., меньшая темп-ра плавления для грани зерен металлов, чем для их объемов, — это объясняется избыточной потенц. энергией атомов у поверхности отдельных кристаллитов. Особыми свойствами границ зерен обусловлены также преимущественный распад твердого раствора по границам зерен, быстрая диффузия вдоль них и др. явления. Вследствие наличия границ зерен поликристалл может быстро наклепываться, в то время как в монокристалле того же металла или сплава легко происходит скольжение. В случае сплавов на свойства границ зерен оказывают дополнительное влияние наличие *концентрационных неоднородностей*.

Лит.: 1) Теория ползуцети и длительной прочности металлов, М., 1959; 2) Ван Бюре н, Дефекты в кристаллах,

пер. с англ., М., 1962; 3) Damask A. C., Dienes G. J., Point defects in metals, N. Y.—L., 1964; 4) Вакансии и другие точечные дефекты в металлах и сплавах, пер. с англ., М., 1961; 5) Динс Дж., Виньярд Дж., Радиационные эффекты в твердых телах, пер. с англ., М., 1960; 6) Коттрелл А. Х., Дислокации и пластическое течение в кристаллах, пер. с англ., М., 1958; 7) Мак Глин Д., Границы зерен в металлах, пер. с англ., М., 1960. Б. Я. Любова.

СТРУКТУРНЫЙ МНОЖИТЕЛЬ — множитель, выражающий зависимость интенсивности интерференционных рентгеновских лучей, рассеянных трехмерной кристаллич. решеткой, от *атомного фактора* и от числа и расположения атомов в элементарной ячейке. За счет С. м. нек-рые интерференционные максимумы, удовлетворяющие условиям Лауэ, могут быть ослаблены или полностью погашены. Флу С. м. см. в ст. *Дифракция рентгеновских лучей*.

Сравнение вычисленных интенсивностей интерференционных максимумов с эксперимент. значениями служит чувствит. методом для определения расположения атомов внутри ячейки, т. к. малые сдвиги атомов резко сказываются на величине нек-рых максимумов. Отбор погашенных интерференционных максимумов позволяет определять элементы симметрии решетки и, следовательно, пространственную группу, к к-рой принадлежит кристалл, т. к. каждая пространственная группа имеет свои характерные погашения (см. *Рентгеновский структурный анализ*).

СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ в дисперсных системах — возникновение и развитие пространственных (сетчатых и цепочечных) структур-каркасов с различной степенью объемного заполнения их частицами дисперсной фазы. Плотность заполнения варьируется от сотых долей % до предельных значений.

С. обусловлено действием межмолекулярных сил различной природы, приводящим к сцеплению частиц дисперсной фазы и постепенному отверждению или загущению (повышению *структурной вязкости*) первоначально жидкой системы (таковы, напр., переходы *золь*—*гель* в коллоидных растворах).

Характер С. определяется энергией связи между взаимодействующими частицами дисперсной фазы, образующими структуру. Так, в условиях *коагуляции* между частицами, разделенными тонкими прослойками жидкой дисперсионной среды, действуют слабые ван-дер-ваальсовы силы, для к-рых энергия связи не превышает по порядку энергии теплового движения частиц. Образующиеся в этих условиях дисперсные структуры обладают сравнительно малой прочностью, пластичностью и эластичностью; после предельного разрушения они со временем вновь восстанавливаются — это т. н. *тиксотропные* структуры. Необходимые условия тиксотропии: 1) наличие достаточно большой фракции высокодисперсных (коллоидных) частиц, совершающих интенсивное броуновское движение, к-рое содействует сближению частиц коагуляционными (лиофобными) участками их поверхности и, следовательно, сцеплению частиц; 2) наличие фазовой мозаичности поверхности частиц. Этому, а также образованию пространственной структуры уже при малом объемном содержании дисперсной фазы, благоприятствует анизометрия частиц, к-рые могут иметь форму палочек, нитей или пластинок. В системах с анизометрич. частицами (бентонитовые глины, V_2O_5 в водной среде и др.) достаточно прочные пространственные сетки, соответствующие тиксотропному переходу в гель, образуются уже при неск. % объемного заполнения и даже при десятых и сотых долях % (в случае V_2O_5). Для коагуляционных структур с анизометрич. частицами характерна эластичность, проявляющаяся в упругом последствии при деформациях сдвига. Она связана с уменьшением энтропии системы при ориентации частиц по направлению действующего напряжения сдвига.

После снятия напряжения эластич. деформация сдвига постепенно спадает до нуля, — энтропия вследствие дезориентации частиц увеличивается.

В конденсационных (кристаллизационных) дисперсных структурах энергия связи велика — соответствует хим. связям или связям внутри частиц твердой фазы, определяющим прочность твердого тела. Таковы структуры твердения минеральных вяжущих веществ — цементов, образующиеся при срастании кристалликов новой (гидратной) фазы, возникающей при взаимодействии воды с вяжущим веществом. К этой же группе высокопрочных необратимо разрушающихся (нетиксотропных) структур (лишенных пластичности и эластичности) относятся: структуры керамич. твердых тел с различной пористостью, образующиеся спеканием уплотненных коагуляционных структур, а также предельно плотные структуры твердых тел, закристаллизовавшихся из расплава, и закристаллизованные стекла — ситаллы.

Управление процессами С. и механич. свойствами получаемых в результате С. материалов осуществляется изменением условий коагуляции, срастания или спекания частиц, в частности малыми добавками адсорбирующихся *поверхностно-активных веществ*.

П. А. Ребиндер.

СТРУНА — тонкая сильно натянутая гибкая нить, с равномерно распределенной по длине плотностью. С. — простейшая колебат. система с распределенными постоянными, к-рой часто пользуются для иллюстрации методов анализа, применяемых при решении задач о колебаниях более сложных механических, акустических и электрич. систем (см. *Краевые задачи*).

При малых поперечных смещениях у точек С. силы инерции, действующие на каждый участок; обладающий массой $\rho S dx$ (ρ — плотность, S — площадь сечения, x — координата вдоль С.), уравновешиваются упругими силами, возникающими из-за наличия силы натяжения T и зависящими от кривизны линии изгиба С. Условие равновесия сил имеет вид волнового ур-ния:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{T}{\rho S} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0,$$

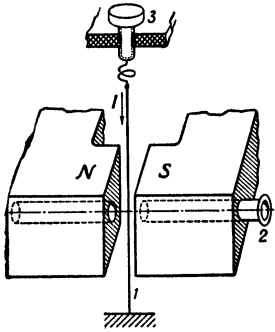
решение к-рого можно представить в виде двух бегущих волн, расходящихся из точки возбуждения в противоположные стороны $y = \frac{1}{2} [f(x - ct) + f(x + ct)]$. Заданное в начальный момент $t = 0$ распределение смещений $f(x)$ (или распределение скоростей) распространяется вдоль С. без к.-л. изменений со скоростью $c = \sqrt{T/\rho S}$. В точках закрепления С. на опорах происходит отражения волн, условия к-рых зависят от податливости точек закрепления. В случае жестких опор происходит полное отражение волн; при этом через промежутки времени τ , равные удвоенному времени пробега волны вдоль С., периодически повторяется первоначально заданное распределение смещений (либо скоростей), т. е. в С. возникают колебания с периодом τ и частотой $1/\tau$. Эти колебания могут быть разложены в спектр по гармонич. собственным колебаниям С., частоты к-рых f_n для случая жестких опор определяются соотношением: $f_n = nc/2L = (n/2L)\sqrt{T/\rho S} = (n/2L)\sqrt{\sigma/\rho}$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, L — длина С., а σ — напряжение, испытываемое материалом С. при натяжении T . При построении *музыкальных инструментов* колебания С. служат источником периодич. колебаний сложной формы с большим числом гармонич. составляющих.

Лит.: 1) Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; 2) Римский-Корсаков А. В., Дьяконов Н. А., Музыкальные инструменты, М., 1952; 3) Дьяконов Н. А., Рояли и пианино, М., 1964.

А. Н. Ривин.

СТРУННЫЙ ГАЛЬВАНОМЕТР — электроизмерительный прибор *магнитоэлектрической измерительной*

системы. Подвижную часть С. г. (рис.) образует проводник (струна) 1, натянутый в воздушном зазоре магнитной системы. Вследствие взаимодействия измеряемого тока I , протекающего через струну, с магнитным полем струна отклоняется на величину, прямо пропорциональную I , магнитной индукции B , квадрату длины проводника и обратно пропорциональную силе натяжения струны. Положение струны наблюдается через микроскоп 2 или же ее тень проектируется на матовый экран. С. г. отличаются быстротой действия и хорошей устойчивостью к механич. помехам при довольно высокой чувствительности к току, напряжению и заряду; имеются С. г. с ценой деления $6 \cdot 10^{-6}$ в при периоде совбст. колебаний



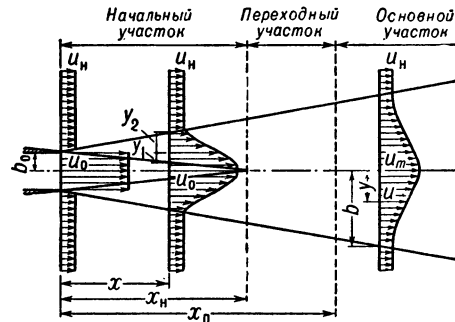
Принципиальная схема струнного гальванометра.

$1/120$ сек и сопротивлении струны 12 ом. Для повышения магнитной индукции в воздушном зазоре С. г. иногда применяют электромагниты. Чувствительность С. г. обычно регулируется изменением натяжения струны винтом 3. В связи с малой перегрузочной способностью, сложностью оптич. схемы и неудобством субъективного отсчета С. г. находят лишь ограниченное применение, преимущественно на подвижных объектах. М. В. Минц.

СТРУХАЛЯ ЧИСЛО (правильнее Струухаля число) (Strouhal V.) — критерий подобия нестационарных движений жидкости или газа. Если обозначить через v , t , N , l соответственно характерные для сравниваемых явлений скорости, времена, частоты и длины, то С. ч. будет равно $Sh = l/vt = Nl/v$. Иногда С. ч. определяют как обратную величину, так, напр., в теории винта вводят «относительную ступень», равную $\lambda = v/nD$ (n — число оборотов винта в сек, D — диаметр винта). В двух подобных нестационарных движениях С. ч. одинаковы (см. Подобия теория). В широких пределах изменения Рейнольдса числа закон постоянства $Sh = Nl/v = 0,19-0,20$ лежит в основе методов расчета частоты колебаний тел в потоках жидкости или газа (акустич. колебания упругих тел, напр. струн или стержней в потоках, колебания фабричных труб, перископов, пульсации давления в аэродинамич. среде за обтекаемыми телами и др.). В теории винта для геометрически подобных винтов коэфф. тяги, мощности и полезного действия зависят от λ .

СТРУЯ ТУРБУЛЕНТНАЯ — струя, образующаяся при истечении жидкости (или газа) в среду, с к-рой она способна смешиваться. Боковая граница С. т. неустойчива; на ней возникают хаотически движущиеся вихри, вызывающие турбулентное перемешивание соседних слоев потока. Турбулентность служит источником трения, теплообмена и диффузии между С. т. и окружающей средой в случаях, когда по обе стороны границы струи неодинаковы соответственно скорости, темп-ры или концентрации к.-л. вещества. Вследствие турбулентного перемешивания значения этих параметров в поперечном сечении струи изменяются плавно, т. е. на границе струи нет поверхности тангенциального разрыва (со скачкообразным изменением параметров), но имеется турбулентный пограничный слой — динамический, тепловой или диффузионный. С. т. возникают в реактивных двигателях, промышленных печах, вентиляционных установках, различных газовых машинах и аппаратах, теплообменниках и мн. др. объектах.

Обычно в С. т. давление постоянно. Пограничный слой струи (см. рис.) в направлении течения постепенно утолщается, приводя к сужению невозмущенного ядра струи, в к-ром скорость u_0 , темп-ра T_0 и концентрация χ_0 данного вещества в смеси постоянны;



к концу т. н. начального участка ядро исчезает. Далее в переходном участке скорость, темп-ра и концентрация начинают изменяться по оси струи. За переходным следует основной участок струи, на протяжении к-рого профили безразмерных избыточных значений скорости, темп-ры и концентрации в различных поперечных сечениях С. т. универсальны и связаны зависимостью:

$$\frac{\Delta u}{\Delta u_m} = \left(\frac{\Delta T}{\Delta T_m} \right)^{1/Pr} = \left(\frac{\Delta \chi}{\Delta \chi_m} \right)^{1/Pr} = f(\eta),$$

где $\eta = y/b$, $\Delta u = u - u_n$ — избыточная скорость, т. е. разность между скоростью u в точке, находящейся на расстоянии y от оси струи, и скоростью u_n окружающей среды; $\Delta u_m = u_m - u_n$ — макс. избыточная скорость в данном сечении; b — полутолщина (радиус) струи; $\Delta T = T - T_n$, $\Delta T_m = T_m - T_n$, $\Delta \chi = \chi - \chi_n$, $\Delta \chi_m = \chi_m - \chi_n$ — соответствующие значения избыточной темп-ры и избыточной концентрации; Pr — Прандтля число. По теории Тейлора, $Pr = 0,5$, что подтверждается опытами для плоских С. т., однако для осесимметричных струй опыты дают $Pr = 0,75-0,8$. u_m , T_m и χ_m вдоль оси основного участка существенно изменяются. В различных теориях струиной (свободной) турбулентности $f(\eta)$ имеет разные виды, однако все они практически близки друг к другу; наибольшее распространение получила кривая Шлихтинга, находящаяся в хорошем соответствии с опытными данными: $f(\eta) = (1 - \eta^{3/2})^2$. Увеличение толщины струи в основном участке (а также толщина пограничного слоя в нач. участке) пропорционально среднему значению степени турбулентности потока:

$$\frac{db}{dx} \sim \frac{|v'|}{|u|}, \text{ откуда } \frac{db}{dx} = C \frac{|u_m - u_n|}{|u|}. \quad (1)$$

Здесь $|v'|$ — средняя абс. величина поперечной пульсационной скорости, пропорциональная макс. разности скоростей в данном сечении струи, $|u|$ — средняя абс. величина скорости потока, к-рая в случае переменной плотности ($\rho = \text{var}$) определяется путем осреднения по толщине струи:

$$|u| = \int_0^b \rho u dy / \int_0^b \rho dy; \quad (2)$$

C — эмпирич. постоянная; в основном участке, как показывают опыты, независимо от формы струи, скорости и физич. состояния, во всех случаях можно принять $C = 0,22$; в начальном участке: $C = 0,27$. В нач. участке в связи с постоянством граничных значений скорости ($u_m = u_0 = \text{const}$, $u_n = \text{const}$)

толщина пограничного слоя пропорциональна удалению от начала струи: $b = \text{const} \cdot x$; граница основного участка струи в общем случае криволинейна, т. е. здесь скорость и плотность на оси С. т. переменны: $u_m = \text{var}$, $\rho_m = \text{var}$. Если струю несжимаемой жидкости ($\rho_n = \rho_m = \text{const}$) охватывает поток одинакового с ней направления, то $\frac{db}{dx} = C \frac{1-m}{1+m}$, где $m = u_n/u_m$; если такая струя распространяется во встречном потоке, то $u_m - u_n = |u_m| + |u_n|$, т. е. $\frac{db}{dx} = C$; последний результат относится и к затопленной струе (вытекающей в неподвижную жидкость). Значит, различие в плотностях струи и окружающей ее жидкости, как видно из (2), сказывается на толщине струи: при истечении очень плотной жидкости в среду малой плотности ($\rho_m \gg \rho_n$) скорость нарастания толщины струи может уменьшиться почти в два раза по сравнению со случаем постоянной плотности, в противоположных условиях ($\rho_m \ll \rho_n$) она увеличивается.

Для определения длины нач. участка струи нужно знать положение пограничного слоя в пространстве, к-рое определяется безразмерной величиной y_1/b (рис.); применяя к пограничному слою интегральные условия сохранения вещества, импульса и энтальпии, а также соотношение (1), можно получить приближенную зависимость $y_1/b = \Phi(\rho_n/\rho_0, u_n/u_0)$, к-рая в случае $\rho_n = \rho_0$ имеет вид: $y_1/b = 0,416 + 0,134 m$; в конце нач. участка величина y_1 равна полутолщине (радиусу) начального сечения струи: $y_{1n} = b_0$.

На основании тех же интегральных условий и соотношения (1) находят кривые изменения скорости и температуры по оси основного участка и полутолщину струи, причем получается, что избыточные значения скорости и темп-ры изменяются по почти гиперболич. закону, а кривые безразмерных избыточных концентраций совпадают с температурными ($\Delta x_m/\Delta x_0 = \Delta T_m/\Delta T_0$).

При отыскании абсциссы x_{II} исходят из следующих приближенных предположений: 1) началом основного участка считают сечение, в к-ром приближенно выполняется условие $\Delta u_m = \Delta u_0$; 2) границу струи на переходном участке считают прямолинейной, являющейся продолжением наружной границы нач. участка; 3) толщины струи в конце переходного и начале основного участков считают равными. В результате во всех случаях при $\rho_m = \rho_n$: $x_{II} \approx 1,5 x_n$. Аналогичные зависимости могут быть получены и для струй переменной плотности ($\rho_m \neq \rho_0$), в т. ч. и изобарич. сверхзвуковых струй газа.

Неизобарич. сверхзвуковая С. т., образующаяся при давлении в нач. сечении струи, существенно отличным от окружающего, обладает нек-рыми особенностями: при пониженном давлении возникает система ударных волн, за к-рой скорость струи уменьшается, а давление становится равным окружающему; при избыточном давлении струя сначала расширяется и скорость в ней увеличивается, но вследствие неизбежного перерасширения этот «газодинамический участок» струи завершается системой ударных волн, после к-рой давление уравнивается с окружающим. Эксперимент. исследования газодинамич. участка сверхзвуковой струи дают возможность приближенно рассчитать и такую струю; это облегчается тем, что в изобарич. зоне, следующей за газодинамич. участком, поведение сверхзвуковой струи подчиняется описанным выше закономерностям дозвуковой С. т. Теория С. т. дает возможность при нек-рых простых дополнит. предположениях решить ряд важных прикладных задач. Напр., удается определить гидравлич. сопротивление и теплоотдачу в открытой рабочей

части аэродинамич. трубы, потери давления в лабиринтных уплотнениях насосов и компрессоров и в поперечно-обтекаемых пучках труб теплообменников, рассчитать процесс смешения жидкостей (и газов) в *эжекторе*, найти траекторию вертикальной или наклонной струи, находящейся под действием гравитационных сил или бокового потока жидкости (или газа), получить основные зависимости, характеризующие двухфазные струи и, в частности, струи жидкости, распыливаемой в газе, и струи газа, распространяющейся в жидкости и т. п.

Лит.: 1) Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960; 2) Бэй Ши-и, Теория струй, пер. с англ., М., 1960; 3) Вулис Л. А., Кашкаров В. П., Теория струй вязкой жидкости, М., 1965. Г. Н. Абрамович.

СТУДНИ — растворы высокомолекулярных соединений в низкомолекулярных жидкостях, обладающие нек-рыми признаками твердых тел — отсутствием текучести при малых напряжениях сдвига, способностью к сохранению формы, заметной прочностью и упругостью. Характерные физ. свойства С. обусловлены их строением — наличием пространственной сетки, образуемой цепными макромолекулами полимеров, связанными силами межмолекулярного взаимодействия, водородными, ионными или ковалентными связями. Поскольку пространственную структуру С. образуют тончайшие молекулярные сетки, С. можно считать гомогенными, однофазными системами.

Устойчивые концентрированные С. возникают при ограниченном набухании высокомолекулярных тел, в том числе пространственных полимеров. С. могут быть получены в результате полимеризации и поликонденсации компонентов жидких растворов. Чаще их получают, охлаждая растворы высокомолекулярных веществ ниже темп-ры текучести или удаляя часть растворителя испарением.

С., в к-рых макромолекулы связаны непрочными водородными связями или силами межмолекулярного взаимодействия, при повышении темп-ры T обратимо переходят в вязко-текучее, а при понижении — в стеклообразное состояние. Если пространственная сетка образована прочными хим. связями, то С. не могут быть переведены в жидко-текучее состояние повышением T . Разбавленные С. часто оказываются неустойчивыми и с течением времени подвергаются *синергису*.

Сравнительно большие промежутки между цепями пространственной сетки разбавленных С. позволяют молекулам (ионам) низкомолекулярных веществ (в отличие от крупных коллоидных частиц и макромолекул) диффундировать в С. практически беспрепятственно, как в чистый растворитель. Поэтому С. (набухшие полимеры) часто применяют в качестве избирательно проницаемых («полупроницаемых») мембран для проведения электрохимич. процессов, для измерения осмотич. давления и для очистки растворов диализом, электродиализом и ультрафильтрацией, а также в качестве среды для изготовления фотографич. эмульсий.

Лит.: 1) Гликман С. А., Введение в физическую химию высокополимеров, Саратов, 1959, гл. IV; 2) Воюцкий С. С., Растворы высокомолекулярных соединений, 2 изд., М., 1960, гл. X; 3) Тагер А. А., Физико-химия полимеров, М., 1963, гл. XVIII. И. Н. Влобаев.

СТУПЕНЧАТОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ — процесс, состоящий из двух или более последовательных актов возбуждения одной и той же частицы (атома или молекулы), при к-рых частица сначала переходит на промежуточный энергетич. уровень, а затем — в результате дополнительного воздействия — на еще более высокий уровень. Впервые С. в. наблюдалось при оптич. возбуждении паров ртути, когда один и тот же атом последовательно поглощает 2 фотона. С. в. может наблюдаться при электронном возбуждении, когда один и тот же атом испытывает последовательно

два неупругих соударения с электронами. При этом энергия каждого из электронов в отдельности может быть меньше энергии прямого возбуждения до верхнего энергетич. уровня. Последнее обстоятельство существенно при анализе энергетич. баланса в плазме газового разряда, где обычно имеется мало быстрых электронов с энергией, достаточной для прямого возбуждения атомов и ионов газа до высоких энергетич. уровней.

Интенсивность спектральных линий, испускаемых за счет С. в., нелинейно зависит от концентрации возбуждающих электронов. С. в. определяется эффективным сечением и продолжительностью жизни атома в промежуточном состоянии. Эффективное сечение атома в возбужденном промежуточном состоянии больше эффективного сечения нормального атома, что увеличивает роль С. в. Если промежуточное состояние метастабильно с большой продолжительностью жизни, то роль С. в. особенно велика.

Лит.: 1) Митчелл А., Земанский М., Резонансное излучение и возбужденные атомы, пер. с англ., М.—Л., 1937, с. 48; 2) Фабрикант В., «УФН», 1947, т. 32, вып. 1; 3) Розгачев К., Фабрикант В., «ДАН СССР», 1957, т. 114, № 3, с. 528; 4) Мессис Г., Бархот Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958, с. 66.

В. А. Фабрикант.

СУБЛИМАЦИЯ — переход вещества из твердой фазы в газообразную, минуя жидкую фазу. С. — одна из разновидностей *парообразования* — возможна во всем диапазоне темп-р T и давлений p сосуществования твердой и газообразной фаз.

Термодинамич. закономерности С. и др. видов парообразования идентичны. Из кинематич. характеристик С. особый интерес представляет ее скорость m_w — масса вещества, сублимирующего в единицу времени. С темп-рой T_w поверхности вещества и давлением p_s его насыщ. пара m_w связана соотношением

$$m_w = \alpha (p_s - p_k) / (2\pi RT_w)^{0,5} \quad (1)$$

(т. н. ур-ние Кнудсена — Лэнгмюра), где α — коэфф. и спарения, $R = R_0/M_k$, R_0 — универсальная газовая постоянная, M_k — молекулярный вес паров, p_k — давление в облаке паров на расстоянии длины свободного пробега от поверхности. Ур-ние (1) получено на основе молекулярно-кинетич. теории при упрощающих расчет предположениях [3]: 1) α не зависит от парциальных давлений испарившихся компонентов и присутствующих инородных газов; 2) зависимость m_w от T_w остается неизменной при любых значениях указанных парциальных давлений. Наряду с (1) существуют соотношения, связывающие m_w с др. термодинамич. параметрами, к-рые могут оказаться удобными, если p_s и p_k не известны [3].

При С. в вакууме $p_k = 0$, и упрощенное т. о. ур-ние (1) применяется во многих эксперимент. методах определения α . Результаты измерения α нек-рых веществ см. в табл.

В пределах точности эксперимента зависимости α от T_w не обнаружено; загрязнение поверхности приводит к значит. понижению α .

Экспериментально установлено, что почти в каждом случае, когда $\alpha \ll 1$, молекула пара отличается от молекул конденсата вследствие ассоциации, диссоциации или полимеризации. При этом нельзя точно определить M_k в ур-нии (1) при расчете α и, что, вероятно, еще важнее, нарушается простая картина кинетич. равновесия, на к-рой основано это ур-ние, т. к. неполностью учитывается внутренняя энергия, поглощаемая или выделяемая молекулами. В связи с этим материалы принято подразделять на классы с $0,1 \leq \alpha \leq 1$ и с $\alpha \ll 0,1$ (см. табл.).

Теоретич. методы определения α , успешно развиваемые в последнее время применительно к самым различным типам веществ [2, 4], пока еще не доведены до стадии получения строгих расчетных ф-л. В рамках

молекулярно-кинетич. теории нельзя вычислить истинное значение p_k , т. к. оно определяется характером макроскопич. равновесия между интенсивностью С. и скоростью диффузионного и конвективного отвода паров от поверхности.

Коэффициенты испарения α нек-рых веществ.

Вещество	α	Диапазон темп-р, °С	Лит.
Металлы			
Бериллий	~1	898—1279	[2]
Медь	~1	913—1193	
Железо	~1	1044—1600	
Молибден	~1	1797—2231	
Никель	~1	1045—1329	
Титан	0,5—1,0	1377—1537	
Вольфрам	~1	2245—3027	
Неорганич. вещества неметаллы			
Углерод С	0,4	2400	[3]
Углерод С ₂	0,3	2400	
Углерод С ₃	0,1	2400	
Углерод С ₅	$\leq 10^{-3}$	2400	[2]
Вода (лед)	0,5—1,0	(-41) — (-59)	
Вода (лед)	0,94±0,06	(-85) — (-60)	
Иод	0,053—0,208	40—70	
Фосфор (красный)	10^{-9} — 10^{-7}	305—480	
Органические соединения			
Бензол	0,9	6	[2]
Хлороформ	0,16	2	
Кафара (синтетич.)	0,139	-14,5	
Метилловый спирт	0,045	0	
Нафталин	0,135	40—70	

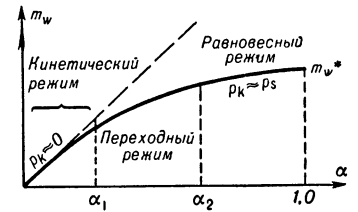
Основная практич. задача состоит в определении результирующей скорости С. при различных условиях в газообразной фазе над поверхностью твердого тела. В зависимости от величины α и от условий в газообразной фазе, всегда можно выделить три области протекания процесса С. (рис.): равновесную ($p_k \approx p_s$), кинетическую ($p_k \approx 0$) и переходную. В первой из них результирующая скорость С. $m_w \approx m_w^*$, т. е. близка к скорости диффузионного или конвективного переноса и практически не зависит от α , тогда как во второй m_w полностью контролируется кинетикой С. (1), причём влияние окружающей среды никак не проявляется.

Установление зависимости критич. коэфф. испарения α_1 и α_2 (рис.), а также предельной скорости С. m_w^* от параметров газообразной фазы (напр., с помощью теории *пограничного слоя*), представляет большой практич. интерес при выборе и управлении *теплозащитной* космич. аппаратов. В технике С. широко применяется также для очищения твердых веществ (возгонка с последующим осаждением паров непосредственно в форме кристаллов).

Лит.: 1) Киреев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1956; 2) Пол Б., Коэффициенты испарения, «Ракетная техника», 1962, № 9, с. 3; 3) Scala S. M., Vidale G. L., Vaporization processes in the hypersonic laminar boundary layer, «Internat. J. Heat Mass Transfer», 1960, v. 1, № 1, p. 4—22; 4) Куртн И., Последние достижения в области конденсации и испарения, «Ракетная техника», 1961, № 6; 5) Кнаске О., Странски И. Н., The mechanism of evaporation, «Prog. Metal. Phys.», 1956, v. 6, p. 181—235; 6) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, 2 изд., М., 1959; 7) Робертс Дж., Теплота и термодинамика, пер. с англ., М.—Л., 1950.

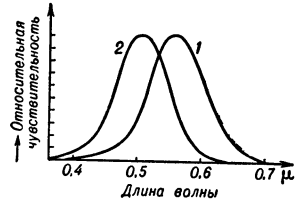
Ю. В. Полежаев.

СУБЪЕКТИВНЫЕ ТОНА — комбинационные тона, возникающие в слуховом аппарате человека при воздействии на него звука большой интенсивности из-за нелинейности процесса восприятия звука.



Вид зависимости m_w от α при сублимации в газовой среде.

СУМЕРЕЧНОЕ ЗРЕНИЕ — зрение при низких освещенностях. Чистое С. з. (при освещенности ниже 0,01 лк) осуществляется только палочками, поэтому



Дневная (1) и сумеречная (2) кривые видности.

цветное зрение отсутствует. Порог чувствительности глаза при С. з. в 10^4 — 10^5 раз меньше, чем у глаза, адаптированного к дневным яркостям (см. *Адаптация*). При С. з. не работает колбочковый аппарат сетчатки, в связи с чем видности кривая изменяется (рис.) (см. также *Пуркине явление*) и область макс. чувствительности сетчатки смещается на 10 — 20° от центральной ямки. См. также *Зрение*.

СУММ ПРАВИЛО (для интенсивностей спектральных линий) состоит в следующем: если спектральная линия возникает при переходе между 2 мультиплетными уровнями $nLS \rightarrow n'L'S'$, то сумма интенсивностей всех компонент тонкой структуры, начинающихся с одного подуровня J , пропорциональна $2J+1$, а сумма интенсивностей всех компонент тонкой структуры, кончающихся на одном подуровне J' , пропорциональна $2J'+1$ (правило Дорелло-Бюргера). Для главной серии щелочных металлов ($^2P_{1/2, 3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$, рис. а) отношение интенсивностей $I_a : I_b = 4 : 2$, а для диффузной (1-й побочной) серии ($^2D_{3/2, 5/2} \rightarrow ^2P_{1/2, 3/2}$, рис. б) ($I_a + I_b$) : $I_c = 4 : 2$; $I_b : (I_a + I_c) = 6 : 4$, $I_a : I_b : I_c = 1 : 9 : 5$.

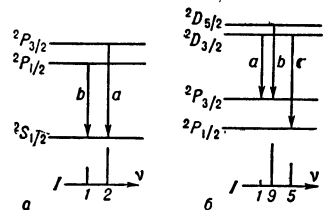


Схема уровней и переходов (вверху) и расположения линий в спектре (внизу) для дублетов главной (а) и диффузной (б) серий щелочных металлов; высота штрихов в спектре пропорциональна отношению интенсивностей линий.

Сотношений, вытекающих из С. п., в большинстве случаев недостаточно для определения относительной интенсивности компонент тонкой структуры. В этом случае пользуются приближенными С. п., полученными на основе конкретной модели атома. С. п. также справедливо для компонент *свертского расщепления* (см. также *Сила осциллятора*). Лит.: см. при ст. *Спектроскопия атомная*.

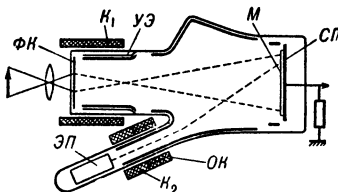
СУММОВОЙ ТОН — комбинационный тон с частотой $\omega_1 + \omega_2$, возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на нее двух звуковых колебаний с частотами ω_1 и ω_2 (см. также *Комбинационные колебания*).

СУПЕРАЭРОДИНАМИКА — то же, что *разреженные газы аэродинамика*.

СУПЕРГЕТЕРОДИН — радиоприемное устройство, в к-ром основное усиление сигнала производится на промежуточной частоте, равной разности или сумме частот принимаемого сигнала и вспомогат. генератора, наз. *гетеродином* (см. *Радиоприемные устройства*).

СУПЕРИКОНОСКОП — передающая телевизионная трубка с накоплением зарядов. Оптич. изображение передаваемого объекта проектируется на полупрозрачный *фотокатод ФК* (см. рис.). Электроны эмитируются фотокатодом с плотностью, пропорциональной освещенности его отдельных точек, и образуют т. н. электронное изображение. Далее электроны ускоряются электр. полем между фотокатодом и внутренним цилиндрич. электродом УЭ и с помощью электронной линзы (образованной магнит-

ным полем катушки K_1 и ускоряющим электростатич. полем) фокусируются на мишени M . Мишень представляет собой тонкую диэлектрич. пластинку (напр., слюда), поверхность к-рой, обращенная к фотокатоду, покрывается слоем диэлектрика с большим коэфф. вторичной электронной эмиссии σ . Противоположная сторона мишени металлизирована и образует сигнальную пластину $СП$. Любой элемент облучаемой поверхности мишени образует по отношению к сигнальной пластине элементарную емкость, на к-рой происходит накопление зарядов в процессе переноса электронного изображения с фотокатода. Процесс накопления усиливается за счет большого σ мишени. Накапливаемые на элементарных емкостях заряды считываются электронным пучком, периодически обегаяющим (сканирующим) всю поверхность мишени. Пучок формируется электронным прожектором ЭП, фокусируется спец. магнитной линзой K_2 и отклоняется двумя парами отклоняющих катушек $ОК$. Разряд элементарных емкостей сопровождается протеканием тока видеосигнала в цепи сигнальной пластины, являющейся их общей обкладкой. Механизм образования сигнала в С. в основном тот же, что и в *иконоскопе*, однако процесс установления распределения зарядов и потенциалов на поверхности мишени здесь усложнен явлениями перераспределения вторичных электронов, вызванных фототоком. Чувствительность С. выше, чем у *иконоскопа*, примерно в 4 раза.



Лит.: 1) Гуревич С. В., *Физические процессы в передающих телевизионных трубках*, М., 1958; 2) Лукьянов С. Ю., *Фотоэлементы*, М.—Л., 1948. В. Л. Герус.

СУПЕРМАЛЛОД — магнитно-мягкий материал, обладающий рекордно высокими значениями магнитной проницаемости в слабых магнитных полях (см. *Пермаллод*).

СУПЕРОРТИКОН — передающая телевизионная трубка с накоплением зарядов. Оптич. изображение передаваемого объекта проектируется на полупрозрачный *фотокатод ФК* (рис. 1), эмитирующий по-

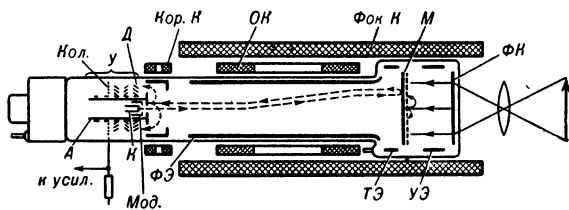


Рис. 1. Схематич. изображение суперортикона.

ток электронов i_{ϕ} , плотность к-рого в любой точке фотокатода пропорциональна ее освещенности. Этот поток, образующий электронное изображение, фокусируется на двусторонней мишени M однородным магнитным полем катушки $Фок. К$ и ускоряющим электростатич. полем цилиндрич. электрода УЭ. Мишень представляет собой тонкую пленку стекла в сочетании с близко расположенной к ней мелкоструктурной сеткой. Попадая на пленку мишени, фотоэлектроны вызывают эмиссию значит. числа вторичных электронов $i_{\text{вт}}$, вследствие чего поверхность пленки заряжается положительно. Этот процесс накопления зарядов, происходящий для каждой точки в течение времени, равного времени передачи одного кадра изображения, можно рассматривать как зарядку элементарной емкости C_1 , образованной по-

верхностью элемента мишени, обращенной к фотокатоду, и сеткой, зарядным током $i_3 = i_{вТ} - i_{\phi}$ (рис. 2). Зарядка уменьшает первоначальную разность потенциалов между точками a и b и прекращается, когда потенциал пленки достигает потенциала сетки (прекращается отбор вторичных электронов сеткой). Т. о., на пленке возникает потенциальный рельеф, соответствующий распределению освещенности на фотокатод. Т. к. при этом емкость C_2 , образованная обеими

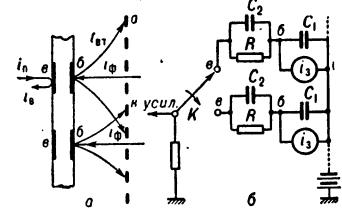


Рис. 2. Элемент мишени (а) и его эквивалентная схема (б); i_{ϕ} — ток, образованный электронным пучком; $i_{вТ}$ — возвращающимися электронами; R — сопротивление утечки пленки.

сторонами пленки, не заряжается, то изменение потенциала ее фотокатодной стороны повторяется и на противоположной стороне. Эта сторона обегается (сканируется) по закону телевизионной развертки электронным лучом. Последний создается электронным прожектором, фокусируется магнитным полем $\Phi_{ок}$. K и электростатич. полем электрода $\Phi_{э}$ и отклоняется двумя парами отклоняющих катушек OK . Прожектор содержит катод K , управляющий электрод (модулятор) $Мод$ и анод A , оканчивающийся плоским диском с небольшим центральным отверстием. Т. к. сетка мишени поддерживается при столь низком потенциале, что мишень в процессе накопления зарядов изменяет потенциал на $\pm (2-3) \epsilon$ относительно K , то электроны пучка подходят к мишени с малыми скоростями, при к-рых вторичная эмиссия электронов с мишени мала. Благодаря этому пучок нейтрализует потенциальный рельеф на мишени, снижая потенциал всех участков сканируемой стороны мишени почти до потенциала катода. При этом часть электронов оседает на мишени, а часть после торможения вблизи мишени возвращается обратно в сторону анода (рис. 1). От наиболее положит. участков мишени (светлые места изображения) возвращается наименьшее число электронов, от наименее положительных (темные места) — наибольшее, практически равное числу электронов первичного пучка. Т. о., возвращающийся к аноду поток электронов оказывается промодулированным потенциальным рельефом на мишени. Переменная составляющая этого потока представляет собой видеосигнал. Для нормальной работы C отклоняемый первичный пучок должен подходить нормально к поверхности мишени при любом положении. Это обеспечивается: а) особенностями отклонения при наличии продольного фокусирующего поля (рис. 1), б) подбором потенциала тормозящего электрода $TЭ$ и в) обеспечением входа пучка по оси магнитного фокусирующего поля с помощью корректирующих катушек $Кор. K$, создающих поперечное поле нужного направления. Возвращающийся поток электронов попадает на диск анода A , служащего первым диодом *электронного умножителя* $У$, остальные диоды к-рого D имеют вид жалюзи, окружающих прожектор. После попадания на сплошной последний диод поток улавливается сетчатым коллектором $Кол$ и далее поступает на усилитель. При коэфф. усиления видеосигнала умножителем ~ 1000 чувствительность C ограничивается не шумами видеоусилителей (как у др. типов передающих трубок), а его собственными флуктуационными шумами. Поэтому C работает при значительно меньшей освещенности на фотокатод, чем др. типы передающих трубок ($\sim 0,1$ лк).

Процесс считывания накопленных зарядов пучком можно представить как коммутацию отд. элементов

мишени с помощью скользящего заземленного контакта K (рис. 2, б). При этом потенциал точки ϵ снижается до 0, а потенциал точки b уменьшается в $C_1/(C_1 + C_2)$ раз относительно изменения ΔU_{ϕ} , к-рое каждый элемент мишени приобрел в процессе накопления зарядов. Т. о., при коммутации накопленный заряд переходит с C_1 на C_2 , между обеими сторонами мишени возникает разность потенциалов. В связи с этим необходимо, чтобы материал мишени имел заданную проводимость, чтобы за время длительности одного телевизионного кадра емкость C_2 могла разрядиться за счет утечек через пленку.

Лит.: 1) Гуревич С. Б., Физические процессы в передающих телевизионных трубках, М., 1958; 2) Герус В. Л., Образование видеосигнала в телевизионных передающих трубках, «Техника кино и телевидения», 1958, № 4; его же, Накопление и считывание потенциального рельефа в телевизионных передающих трубках, там же, № 5. В. Л. Герус.

СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ — квази-парамагнитное поведение систем, состоящих из совокупности экстремально малых ферро- или ферримагнитных частиц. Частицы этих веществ при определ. малых размерах переходят в однодоменное состояние (см. *Однодоменные ферромагнитные частицы*) с однородной *самопроизвольной намагниченностью* по всему объему частицы. При дальнейшем уменьшении размеров частиц в условиях сохраняющейся намагниченности (если темп-ра T остается ниже *Кюри точки*) начинает возрастать вероятность тепловых флуктуаций направлений вектора ее магнитного момента M . Поскольку M ориентируется вдоль *легчайшего направления намагничивания*, определяемого суммарной *магнитной анизотропией* частицы, то для отклонения M от этого направления необходимо преодолеть энергетич. барьер величиной KV , где K — константа магнитной анизотропии, V — объем частицы. Тепловые флуктуации направлений момента M становятся весьма вероятными, когда средняя тепловая энергия $kT \geq KV$. В типичных ферро- или ферримагнитных веществах $K \sim 10^7 - 10^8$ эрг/см³. Т. о., при $T \sim 100^\circ K$ ($k \sim 10^{-16}$ эрг/град), когда $kT \sim 10^{-14}$ эрг, тепловые флуктуации становятся заметными в частицах, объем к-рых меньше, чем $10^{-21} - 10^{-17}$ см³, или линейные размеры меньше $\sim 10 - 100 \text{ \AA}$. При этих условиях совокупности таких частиц ведут себя по отношению к воздействию внешнего магнитного поля H и темп-ры T подобно парамагнитному газу атомов или молекул, с той лишь разницей, что в газе в результате тепловых флуктуаций (столкновений) изменяют ориентацию сами атомы (молекулы) вместе со своими магнитными моментами, тогда как однодоменные ферро- или ферримагнитные частицы остаются неподвижными, происходит лишь изменение ориентации их однородного момента M под действием тепловых флуктуаций. Несмотря на это различие, эффект оказывается в обоих случаях одинаковым. Этим и обусловлено введение термина C . В системах с C элементарными носителями магнетизма являются не отдельные атомы (молекулы), а макрочастицы, содержащие до $10^3 - 10^6$ атомов. Зависимость относит. намагниченности I/I_0 систем с C . (I_0 — магнитное насыщение при $0^\circ K$) от H и T описывается ф-лой Ланжевена:

$$I/I_0 = \text{cth}(MH/kT) - kT/MH. \quad (1)$$

В силу больших значений M в системах с C весь ход ф-ции (1) можно получить в легко достижимых полях H . Размер частиц с C можно определить по измерению начального наклона (1), равного $M/3kT$. Можно также определить времена релаксации магнитного момента и другие равновесные и кинетич. магнитные характеристики C . Типичными примерами систем с C являются сплавы меди с кобальтом ($\sim 2\%$ Co),

мелкие выделения железа в β -латуни ($\sim 0,1\%$ Fe), сплавы Cu с Mn, Au с Ni, тонкие порошки Ni и нек-рых ферритов. Очень мелкие частицы антиферромагнетиков также обладают особыми магнитными свойствами, похожими на С., поскольку в них происходит нарушение полной компенсации моментов подрешеток магнитных и они ведут себя как ферромагнитные частицы в состоянии С.

С. интересен не только как специфич. магнитное явление, он открыл новые возможности для тонких структурных исследований, напр., в дисперсионотверждающих сплавах, поскольку исследование свойств С. позволяют разработать весьма чувствит. неразрушающие методы определения размеров, формы, количества и состава выпадающей магнитной фазы в начальных стадиях ее зарождения и роста. С. находит также применение в проблеме изучения магнетизма горных пород.

Лит.: 1) Néel L., «Compt. rend. Acad. Sci.», 1949, t. 228, № 8, p. 664; ег о же, «Ann. géophys.», 1949, t. 5, fasc. 2, p. 99; 2) Bean C. P., «J. Appl. Phys.», 1955, v. 26, с. 1381; 3) Bean C. P., Livingston J. D., «J. Appl. Phys.», 1959, Suppl. to v. 30, № 4, p. 120; 4) Магнитные свойства металлов и сплавов [пер. с англ.], под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961, гл. 5, § 5, гл. 8, § 5; 5) З на мен с к и й Б. В., Ф а к и д о в И. Г., «ФММ», 1962, т. 14, вып. 3, с. 391; «Укр. фізичний ж.», 1963, т. 8, № 3, с. 320; 6) В е с к е р Ж. Ж., «J. Metals», 1957, v. 9, № 1, sec. 2, p. 59; 7) Néel L., «Compt. rend. Acad. Sci.», 1961, t. 252, № 26, p. 4075; 1961, t. 253, № 1, p. 9; 1962, t. 254, № 4, p. 598.

С. В. Вонсовский.

СУПЕРПОЗИЦИИ ПРИНЦИП выражает фундамент. свойства полей, рассматриваемых в электродинамике (или в теориях нек-рых других полей) и в квантовой механике. С. п. утверждает, что если существуют нек-рые 2 поля (т. е. распределения в пространстве нек-рой величины, напр. векторов электромагнитного поля) f_1 и f_2 , то можно осуществить и поле, равное сумме этих двух полей: $f = f_1 + f_2$. Отсюда далее следует, что если возможны поля $f_i (i = 1, 2, \dots, n)$,

то можно реализовать и поле $f = \sum_{i=1}^n c_i f_i$, где c_i — постоянные. Математич. выражением С. п. является линейность ур-ний, определяющих соответствующее поле. Поэтому, напр., С. п. не верен для гравитационного поля, описываемого нелинейными ур-ниями Эйнштейна (он приближенно справедлив лишь для слабых гравитационных полей, для к-рых ур-ния м. б. приближенно заменены линейными ур-ниями).

Классич. Максвелла уравнения для электромагнитного поля в пустоте линейны. Если определенные типы полей обусловлены определенным распределением зарядов (излучателей, экранов и т. д.), то результирующее поле получится при соответствующем наложении распределений зарядов. В веществе линейность ур-ний Максвелла в общем случае не выполняется строго, однако в ряде практически важных случаев она осуществляется, когда с хорошей точностью имеет место линейная связь между векторами поля E , H и векторами индукции D , B или векторами поляризации P , M (когда последние малы). Примером существенного отклонения от линейности являются ферромагнетики. Малые отклонения от линейности (соответственно нарушения С. п.) обнаруживаются в ряде случаев. В интенсивных полях (напр., в пучках света, получаемых при помощи оптических генераторов) наблюдаются существенно нелинейные явления — удвоение частоты и др.

Квантовая электродинамика показывает, что и вакуум является поляризующей средой. Это связано с возможностью образования электронно-позитронных пар. Отклонения от линейности ур-ний электромагнитного поля в вакууме чрезвычайно малы, но, в принципе, существуют и могут приводить к специфич. явлениям, противоречащим С. п., напр. к рассеянию света светом.

В квантовой механике С. п., наряду с соотношением неопределенностей, — основной принцип. В квантовой механике рассматриваются суперпозиции состояний. Если существуют состояния, описываемые волновыми ф-циями ψ_i , то возможна реализация состояния $\psi = \sum_i c_i \psi_i$, и обратно, каждое состояние ψ

можно интерпретировать как суперпозицию состояний ψ_i . Выбор совокупности волновых ф-ций ψ_i связан с выбором определенных динамич. характеристик системы, коэффициенты c_i определяют распределение вероятностей соответствующих величин.

С. п. в квантовой механике играет более фундаментальную роль, чем в электродинамике. Здесь это не приближенный, а строгий принцип, выражающий самую возможность квантовомеханич. описания, возможность физич. интерпретации формального аппарата квантовой механики. С. п. сохраняется и во всех обобщениях квантовой механики, в релятивистской квантовой теории, в квантовой теории полей. В этих областях С. п. применяется не к полям, а к состояниям (функционалам) обобщенной системы.

В. В. Верестейкий.

СУПЕРРЕГЕНЕРАТОР (с в е р х г е н е р а т о р) — радиоприемное устройство с регенерацией; регенератор, у к-рого параметр, определяющий величину обратной связи, периодически изменяется с частотой, лежащей за пределами слышимости человек. уха (30—100 кГц). Регенератор обладает макс. чувствительностью, когда обратная связь близка к критич. значению, при к-ром возникают собств. колебания (генерация). Работа регенератора неустойчива, т. к. незначит. изменения параметров цепи обратной связи вызывают генерацию, делающую невозможным прием сигналов. В С. применяется возбужденный регенератор, у к-рого генерация периодически срывается (напр., смещением рабочей точки сеточной характеристики лампы на участок с меньшей крутизной S). При этом амплитуда всплесков собств. колебаний управляется принимаемым сигналом, что обеспечивает на выходе С. появление напряжения, совпадающего по форме с модулирующим напряжением на передающей радиостанции. Аналогичный режим может быть получен также в параметрич. устройствах, в к-рых регенерация осуществляется за счет г е н е р а т о р а к а ч к и.

Недостаток С. — высокий уровень шумов. Комбинационные частоты, возникающие за счет взаимодействия собств. колебаний контура и колебаний вспомогат. генератора ультразвуковой частоты, приводят к появлению сложной резонансной кривой, существенно расширяющей полосу пропускания частот.

Лит. см. при ст. Радиоприемные устройства.

А. А. Брандт.

СУРЬМА (Stibium) Sb (в нек-рых странах Европы и в США — Antimonium) — хим. элемент V гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 51, ат. в. 121,75. Состоит из 2 стабильных изотопов: Sb^{121} ($57,25\%$) и Sb^{123} ($42,75\%$). Важнейшие радиоактивные изотопы Sb^{122} (β^- , β^+ , ϵ ; $T_{1/2} = 2,8$ дня), Sb^{124} (β^- ; $T_{1/2} = 60,2$ дня), Sb^{125} (β^- , $T_{1/2} = 2,0$ года). Электронная конфигурация $d^{10}s^2p^3$. Энергия ионизации (ϵ): $Sb^0 \rightarrow Sb^+ \rightarrow Sb^{2+} \rightarrow Sb^{3+} \rightarrow Sb^{4+} \rightarrow Sb^{5+}$ 8,64; 16,5; 25,3; 44,0 и 55,4.

С. существует как в устойчивой при обычных условиях кристаллич. форме (решетка ромбоэдрическая: $a = 4,4976$ кХ, $\alpha = 57^\circ 6' 27''$), так и в неск. аморфных формах: взрывчатая С., черная С. (переходит в кристаллич. С. при $\sim 400^\circ$, все темп-ры в $^\circ C$), желтая С. (переходит в кристаллич. С. при -50°). Атомный радиус 1,61 Å, ионный (Å): Sb^{3+} 0,90; Sb^{5+} 0,62; Sb^{3-} 2,08. Плотность кристаллич. С. (g/cm^3) 6,6909, жидкой С. 6,55. $t_{пл}$ $630,5^\circ$, $t_{кип}$ $1635-1645^\circ$. Теллоты

плавления и испарения ($\text{ккал/г} \cdot \text{атом}$) 4,8 и 40—45. Уд. теплоемкость ($\text{кал/г} \cdot \text{град}$) кристаллич. С. $C_p = 0,0453 + 1,46 \cdot 10^{-5} T$ ($0^\circ - t_{\text{пл}}^\circ$), жидкой — 5,88 ($t_{\text{пл}}^\circ - 1000^\circ$). Коэфф. термич. расширения поликристаллич. С. $11,5 \cdot 10^{-6}$ ($0-100^\circ$). При затвердевании С. расширяется. Теплопроводность ($\text{кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$): 0,045 (0°), 0,038 (200°), 0,057 (600°), 0,050 (700°). Уд. электросопротивление 42 ($\text{мк ом} \cdot \text{см}$) (20°), температурный коэфф. электросопротивления $5 \cdot 10^{-3}$. Работа выхода 4,08—4,56 эв. С. диамагнитна, уд. магнитная восприимчивость — $0,81 \cdot 10^{-6}$. Характеристич. темп-ра 140°К . С. — хрупкий металл. Коэфф. сжимаемости $2,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{кг}$ (30°). Модуль упругости 7900 кг/мм^2 , модуль сдвига 2000 кг/мм^2 . Твердость по Моосу 3,0, по Бринеллю 30—40 кг/мм^2 . Предел упругости 3,5 кг/мм^2 , предел прочности 8,6 кг/мм^2 . Основные валентности С. 3, 5 и —3. Окисел Sb_2O_3 амфотерен, Sb_2O_5 кислотен.

Лит.: 1) Бюллеринг ЦНИИолово, вып. 1—2, Новосибирск, 1960; 2) Сурьма. Сборник переводов, М., 1954; 3) С а ж и н Н. П., Сурьма, М.—Л., 1941. А. М. Егоров.

СУСПЕНЗИИ — дисперсные системы, в к-рых частицы твердого тела (дисперсная фаза) распределены (взвешены) в жидкой дисперсионной среде. С. могут быть получены при выделении твердой фазы из пересыщенного раствора или переохлажденного расплава, при коагуляции, диспергировании. Дисперсность С. обычно определяется методами дисперсионного анализа.

С. неустойчивы — в них самопроизвольно развиваются процессы агрегирования частиц (коагуляция, флокуляция), к-рые могут быть замедлены (практически предотвращены) введением стабилизаторов (см. Стабилизация дисперсных систем). С увеличением концентрации дисперсной фазы в С. возникают процессы структурообразования, а при наличии коллоидной фракции наблюдается явление тиксотропии.

П. А. Ребиндер.

СУХАЯ АДИАБАТА — адиабата, характеризующая изменение состояния сухого или (с большой степенью приближения) ненасыщенного влажного воздуха (т. н. сухоадиабатич. процессе). Подробнее см. Адиабатический процесс в атмосфере.

СУШКА — термич. процесс удаления (испарения) влаги из влажных твердых материалов. С. сопровождается тепло- и массообменом. При испарении влаги с поверхности в материале возникает градиент концентраций влаги, в результате к-рого она перемещается из глубинных слоев материала к его поверхности. Скорость этого перемещения, сопряженного с затратой энергии на преодоление связи влаги с твердым веществом, зависит от характера этой связи (см. Влажность, Гигроскопичность).

С. осуществляется в спец. аппаратах (периодического или непрерывного действия) — сушильках — с регулируемым подводом тепла при определенных рабочих параметрах (темп-ре, давлении, скорости агента С. и т. п.). По способу сообщения тепла различают сушилки конвективные (высушиваемый материал омывается потоком предварительно нагретого газа); контактные (тепло передается от нагретых поверхностей теплопроводностью); терморационные (тепло передается материалу от металлич. и керамич. излучателей, нагретых ниже темп-ры свечения — С. инфракрасными лучами, или от спец. зеркальных ламп с рефлекторами — С. субинфракрасными лучами); суточные (влага удаляется в замороженном состоянии под вакуумом, а тепло подводится либо путем теплопроводности от нагретых поверхностей, либо излучением от нагретых экранов); высокочастотные (тепло сообщается в результате воздействия электрич. поля высокой частоты, вызывающего прогрев материала по

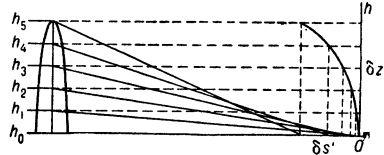
всей массе до темп-ры, поддающейся регулированию и стабилизации на требуемом уровне). Конструкции сушилок разнообразны (барабанные, пневматические, распылительные, с псевдоожиженным слоем и т. д.). Лит.: 1) Лурье М. Ю., Сушильное дело, [3 изд.], М.—Л., 1948; 2) Лыков А. В., Тепло- и массообмен в процессах сушки, М.—Л., 1956; 3) Тепло- и массообмен в процессах испарения. [Сб. статей], М., 1958; 4) Кригер О., Научные основы техники сушки, пер. с нем., М., 1961.

СФЕРА ДЕЙСТВИЯ Земли (по отношению к Солнцу) — область пространства вокруг Земли, для к-рого, выполняется неравенство: $F_C/R_3 < F_3/R_C$, где R_3 и F_C — соответственно ускорение, сообщаемое к. л. телу притяжением Земли, и возмущающее ускорение со стороны Солнца при рассмотрении движения этого тела в геоцентрич. системе координат, а R_C и F_3 — соответственно ускорение, сообщаемое телу притяжением Солнца, и возмущающее ускорение со стороны Земли при рассмотрении движения в гелиоцентрич. системе. В пределах С. д. Земли характер движения рассматриваемого тела (напр., космич. зонда) определяется в основном гравитац. полем Земли, а за его пределами — в основном гравитац. полем Солнца. Аналогично могут быть определены С. д. других планет относительно Солнца, С. д. Луны относительно Земли и т. п.

Радиус С. д. Земли составляет 0,93 млн. км. Радиус С. д. Луны относительно Земли — ок. 66 тыс. км.

СФЕРА РАССЕЯНИЯ — то же, что *эксосфера*.

СФЕРИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ — один из видов *абберации оптических систем*, проявляющийся в том, что отдельные кольцевые зоны системы дают изображения точки, лежащей на оптич. оси, в различных точках оси (рис.). Вследствие С. а. на экране, перпендикулярном оси системы и проходящем через изображение, даваемое параксиальными лучами, вместо точечного изображения получается кружок с ярким ядром и постепенно ослабевающим ореолом, окружающим ядро. Различают продольную и поперечную С. а. Построение кривой сферической абберации.



За меру продольной С. а. принимается расстояние $\delta s'$ (рис.) по оси системы от изображения, даваемого параксиальными лучами, до изображения, даваемого кольцевой зоной радиуса h . Поперечная С. а. для той же зоны измеряется радиусом кружка рассеяния $\delta z'$ в плоскости, перпендикулярной оси и проходящей через точку 0. Очевидно, $\delta z' = \delta s' \text{tg } u'$, где u' — угол, образуемый лучами, проходящими через рассматриваемую зону, с осью системы. С. а. быстро уменьшается с уменьшением радиуса зоны. Приближенно $\delta s' = ah^2 + bh^4 + \dots$, $\delta z' = a_1h^3 + b_1h^5 + \dots$ Коэфф. a , b , a_1 , b_1 и т. д. зависят от конструкции системы, от положения предмета и от длины волны.

При наличии С. а. реальная волновая поверхность отступает от сферич. поверхности. Величина этого отступления наз. волновой С. а. Согласно критерию Рэлея, при волновой С. а., не превышающей $1/4$ длины волны, качество даваемого системой изображения практически не отличается от идеального. Для «исправления» оптич. систем в отношении С. а. применяются специально рассчитанные комбинации линз. В простейшем случае применяются линзы, составленные из двух компонент, одна — с положительной, другая — с отрицательной С. а.

СФЕРИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ — специальные функции, применяемые для изучения физич. явлений в пространственных областях, ограниченных сферич.

поверхностями, и для решения физич. задач, обладающих сферич. симметрией. С. ф. являются решениями дифференциального уравнения

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + l(l+1) \right] Y(\theta, \varphi) = 0,$$

получающегося при разделении переменных в Лапласа уравнении в сферич. координатах r, θ, φ . Общий вид решения

$$Y_l(\theta, \varphi) = \sum_{m=-l}^l a_m Y_l^m(\theta, \varphi) \equiv \sum_{m=-l}^l a_m P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi},$$

где a_m — постоянные, $P_l^m(\cos \theta)$ — присоединенные функции Лежандра степени l и порядка m , определяемые равенством $P_l^m(x) = (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m P_l}{dx^m}$, где P_n — Лежандра многочлены.

С. ф. можно рассматривать как функции на поверхности единичной сферы. Функции

$$\mathcal{Y}_l^m(\theta, \varphi) = \left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{1/2} Y_l^m(\theta, \varphi)$$

образуют полную ортонормированную систему на сфере, играющую ту же роль в разложении функций на сфере, что тригонометрич. система функций $\{e^{im\varphi}\}$ на окружности. Функции на сфере, не зависящие от координаты φ , разлагаются по зональным С. ф.:

$$\mathcal{Y}_l^0(\theta, \varphi) \equiv \sqrt{(2l+1)/4\pi} P_l(\cos \theta).$$

С. ф. степени l : $\mathcal{Y}_l^m(\theta, \varphi) = \mathcal{Y}_l^m(M)$ при вращениях сферы линейно преобразуются по формуле

$$\mathcal{Y}_l^n(g^{-1}M) = \sum_{m=-l}^l t_{mn}^l(g) \mathcal{Y}_l^m(M) \quad (1)$$

($g^{-1}M$ — точка, в которую переходит точка M сферы при вращениях g^{-1}). Коэфф. $t_{mn}^l(g)$ являются матричными элементами неприводимого унитарного представления веса l группы вращений сферы. Их наз. такж. обобщенными С. ф. Обобщенные С. ф. применяются при разложении векторных и тензорных полей на единичной сфере, решении некоторых задач теории упругости и т. д.

С формулой (1) связана теорема сложения для зональных С. ф.

$$P_l(\cos \gamma) = \sum_{m=-l}^l P_l^m(\cos \theta) P_l^{-m}(\cos \theta') e^{im(\varphi - \varphi')},$$

где $\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$, γ — сферич. расстояние точки (θ, φ) от точки (θ', φ') .

В квантовой механике применяются рекуррентные соотношения для С. ф.:

$$e^{i\varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + i \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) Y_l^m(\theta, \varphi) = -Y_{l+1}^m(\theta, \varphi),$$

$$e^{i\varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} - i \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) Y_l^m(\theta, \varphi) =$$

$$= -(l+m)(l-m+1) Y_{l-1}^m(\theta, \varphi).$$

Лит.: 1) Гобсон Е. В., Теория сферических и эллипсоидальных функций, пер. с англ., М., 1952; 2) Lense J., Kugelfunktionen, Lpz., 1954. Н. Я. Виленкин.

СФЕРОЛИТЫ КРИСТАЛЛОВ — кристаллич. агрегат сферич. формы, состоящий из множества вытянутых в одном направлении кристаллов, расположенных радиально относительно их общей начальной точки роста. Затравкой С. к. может служить зародыш столбчатого или иглообразного кристалла, способного при росте расщепляться с обоих концов, вследствие чего С. к. в начальной стадии образует

т. н. двулистник. В ряде случаев С. к. может возникнуть на пузырьке воздуха, находящегося в переохлажденном расплаве кристаллизующего вещества. Искусственным путем С. к. легколавких веществ, напр. салол, ментол, дифениламина и др., могут быть получены, если в размазанную на поверхности стекла каплю переохлажденного расплава внести на острие иглы ничтожное количество порошка соответствующего вещества. Исследование С. к. играет большую роль в кристаллографии, минералогии, металловедении и керамике.

Лит.: Шубников А. В., Образование кристаллов, М.—Л., 1947. А. В. Шубников.

СФЕРОМЕТР — прибор для измерения радиусов кривизны сферич. поверхностей пробных стекол, линз, деталей машин и др. изделий. Измерение производится по методу хорды и стрелки (рис. 1). Хордой является диаметр D опорного кольца С., на к-рое устанавливается измеряемое изделие, стрелкой — линейное перемещение h измерительного стержня С., вызываемое выпуклостью или вогнутостью сферич. поверхности измеряемого изделия. При вычислении радиуса кривизны R значение $r = D/2$ берется из выпускного аттестата на С.; h определяется по разности двух показаний (n_1 и n_2) отсчетного устройства С.: 1-го при контакте измерительного наконечника с плоским стеклом, установленным на опорное кольцо С., и 2-го — при контакте наконечника с измеряемым сферич. изделием, установленным на опорное кольцо вместо плоского стекла.

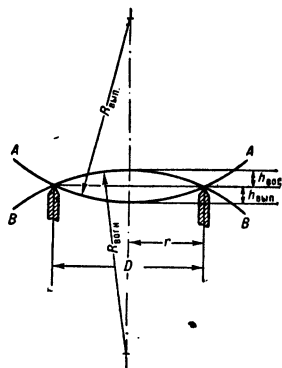


Рис. 1. Метод хорды и стрелки. Радиусы выпуклой ($R_{\text{вып}}$) или вогнутой ($R_{\text{вогн}}$) сферич. поверхностей определяются по формуле $R = r^2/2h + h/2$ (r — радиус опорного кольца, AA и BB — сферич. поверхности).

В СССР выпускаются С. двух типов: ИЗС-7 — с пределами измерений R 37,5—1000 мм и с погрешностью измерения до $\pm 0,02\%$; ИЗС-8 — с пределами измерений R 80—40000 мм и с погрешностью измерения до $\pm 0,04\%$ при R 80—750 мм, до $\pm 0,05\%$ при R 750—1000 мм, до $\pm 0,15\%$ при R 1000—5000 мм и до $\pm 0,5\%$ при R 5000—40000 мм. На рис. 2 показан С. ИЗС-7 в разрезе.

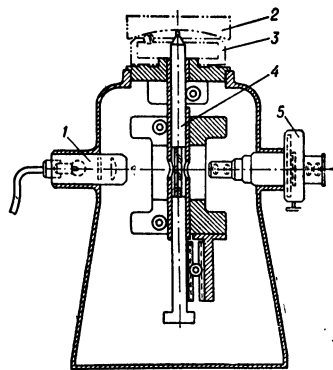


Рис. 2. Схема устройства С. ИЗС-7: 1 — осветитель; 2 — измеряемое пробное стекло; 3 — сменное опорное кольцо; 4 — измерительный стержень со шкалой; 5 — отсчетный микроскоп.

Лит.: 1) Арнольд Ф. А., Измерение радиусов кривизны сферических поверхностей, применяемых в оптике, пер. с франц., Л.—М., 1936; 2) Тяжелов С. С., Оптические измерения, М., 1939, с. 61—79; 3) Афанасьев В. А., Оптические измерения, М., 1961, с. 31—54. Н. А. Пелиж.

СЦИЛАРДА—ЧАЛМЕРСА ЭФФЕКТ — изменение химического состояния атомов после ядерных превращений, не приводящих к изменению заряда ядра; если при этом образуются радиоактивные атомы, то они обладают большой энергией (радиоактивная

отдача), к-рая часто во много раз превышает энергию любой химич. связи. В результате этого вновь образованный радиоактивный атом оказывается в новом (обычно более простом) химич. состоянии, что позволяет осуществить его быстрое отделение от стабильных атомов мишени. С. — Ч. э. был получен в 1934 г. в Англии Сцилардом (Szilard) и Чалмерсом (Chalmers) при облучении нейтронами C_2H_2J . Пользуясь этим методом, для реакций (n, γ) на слабых источниках нейтронов достигают обогащения в 10^7 раз. Иногда под С. — Ч. э. понимают химич. изменения, вызываемые радиоактивной отдачей в любом ядерном процессе.

СЦИНТИЛЛЯТОРЫ — органич. или неорганич. вещества или их растворы, в к-рых под действием ионизирующих излучений возникает световые вспышки — сцинтилляции. См. *Сцинтилляционный счетчик*.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ — приборы, применяющиеся для измерения энергии частиц, образующихся в процессах превращений и взаимодействий ядер и элементарных частиц. Простейшим С. с. может служить *сцинтилляционный счетчик* с электронной системой, позволяющей измерять амплитуды возникающих на выходе фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) электрических импульсов. Сцинтиллятор С. с. должен иметь размеры, превосходящие пробег исследуемых частиц в нем. Только при этих условиях частицы будут полностью тормозиться в сцинтилляторе и количество излучаемых фотонов будет пропорционально кинетич. энергии T частиц. В тех случаях, когда к С. с. не предъявляются спец. требования максимально высокого разрешения по времени, предпочтение отдается неорганич. сцинтилляторам, обладающим более высокой плотностью и эффективным Z [для $NaJ(Tl)$ плотность $d = 3,67 \text{ г/см}^3$ и $Z_{\text{эфф}} = 50$].

Зависимость между энергией T частиц и амплитудой A импульса на выходе ФЭУ представляется линейной функцией только в области высоких энергий. В области малых энергий, где удельная ионизация значительно превышает минимальную, зависимость $A = f(T)$ нелинейна и для разных частиц различна. Поэтому прежде чем использовать С. с. для измерений, нужно произвести его градуировку. Если С. с. применяется для измерения энергии β -частиц, нужно источник помещать внутрь объема сцинтиллятора. При внешнем расположении источника вследствие многократного рассеяния большая доля β -частиц будет выходить из сцинтиллятора в обратном направлении, потеряв только часть своей энергии. Этот эффект существенно искажает истинный спектр β -частиц.

С. с. получили широкое распространение благодаря их простоте и компактности. Однако по точности измерения энергии частиц и разделения близких спектральных линий они существенно уступают магнитным спектрометрам. Разрешение $\Delta T/T$ (здесь ΔT — ширина линии на половине высоты для моноэнергетич. источника) даже в наиболее благоприятных условиях $\sim 3\%$. Расширение в С. с. линии от моноэнергетич. источника обусловлено влиянием след. факторов: 1) неоднородностями активации по объему сцинтиллятора; 2) различием в потерях света от вспышек, возникающих в различных точках сцинтиллятора; 3) неоднородностями чувствительности фотокатода ФЭУ; 4) случайными флуктуациями числа фотоэлектронов, собираемых на первый диод ФЭУ; 5) флуктуациями коэфф. усиления ФЭУ; 6) шумами темнового тока ФЭУ. Влияние факторов 1—3 можно уменьшить путем улучшения качества сцинтиллятора, фотокатода и оптики первого звена ФЭУ. Для уменьшения потерь света поверхности сцинтиллятора, не соприкасающиеся с окном ФЭУ, покрывают хорошо отражающим свет экраном (слоем порошка окиси магния, коэфф. отражения 0,96), а небольшое пространство между

стеклянным окном ФЭУ и поверхностью сцинтиллятора заливают минеральным маслом, чтобы уменьшить обратное отражение фотонов при их прохождении из сцинтиллятора к фотокатоду. Если показатели преломления сцинтиллятора, минерального масла и стекла ФЭУ будут близки, обратное отражение будет мало. Случайные флуктуации (факторы 4 и 5) играют доминирующую роль в области малых энергий. За счет улучшения светосбора можно лишь очень незначительно снизить влияние фактора 4. Влияние фактора 6 может быть ослаблено путем охлаждения сцинтиллятора и ФЭУ. Разрешение С. с. приближенно аппроксимируется функцией: $\Delta T/T = \sqrt{a + b/T}$, где a и b — константы. В области малых энергий $\Delta T/T = \sqrt{b/T}$ и определяется в основном фактором 4. При больших энергиях T разрешение $\Delta T/T \approx \sqrt{a}$, но в действительности оно может неск. изменяться.

Наилучшее разрешение $\Delta T/T \approx 0,03$ было получено с неорганич. кристаллами небольшого размера при измерении энергии α -частиц. Для частиц, обладающих большим пробегом, приходится применять сцинтилляторы большого размера, при этом возрастает роль факторов 1—3. Наилучшее разрешение при этом ухудшается (напр., до $\Delta T/T = 0,07-0,10$, а для органич. сцинтилляторов до $\sim 0,15$).

С. с. применяются и для измерения энергии γ -квантов, определяемой по энергии электронов, возникающих при взаимодействии квантов с атомами сцинтиллятора [обычно $NaJ(Tl)$]. Для квантов небольшой энергии (до $\sim 100 \text{ кэВ}$) основной процесс взаимодействия с атомами — фотоэлектрич. поглощение. Энергия кванта при этом определяется из соотношения $E_\gamma = T + I$, где T — кинетич. энергия электрона, измеряемая по амплитуде электрич. импульса на выходе ФЭУ, I — потенциал ионизации для K -оболочки поглощающих кванты атомов. При увеличении энергии γ -квантов сечение фотоэффекта быстро уменьшается.

Для области энергий γ -квантов 0,1—10 MeV могут применяться С. с., основанные на измерении энергии электронов, получающихся в результате комптоновского рассеяния. Схема С. с., селективного к

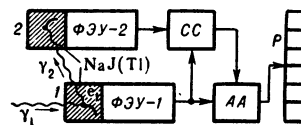


Рис. 1.

компон-эффекту, изображена на рис. 1. Коллимированный пучок γ -квантов направляется на сцинтиллирующий кристалл 1, соединенный с ФЭУ-1. В результате комптоновского рассеяния кванта γ_1 в кристалле возникает электрон e_1 , а рассеянный квант γ_2 регистрируется вторым сцинтилляционным счетчиком с кристаллом 2. Сигналы с выходов ФЭУ-1 поступают на электронную схему СС, выделяющую совпадения, и на амплитудный анализатор АА с регистратором Р. АА закрыт для сигналов и открывается лишь при появлении разрешающего сигнала со схемы совпадений СС. Сигнал на выходе С. с. вырабатывается только тогда, когда в кристаллах 1 и 2 одновременно возникают сцинтилляционные вспышки, т. е. в случае, показанном на рисунке. Кристалл 2 располагается так, чтобы выделять случаи рассеяния γ -квантов на угол ϕ , близкий к 180° . Это делается для того, чтобы зависимость энергии электрона e_1 от угла рассеяния кванта была слабой, и в ф-ле, связывающей энергию электрона T_β , энергию кванта E_γ и угол рассеяния ϕ

$$T_\beta = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_\beta c^2}{E_\gamma(1 - \cos \phi)}}$$

можно было положить $\cos \phi \approx 1$.

Для измерения энергий γ -квантов в области $E_\gamma > 2 \text{ Мэв}$ применяются также С. с., основанные на измерении суммарной энергии электронно-позитронных пар. Упрощенная схема такого спектрометра изображена на рис. 2. Исследуемые γ -кванты направляются (через коллиматор) на кристалл сцинтиллятора I [обычно NaJ(Tl)]. Кристалл I должен быть доста-

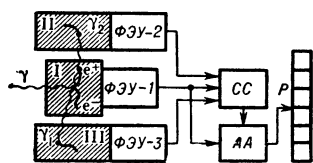


Рис. 2.

точно большим, для того чтобы электрон e^- и позитрон e^+ образовавшейся пары полностью тормозились, не выходя за пределы сцинтиллятора. Когда скорость позитрона становится очень малой, он аннигилирует с испусканием двух γ -квантов γ_1 и γ_2 (см. рис. 2). Эти кванты могут быть зарегистрированы парой сцинтилляционных счетчиков II и III. Выходы ФЭУ-1, ФЭУ-2 и ФЭУ-3 присоединены к схеме тройных совпадений СС, а с выхода ФЭУ-1 имеется еще ответвление на амплитудный анализатор АА. Если при образовании γ -квантом пары в кристалле I происходит, кроме того, регистрация обоих квантов аннигиляции, то на СС практически одновременно приходят три электрич. импульса, СС выработывает сигнал, отпирающий АА, и на регистраторе Р фиксируется амплитуда импульса, поступающего с ФЭУ-1. Энергия γ -кванта определяется как сумма полных энергий электрона и позитрона, т. е. $E_\gamma = T_- + T_+ + 2m_e c^2$.

Для исследований спектров γ -квантов высокой энергии $E_\gamma > 10 \text{ Мэв}$ применяются С. с. полного поглощения. При энергиях γ -квантов, превышающих критич. энергию для вещества сцинтиллятора, в кристалле образуются электронно-фотонные лавины (см. Ливни электронно-фотонные). Если взять кристалл

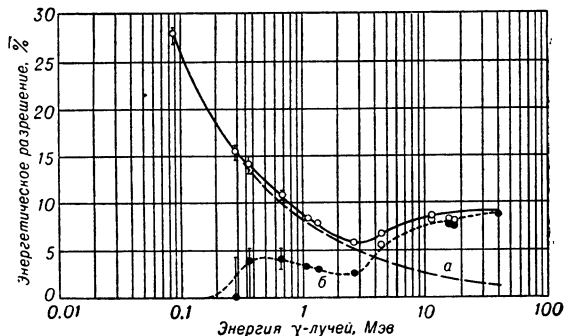


Рис. 3. Зависимость энергетич. разрешения (сплошная кривая) от энергии γ -квантов для спектрометра с кристаллом NaJ диаметром 12,7 см и длиной 20 см. а) зависимость статистич. флуктуаций от энергии; б) вклад в разрешение, обусловленный потерями энергии за счет вторичных частиц, вылетающих из кристалла.

достаточно большой (в неск. лавинных длин), то большая часть энергии поглотится в сцинтилляторе и количество световых квантов во вспышке люминесценции будет пропорционально энергии первичного γ -кванта. В качестве сцинтиллятора для С. с. полного поглощения применяются либо спец. выращенные большие кристаллы NaJ(Tl), либо блоки из неск. кристаллов, соединенных с хорошим оптич. контактом. Свет сцинтилляций собирается на фотокатод ФЭУ с окном большого диаметра или на неск. ФЭУ. Амплитуды получаемых на выходе ФЭУ электрич. импульсов измеряются амплитудным анализатором. С помощью таких С. с. измеряются также энергии электронов и позитронов высокой энергии ($T_e > 10 \text{ Мэв}$).

Счетчики полного поглощения обладают эффективностью для γ -квантов, близкой к 100%, и разрешением $\Delta E/E \sim 10\text{--}15\%$ в области высоких энергий. На рис. 3 приведен график зависимости энергетич. разрешения $\Delta E/E$ (%) для счетчика с кристаллом NaJ(Tl) диаметром 12,7 см и длиной 20 см. В области энергий до 3 Мэв разрешение С. с. определяется в основном флуктуациями числа электронов, образующихся в фотокатод ФЭУ (кривая а). При более высоких энергиях $\Delta E/E$ уже лимитируется потерями энергии за счет вторичных частиц, вылетающих из объема кристалла (кривая б).

С. с. применяются также и для измерения энергии нейтронов, к-рая определяется по измеренной энергии протонов, вылетающих под известным углом из мишени, содержащей Н, при рассеянии нейтронов.

Лит.: 1) Вяземский В. О. [и др.], Сцинтилляционный метод в радиометрии, М., 1961; 2) Егорова Ю. А., Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов, М., 1963.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СЧЕТЧИК — прибор для детектирования ионизирующих частиц; состоит из сцинтиллятора, в к-ром частицы вызывают вспышку люминесценции, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего световую вспышку в импульс электрич. тока, и электронной системы, регистрирующей эти электрич. импульсы. С. с. применяются и для детектирования γ -квантов и нейтронов. С. с. регистрирует не сами кванты и нейтроны, а возникающие при их упругих и неупругих столкновениях с атомами сцинтиллятора ионизирующие частицы: электроны, ядра отдачи и осколки расщепляющихся ядер.

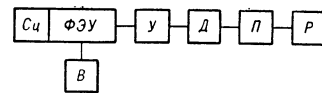


Рис. 1. Сс — сцинтиллятор; ФЭУ — фотоэлектронный умножитель; В — высоковольтный источник питания ФЭУ; У — электронный усилитель; П — пересчетный прибор; Д — дискриминатор, не пропускающий маленькие шумовые сигналы; Р — регистратор, счетчик импульсов.

В качестве сцинтилляторов в С. с. применяются неорганические и органич. кристаллы, органич. жидкости и пластмассы, а также благородные газы. Световые вспышки в сцинтилляторе возникают при высвечивании электронных возбужденных состояний, образующихся под действием ионизирующей частицы. В действительности механизм люминесценции довольно сложен и не одинаков для различных сцинтилляторов [1]. Так, напр., в кристаллич. сцинтилляторе выделявшаяся при попадании ионизирующей частицы энергия быстро передается подвижным носителям тока: электронам проводимости, дыркам и экситонам. Носители энергии мигрируют по кристаллу, пока не происходит захват их дефектами кристаллич. решетки. Дефекты кристаллов можно разделить на две группы: центры люминесценции и центры поглощения (тушения), в к-рых энергия, выделяющаяся при захвате носителя, рассеивается без высвечивания. Отсюда видно, что во вспышке люминесценции выделяется лишь часть энергии, потерянной в сцинтилляторе прошедшей через него частицей. Для того чтобы вспышки люминесценции можно было регистрировать в толстых слоях сцинтиллятора, они должны быть прозрачны для собственного свечения.

Отношение среднего числа фотонов \bar{N} люминесценции к энергии E , потерянной ионизирующей частицей в сцинтилляторе, т. е. $\kappa = \bar{N}/E$, наз. световым (или квантовым) выходом. Энергия, затрачиваемая на образование одного фотона люминесценции, равна $e_1 = 1/\kappa$. Величины удельной энергии e_1 или квантовый выход κ — важные физич. характеристики сцинтиллятора. Так как вспышки люминесценции регистрируются

фотоэлектронными умножителями, то из-за несовпадения между спектром испускаемых фотонов и спектральной чувствительностью фотокатода ФЭУ только часть фотонов люминесценции, попадающих на фотокатод, способна вырвать электроны. Поэтому спектральный состав излучения сцинтиллятора также является важной его характеристикой (обычно указывается длина волны $\lambda_{\text{макс}}$, соответствующая максимуму спектра люминесценции). Еще одной важной характеристикой сцинтиллятора является время высвечивания τ (время спада интенсивности свечения до 1/е от начальной). В случае больших размеров сцинтиллятора нужно еще знать коэфф. поглощения света люминесценции в самом веществе сцинтиллятора. В табл. 1 и 2 приведены основные характеристики наиболее употребительных кристаллических неорганических (КНС) и органических (КОС) сцинтилляторов.

применять растворы *p*-терфенила, 2,5 — диофенил-оксазола и др. в толуоле или ксилоле. Такие ЖС дают свечение с длинами волн в области 3500—4000 Å. Для лучшего согласования со спектральной чувствительностью фотокатодов ФЭУ в ЖС добавляются небольшие количества активаторов, смещающих спектр люминесценции в область длин волн 4100—4300 Å.

Очень широко применяются также пластиковые сцинтилляторы (ПС): ПС изготавливаются в виде твердых растворов сцинтиллирующих веществ в полистироле или поливинилтолуоле. В ПС применяются также активаторы, к-рые используются в ЖС (терфенил, тетрафенилбутадиеи и др.). ПС хорошо обрабатываются (режутся, прессуются, полируются), обладают хорошими оптич. качествами. Нек-рые ПС могут применяться в широком интервале рабочих темп-р (от -198° до +70° С). В ПС, так же как и в ЖС, вводят вещества, смещающие спектр люминесценции, для лучшего согласования со спектральной чувствительностью фотокатода ФЭУ. Вводя в ПС различные вещества, можно сделать С. с. более чувствительным к нейтронам или γ -лучам.

Табл. 1. — Щелочно-галогидные кристаллические сцинтилляторы (КНС).

Сцинтиллятор	Плотность ρ г/см ³	$Z_{\text{эфф}}$	Показатель преломления	Рабочая темп-ра °С	$\lambda_{\text{макс}}$ Å	Время высвечивания τ (нсек)	$\frac{\kappa}{\kappa_{\text{NaJ}}}$
NaJ (Tl)	3,67	50	1,75	+ 20	4100	250	1,0
NaJ (Tl)	3,67	50	1,75	-130	4300	—	1,5
NaJ	3,67	50	1,75	-188	3030	30	1,0
CsJ (Tl)	4,51	54	1,79	+ 20	5600	700	0,3
CsJ	4,51	54	1,79	-188	4200	700	2,0

Подробные сведения о кристаллических, жидких, пластиковых, газовых и др. сцинтилляторах можно найти в [1].

На рис. 2 приведена схема С. с. с кристаллич. сцинтиллятором. Кристалл 1 монтируется прямо на плоском окне ФЭУ. Для улучшения оптич. контакта неплотность 6 между кристаллом и стеклом ФЭУ заполняется минеральным маслом или оптич. замазкой для уменьшения обратного отражения света. Кожух 4 обычно делается светонепроницаемым и герметическим, а промежуток 5 между кожухом и кристаллом засыпается порошком окиси магния для создания отражающего свет экрана (коэфф. отражения ~0,96).

Табл. 2. — Кристаллические органические сцинтилляторы (КОС).

Сцинтиллятор	Плотность ρ г/см ³	$Z_{\text{эфф}}$	Показатель преломления	Темп-ра плавления °С	$\lambda_{\text{макс}}$ Å	Время высвечивания τ нсек	$\frac{\kappa}{\kappa_{\text{антр}}}$
Антрацен (C ₁₄ H ₁₀) .	1,25	5,8	1,59	217	4450	30	1,0
Трансгильбен (C ₁₄ H ₁₂)	1,16	5,7	1,62	124	4100	4-8	0,4-0,7
Толан (C ₁₄ H ₁₀)	1,18	5,8	—	62,5	3900	7	0,3-0,5
<i>p</i> -терфенил (C ₁₈ H ₁₄)	1,23	5,8	—	213	4000	4,5	0,3-0,5
<i>n</i> , <i>n'</i> -кватерфенил (C ₂₄ H ₁₈)	—	5,8	—	318	4350	4,5	0,8-0,9

В С. с. для регистрации γ -квантов обычно применяются неорганич. кристаллы NaJ(Tl) или CsJ(Tl), т. к. они обладают большим $Z_{\text{эфф}}$. В тех случаях, когда С. с. должен работать в потоках частиц большой интенсивности в соединении с высокоскоростными счетными системами или в схемах совпадений — антисовпадений, применяются кристаллы органич. сцинтилляторов. Время высвечивания τ органич. сцинтилляторов во много раз меньше времени высвечивания для неорганич. сцинтилляторов, поэтому С. с. с органич. кристаллами обладают более высоким разрешением во времени. Однако величина κ у органич. кристаллов меньше, чем у неорганических ($\kappa_{\text{антр}} : \kappa_{\text{NaJ}} \approx 1 : 2$).

Широко применяются в С. с. жидкие сцинтилляторы (ЖС). Сосуды, заполняемые ЖС, могут иметь большой объем и нужную форму. Напр., в С. с., применявшемся для регистрации антинеитрино, объем ЖС превышал 2000 л. В жидком сцинтилляторе С. с. можно растворить вещества, содержащие радиоактивные изотопы, и регистрировать их излучение в 4 π -геометрии с высокой эффективностью. Вводя в ЖС соединения В, Сd или Gd, можно осуществить С. с., чувствительный к медленным нейтронам. Повысить чувствительность С. с. с жидким сцинтиллятором к γ -лучам можно путем введения светового сигнала (на единицу потерь энергии частицей) ЖС уступают КОС. В качестве ЖС можно

имеет большие размеры или по каким-либо причинам не может располагаться прямо на окне ФЭУ, оптич. связь между сцинтиллятором и ФЭУ осуществляется световодом из органич. стекла. Световод должен иметь хорошие оптич. контакты со сцинтиллятором и окном ФЭУ.

Для преобразования светового сигнала в электрический приме-

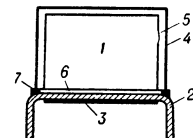


Рис. 2. 1 — сцинтиллятор; 2 — стеклянный баллон ФЭУ; 3 — фотокатод ФЭУ; 4 — светонепроницаемый кожух; 5 — слой отражающего свет вещества, окись магния; 6 — минеральное масло; 7 — уплотняющая прокладка.

няются ФЭУ-36, ФЭУ-33, обладающие коэфф. усиления ~10⁸ и позволяющие осуществлять счетные системы с высоким разрешением $\tau < 10^{-8}$ сек. В тех случаях, когда столь высокое разрешение не требуется, применяются ФЭУ-19, ФЭУ-25 и др. В сцинтилляционных спектрометрах применяются ФЭУ-29, ФЭУ-42, ФЭУ-43 и др.

С. с. могут обладать высокой эффективностью при регистрации нейтронов и γ -квантов, если количество вещества в рабочем объеме счетчика достаточно велико.

Лит.: 1) Вяземский В. О. [и др.], Сцинтилляционный метод в радиометрии, М., 1961; 2) Егоров Ю. А., Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и

быстрых нейтронов, М., 1963; 3) Методы измерения основных величин ядерной физики, пер. с англ., М., 1964.

М. С. Козодаев.

СЦИНТИЛЛЯЦИЯ — кратковременная световая вспышка, возникающая при прохождении заряженной частицы через нек-рые люминесцирующие вещества, наз. сцинтилляторами. Причина С. — возбуждение атомов или молекул сцинтиллятора за счет энергии, теряемой заряженной частицей, и последующий обратный переход части молекул из возбужденного состояния в нормальное, сопровождаемый испусканием света. Сцинтилляторами могут служить многие кристаллофосфоры (напр., сернистый цинк, подкислый натрий), органич. кристаллы (напр., антрацен, стильбен), растворы и пластмассы. Длительность С. 10^{-4} — 10^{-9} сек. Сцинтилляционные счетчики частиц широко применяются при работе с ионизирующими излучениями (см. также *Радиолуминесценция*).

СЧЕТЧИК ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ — электроизмерит. прибор для учета электрич. энергии в цепях постоянного или переменного тока. Наиболее распространены С. э. э. электромеханич. группы (с вращающейся подвижной частью), в к-рых вращающ. момент M_B , создаваемый измерительным механизмом счетчика на его подвижной части, пропорционален электрич. мощности P , рассеиваемой на контролируемой нагрузке: $M_B = k_B P$.

Противодействующий (тормозящий) момент M_T возникает в результате взаимодействия поля постоянного магнита с вихревыми токами, индуцируемыми в алюминиевом диске, укрепленном на оси подвижной части С. э. э. Момент M_T пропорционален скорости вращения подвижной части: $M_T = k_T n$, где n — число оборотов диска в единицу времени. Моменты M_B и M_T уравниваются друг друга, так что $n = (k_B/k_T)P$, где k_B и k_T — константы прибора.

Количество оборотов N подвижной части прибора, пропорциональное, т. о., расходуемой в нагрузке электр.

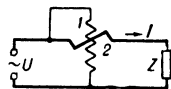


Рис. 1. Схема включения счетчика: 1 — параллельная обмотка С. э. э., включенная на напряжение U на контролируемом объекте Z ; 2 — обмотка счетчика, включенная последовательно; по ней пропускается ток нагрузки I .

рич. энергии W , регистрируется счетным механизмом. Схема включения С. э. э. дана на рис. 1.

В С. э. э. постоянного тока в основном применяются коллекторные измерительные механизмы электродинамич. и ферродинамич. систем [1] (см. *Электродинамическая измерительная система*). Существуют и безколлекторные С. э. э.: ртутные с подвижной частью в виде медного диска, погруженной в ртуть, и осциллирующие, подвижная часть к-рых совершает не вращательное, а колебательное движение [1].

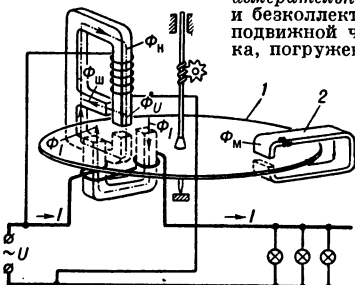


Рис. 2. Устройство индукционного однофазного счетчика (объяснение в тексте).

мого током нагрузки I и пропорционального последнему. Момент M_T создается при вращении диска 1 в поле постоянного магнита 2. Для осуществления фазных условий фазы потока Φ_n замыкается через магнитный шунт ($\Phi_{ш}$). Компенсация трения осуществляется действием вспомогательного вращающегося момента, создаваемого устройством, вносящим небольшую асимметрию в магнитную цепь потока Φ_U . Наряду

с 1-фазными существуют 3-фазные С. э. э. Диски всех вращающихся элементов 3-фазного С. э. э. расположены на общей оси подвижной части. С. э. э. переменного тока выполняются как счетчики активной энергии и как счетчики реактивной энергии.

Основные источники погрешности С. э. э.: трение в опорах подвижной части и счетном механизме и его изменение со временем; старение постоянного магнита; нелинейность зависимости потока последовательной цепи от тока нагрузки (для счетчиков индукционной и ферродинамич. систем); момент самоторможения, создаваемый на подвижной части потоком последовательной цепи; изменение темп-ры окружающей среды, изменение частоты переменного тока (для С. э. э. переменного тока) и внешние магнитные поля (особенно для С. э. э. постоянного тока).

Относит. погрешность совр. С. э. э. — от 0,2 до 3% в диапазоне нагрузок от 5 до 400—700% номинальной для С. э. э. переменного тока и от 5 до 150—200% номинальной для С. э. э. постоянного тока.

К С. э. э. переменного тока относятся также счетчики потерь: счетчики ампер-квадрат-часов для учета потерь в обмотках силовых трансформаторов и электр. машин и счетчики вольт-квадрат-часов для учета потерь в сердечниках.

Лит.: 1) Горюнов П. Н., Пигин С. М., Шумиловский Н. Н., Электрические счетчики, Л.—М., 1951; 2) Вострокнутов Н. Г., Илюкович А. М., Испытание электрических счетчиков, М.—Л., 1961; 3) Илюкович А. М., Электрические счетчики, М.—Л., 1963; 4) Подольский Л. Р., Чоловский Н. И., Фомин Ю. А., Счетчики электрической энергии электроподвижного состава, М., 1962. А. М. Илюкович.

СЧЕТЧИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ — вместе с трековыми детекторами частиц являются основными средствами регистрации ионизирующих частиц в совр. ядерной физике. С. з. ч. при прохождении через них частицы вырабатывают электр. импульс, к-рый усиливается и регистрируется тем или иным электронным устройством. Кроме установления факта прохождения частицы, с помощью С. з. ч. можно зарегистрировать время прохождения частицы, ее ионизирующую способность, скорость, энергию и др. характеристики.

Большую группу С. з. ч. составляют приборы, в к-рых используется газовый разряд, инициированный прохождением частицей между электродами различной конфигурации. В соответствии с характером разряда используются: *ионизационной камерой* в импульсном режиме, основанной на собирании электронов первичной ионизации; *пропорциональным счетчиком*, использующим эффект газового усиления при развитии электронных лавин; счетчиками с самостоятельным газовым разрядом (см. *Газовые счетчики*). Наибольшее распространение получил *Гейгера—Мюллера счетчик*, где благодаря сильной неоднородности электрич. поля (цилиндр — нить, плоскость — острие) при прохождении ионизирующей частицы развивается *коронный разряд*. В *искровом счетчике* проходящая частица инициирует искру между плоскопараллельными электродами. В импульсном режиме работают также *кристаллические счетчики* и полупроводниковые счетчики (см. *Полупроводниковый детектор ядерных излучений*), в к-рых импульс тока обусловлен электронно-дырочной проводимостью, возникающей в монокристалле или полупроводнике (точнее, в области $p-n$ -перехода) под действием ионизирующей частицы. В *сцинтилляционных счетчиках* электр. импульс образуется на аноде фотоэлектронного умножителя, преобразующего вспышку света, возникающую в сцинтиллирующем веществе (кристалле, жидкости, пластике или газе) при высвечивании возбужденных ионизирующей частицей атомов или молекул. В *Черенкова счетчике* вспышка света возникает при прохождении частицы через вещество со скоростью, превышающей фазовую скорость света

в данном веществе. Эта вспышка с помощью фотоэлектронного умножителя преобразуется в электрич. импульс.

С. з. ч. пользуются и для регистрации нейтрального излучения. В этом случае они регистрируют вторичные заряженные частицы, образующиеся в рабочем теле счетчика или в спец. блоке вещества — конверторе.

Ю. Д. Вайков, Г. А. Лексин.

СЧЕТЧИКИ ФОТОНОВ — приборы, служащие для обнаружения и измерения потоков фотонов малой интенсивности. Для регистрации световых квантов применяются *Гейгера — Мюллера счетчики* и *самогасящиеся счетчики* с фотокатодом. Спектральная чувствительность С. ф. зависит от свойств фотокатода. Для видимого света применяется покрытие катода амальгамами щелочных металлов. В ультрафиолетовой области спектра максимальный выход фотоэлектронов получается с фотокатодами из Se и J, но применяются также катоды из чистых металлов — Ca, Mg, Cd, Zn, Fe, Cu и др. Существуют С. ф., работающие на принципе фотоэффекта в газе, наполняемом счетчик. С. ф. позволяют обнаруживать световое излучение с интенсивностью в неск. квантов на $\text{см}^2/\text{сек}$.

В С. ф. с фотокатодом не каждый фотоэлектрон вызывает разряд: часть электронов при столкновении с молекулами газа рассеивается в обратном направлении и возвращается на катод, что понижает чувствительность С. ф. В вакуумных фотоэлементах этого явления нет. Поэтому для обнаружения и измерения излучений малой интенсивности более чувствительны фотоумножители (ФЭУ), работающие при пониженной темп-ре для снижения «темнового фона».

Кванты более высокой энергии — рентгеновские и γ -кванты — также регистрируются газовыми счетчиками частиц с катодами из металлов с большим атомным номером Z . Однако для этой цели чаще применя-

ются *сцинтилляционные счетчики* или *полупроводниковые счетчики* (см. *Полупроводниковый детектор ядерных излучений*), к-рые обладают более высокими эффективностью и существенно более высокими разрешением по времени по сравнению с газовыми счетчиками. Для рентгеновских квантов основным процессом их взаимодействия с веществом счетчика является фотоэффект, сечение к-рого пропорционально Z^5 . Для квантов более высоких энергий [$>100 \text{ кэВ}$ для сцинтилляторов NaJ(Tl)] преобладающим процессом взаимодействия квантов с веществом становится комптон-эффект и при еще более высоких энергиях γ -квантов [$>7 \text{ МэВ}$ для NaJ(Tl)] — процесс образования пар. Т. к. сечение этого процесса пропорционально Z^2 , то для повышения эффективности перед сцинтилляционным счетчиком на пути потока γ -квантов ставят конвертор из Ta или Pb. В таком С. ф. сцинтилляционный счетчик регистрирует электронно-позитронные пары, образующиеся при взаимодействии γ -квантов с веществом конвертора. γ -кванты очень высокой энергии ($>20 \text{ МэВ}$) практически со 100% эффективностью регистрируются ливневыми счетчиками полного поглощения — сцинтилляционными и черенковскими. В таких счетчиках сцинтиллятор или блок тяжелого (свинцового) стекла в *Черенкова счетчике* должны иметь размеры в неск. лавинных длин по направлению пучка квантов. Свет сцинтилляций или черенковского излучения регистрируется ФЭУ.

М. С. Козодаев.

СЭБИН — единица эквивалентного звукопоглощения, определяемого как среднее значение произведения коэфф. поглощения ограничивающих поверхностей на их площадь. Поглощение в 1 С. условно приписывается поверхности в 1 фут^2 , обладающей коэфф. поглощения, равным 1 (напр., 1 фут^2 *открытого окна*; влияние контура, ограничивающего поверхность, при этом не учитывается). И. Г. Русаков.

Т

ТАЙПОТРОН — то же, что *знакопечатающая трубка*.

ТАЛЛИЙ (Thallium) Tl — хим. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 81, ат. в. 204, 37. Состоит из 2 стабильных изотопов: Tl²⁰³ (29,50%) и Tl²⁰⁵ (70,50%). Важнейшие искусств. изотопы: Tl²⁰² (электронный захват, $T_{1/2} = 12$ дней) и Tl²⁰⁴ (β^- , β^+ и электронный захват, $T_{1/2} \approx 4$ года). Изотопы Tl²⁰⁷ (Ac C''), Tl²⁰⁸ (ThC'') и Tl²¹⁰ (RaC'') найдены в природе среди продуктов распада Ac, Th и Ra. Электронная конфигурация $6s^2 6p^1$. Энергия ионизации (эВ): Tl⁰ → Tl⁺ → Tl²⁺ → Tl³⁺ 6,106; 20,42; 29,8.

T. — голубовато-серый металл, на воздухе быстро окисляется и тускнеет. Имеет полиморфное превращение при 230° (все темп-ры в °C); решетка α -T. гексагональная плотноупакованная, $a = 3,450 \text{ \AA}$, $c = 5,514 \text{ \AA}$; β -T. имеет кубич. объемноцентрированную решетку с $a = 3,874 \text{ \AA}$ (по др. данным β -T. имеет кубич. гранецентрированную решетку, $a = 4,841 \text{ \AA}$). Ат. радиус $1,71 \text{ \AA}$; ковалентный радиус $1,48 \text{ \AA}$; ионный радиус Tl⁺ $1,40 \text{ \AA}$, Tl²⁺ $0,95 \text{ \AA}$. Плотность $11,85 \text{ г/см}^3$ (20°); $t_{\text{пл}}^{\circ} 303^{\circ}$, $t_{\text{кип}}^{\circ} 1457^{\circ}$. Теплоты плавления, испарения и образования (кал/г) 5,03 — 7,185; 189,9 и 5,04. Уд. теплоемкость T. $0,031 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ (20°). Коэфф. термич. расширения $33,6 \cdot 10^{-6}$ (0—100°). Теплопроводность $0,093 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$. Уд. электросопротивление $18 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{см}$ (0°). Темп-ный коэфф. электросопротивления $0,0052$ (0—299°). Работа выхода $3,68 \text{ эВ}$. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние $2,38 \text{ }^{\circ}\text{K}$. T. диамагнитен; магнитная восприимчивость $-0,235 \cdot 10^{-8}$ (при 18°). Модуль упругости 810 кг/мм^2 ; твердость по Бринеллю 3 кг/мм^2 ; коэфф. сжимаемости $3,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{кг}$; предел прочности $0,9 \text{ кг/мм}^2$; относит. удлинение 35%.

Металлич. T. довольно реакционноспособен. В соединениях T. 1- и 3-валентен; все соединения T. очень ядовиты, и это ограничивает их применение. Амальгама с 8,5% T. пригодна для низкотемпературных термометров (темп-ра затвердевания -60°C).

Лит.: 1) Сонгина О. А., Редкие металлы, 3 изд., М., 1964; 2) Справочник по редким металлам, пер. с англ., М., 1965; 3) Справочник химика, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1963. Ю. Н. Михайлов.

ТАЛЬК — минерал химич. состава $\text{Mg}_3[\text{Si}_4\text{O}_{10}][\text{OH}]_2$ (часть Mg может замещаться Fe, реже Ni); по структуре кристаллич. решетки относится к слоистым *силикатам*. Основу структуры составляют пакеты из 1 слоя кремнекислородных тетраэдров Si_4O_{10} и 2 бруситовых слоев $\text{Mg}[\text{OH}]_2$. Сингония моноклиная. Спайность совершенная. Цвет — белый, зеленый, зелено-бурый (в зависимости от примесей). Уд. вес 2,7—2,8. Твердость по Моосу 1. Оптически двуосный, отрицательный. Плохой проводник тепла и электричества. Огнеупорен, не плавится до 1200°C .

ТАММА УРОВНИ — энергетич. уровни в запрещенной зоне идеальной кристаллич. решетки (без чужеродных атомов или дефектов); электроны, на-

ходящиеся на этих уровнях, локализованы вблизи поверхности кристалла. Возможность существования T. у. была впервые показана И. Е. Таммом в 1932 г. для одномерной решетки с прямоугольными барьерами (модель К р о н и н г а — П е н н и). Появление T. у. в этом случае обусловлено искажением потенциала, т. е. разной высотой барьеров в приграничных ячейках по сравнению с объемными (см. *Поверхностные явления в полупроводниках*).

T. у. могут возникать также в неискаженной решетке, если в ней имеет место перекрытие энергетич. зон, образованных из разных атомных уровней. В трехмерной решетке T. у. расщепляются в поверхностную зону. Г. Е. Пикус.

ТАММА — ДАНКОВА МЕТОД — приближенный метод в квантовой теории поля (КТП), не связанный с разложением по степеням константы взаимодействия. В применении к проблемам сильных взаимодействий, в частности к проблемам квантовой мезодинамики, T. — Д. м. был впервые сформулирован в 1945 г. И. Е. Таммом [1], а в 1950 г. — С. М. Данковым [2]. В 1934 г. аналогичный метод был использован В. А. Фоком [3] при исследовании некоторых вопросов квантовой электродинамики, однако тогда он не получил развития.

T. — Д. м. был предложен как первая попытка выйти за рамки теории возмущений из-за ее непригодности в случае сильных взаимодействий для задач рассеяния (напр., π -мезонов на нуклонах), а также для изучения связанных состояний в КТП (напр., дейтрона). Сущность метода состоит в том, что в строгих ур-ниях гамильтоновой формулировки КТП пренебрегают всеми амплитудами с числом частиц больше наперед заданного («обрыв системы ур-ний по числу частиц»), а затем точно решают оставшуюся приближенную (укороченную) систему ур-ний. T. — Д. м. нашел применение в многочисленных разделах теоретич. физики благодаря ряду привлекат. черт: приближенная система ур-ний в T. — Д. м. является линейной; число переменных, от к-рых зависит амплитуда, минимально; в отличие от приближенных методов дисперсионного или аксиоматич. подходов, в T. — Д. м. получается изолированная система ур-ний для парциальных амплитуд с заданным полным моментом количества движения.

Точная система ур-ний в *Фока представлении* для амплитуды состояния $a(\lambda, N)$, где N — число частиц, а λ — совокупность остальных квантовых чисел, или, что то же, ур-ние Шредингера в представлении *чисел заполнения*, имеет вид:

$$(W - E(\lambda, N)) a(\lambda, N) = \sum_{\lambda', N'} \langle \lambda, N | \hat{H} | \lambda', N' \rangle a(\lambda', N'). \quad (1)$$

Здесь W — полная энергия системы, $E(\lambda, N)$ — энергия N невзаимодействующих частиц, $\langle \lambda, N | \hat{H} | \lambda', N' \rangle$ —

матричный элемент гамильтониана взаимодействия системы \hat{H}' . Решение системы (1) по теории возмущений в случае сильных взаимодействий приводит, вообще говоря, к расходящимся рядам. Для построения приближенного решения бесконечной системы зацепляющихся ур-ний (1) по Т. — Д. м. необходимо пренебречь всеми амплитудами $a(\lambda, N)$ с $N > N_0$, где N_0 — нек-рое фиксированное число частиц, и затем попытаться найти точное решение оставшейся приближенной системы для конечного числа амплитуд $a(\lambda, N)$ с $N \leq N_0$. Физ. идея, лежащая в основе Т. — Д. м., заключается в следующем: при заданной полной энергии W взаимодействие частиц разыгрывается на расстояниях $\sim \hbar c/W$. Далее предполагается, что на таких расстояниях определяющий вклад в процесс вносят амплитуды с числом частиц $\leq N_0 \sim W/\tilde{m}c^2$, где \tilde{m} — нек-рая эффективная, или средняя, масса участвующих в процессе частиц. Так, напр., для рассеяния π -мезонов на нуклонах при энергиях, не превышающих порог образования двух π -мезонов, в (1) в первом приближении Т. — Д. м. надо оставить только одночастичные амплитуды и амплитуду «мезон + нуклон»; такие ур-ния подробно исследовались многими авторами (см. обзор [4]). С математич. точки зрения, Т. — Д. м. представляет собой использование при решении системы (1) метода Ритца — Галеркина. Отсутствие эффективного параметра малости не позволяет в общей форме оценить вклад отброшенных амплитуд. Поэтому исследование сходимости последоват. приближений этого метода в КТП — очень сложная и пока не решенная задача. Надежды в этом отношении связаны гл. обр. с успешным применением метода к ряду конкретных физ. проблем, в к-рых удалось получить качественное, а иногда (рассеяние мезонов на нуклонах в состоянии с полным изотопическим спином $I = 3/2$) неплохое количеств. согласие с опытом.

Наиболее интересные применения Т. — Д. м. (подробнее см. [4]): попытки построения потенциала взаимодействия двух нуклонов и исследование рассеяния π -мезонов нуклонами. Теория дает вполне удовлетворит. энергетич. ход сдвига фазы в резонансном состоянии с $I = 3/2$ и спином $J = 3/2$ ($^3P_{3/2}$). Наилучшее согласие получается при константе псевдоскалярной связи $g^2 \approx 16$. Однако в случае других фаз дело обстоит гораздо хуже. В последние годы в работах В. Гейзенберга и сотрудников по нелинейной спиновой теории элементарных частиц Т. — Д. м. использовался для оценки масс нуклонов и мезонов.

Т. — Д. м. встречается с принципиальной трудностью: появляются расходящиеся выражения вакуумной и собственно энергетич. природы, характерные для современной динамич. формулировки КТП вообще, причем, в отличие от теории возмущений, в ур-ниях Т. — Д. м. не удается провести последоват. устранение расходящихся членов (путем перенормировки физ. величин). Это не связано с той или иной конкретной формой записи ур-ний, а является отражением специфич. недостатков гамильтоновой формулировки релятивистской КТП.

Первоначальные ур-ния Т. — Д. м. были записаны (см. [1]) в релятивистски нековариантной форме. Поэтому не ясно было, как однозначно устранить появляющиеся в этих ур-ниях расходящиеся члены типа собственной энергии и производить перенормировку; далее, в оборванных ур-ниях появились дополнит. бесконечные члены, обусловленные вакуумными петлями. Ковариантная формулировка Т. — Д. м., предложенная Чини (M. Cini, 1953 г.), позволила сделать шаг вперед в смысле понимания природы указанных трудностей. Оригинальная попытка избежать затруднений первоначальной формулировки

Т. — Д. м. принадлежит Дайсону (F. I. Dyson), предожившему т. н. новый Т. — Д. м. Осн. особенность этого метода — использование предствления о вакууме взаимодействующих полей, в отличие от вакуума свободных полей, лежащего в основе первоначального Т. — Д. м. При этом из ур-ний автоматически исключаются вакуумные расходимости. Тем не менее новый Т. — Д. м. оказался менее жизнеспособным, чем старый. С одной стороны, он не решил проблему перенормировки собственно энергетич. выражений, а с другой — возникли новые трудности, не преодоленные до сих пор: амплитуды в новом Т. — Д. м. не поддаются непосредств. физ. интерпретации и очень сложным нелинейным образом выражаются через амплитуды старого Т. — Д. м.; появляются новые нефизич. особенности (ложные полюса), обусловленные наличием амплитуд состояний с частицами отрицат. энергии (т. н. минус-частицы). Эти особенности нельзя истолковать физически. Трудности с устранением расходящихся выражений проявляются в любой формулировке Т. — Д. м. Дело в том, что Т. — Д. м. исходит из ур-ния Шредингера, существование к-рого предполагает применимость понятий амплитуды вероятности или S -матрицы (см. Матрица рассеяния) для конечного времени в релятивистской КТП. Теорема Хаага (R. Haag) ставит под сомнение введение в КТП величин такого рода, а следовательно, и возможность последоват. формулировки самого ур-ния Шредингера для перенормированных величин. В этой связи могут показаться несколько парадоксальными успехи Т. — Д. м. в ряде задач. По-видимому, согласие с опытом, как правило, имеет место в тех случаях, когда можно пренебречь вкладом собственноэнергетич. членов.

Ур-ния Т. — Д. м. следуют в определенном приближении из соответствующих ковариантных Бете — Салпетера уравнений, если пренебречь в последних членами собственной энергии. С точки зрения ур-ний для Грина функций в x -представлении, это означает переход от многовременной к одновременной формулировке ур-ний. Поэтому ур-ния т. н. квазипотенциального подхода должны быть очень близкими к соответствующим ур-ниям Т. — Д. м. Очевидно также, что гамильтонова формулировка задач рассеяния в КТП, предложенная Липманом (M. Lippman) и Швингером (I. Schwinger) и Гелл-Маном (M. Gell-Mann) и Гольдбергером (M. I. Goldberger), в определенных приближениях приведет к ур-ниям типа Т. — Д. м.

Лит.: 1) Тамм И., «J. Phys.», 1945, v. 9, № 6, p. 449; 2) Dancoff S. M., «Phys. Rev.», 1950, v. 78, № 4, p. 382; 3) Fock V., «Phys. Z.» (Sowjetunion), 1934, Bd 6, H. 5, S. 425; 4) Силин В. П., Файнберг В. Я., «УФН», 1955, т. 56, вып. 4, с. 569. В. Я. Файнберг.

ТАНТАЛ (Tantalum) Ta — хим. элемент V гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 73, ат. в. 180,948. Т. имеет 2 природных изотопа: Ta^{180} (0,0123%) и Ta^{181} (99,9877%). Важнейшие искусств. изотопы: Ta^{179} (электронный захват, $T_{1/2} \approx 600$ дней), Ta^{182} (β^- , γ ; $T_{1/2} = 115$ дней). Электронная конфигурация $5d^3 6s^2$. Энергия ионизации (∞) $Ta^0 \rightarrow Ta^+ \rightarrow Ta^{2+}$ 7,7 и $16,2 \pm 0,5$.

Т. — металл серо-стального цвета, в отшлифованном виде — белый, решетка кубич. объемноцентрированная $a = 3,296$ Å. Ат. радиус 1,46 Å; ионный радиус Ta^{+5} 0,73 Å. Плотность Т. (g/cm^3 , при 20°; все темп-ры в °C) 16,55—16,62, по рентгенографии. данным 16,654. Теплоты плавления и испарения ($kcal/g$ -атом) 6,8 и 1,80. Теплота образования 41,5 $kcal/g$. Уд. теплоемкость 0,036 $kcal/g$ -град (0°). Коэфф. термич. расширения $6,6 \cdot 10^{-6}$ (20—500°). Теплопроводность 0,130 $kcal/cm$ -сек.-град (20°). Уд. электросопротивление $12,5$ — $13,6 \cdot 10^{-6}$ ом·см (20°), темп-ный коэфф. электросопротивления $3,0 \cdot 10^{-5}$

($0^\circ - 1000^\circ$). Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние $4,41^\circ$ К. Работа выхода $4,13$ эв. Т. парамагнитен; магнитная восприимчивость $0,849 \cdot 10^{-6}$ (25°). Модуль упругости $16,47 \cdot 10^{11}$ дин/см² (25°); модуль сдвига $6 \cdot 10^{11}$ дин/см²; твердость по Бринеллю 40 кг/мм²; сжимаемость $0,479 \cdot 10^{-6}$ см²/кг. Коэфф. Пуассона $0,35$. Чистый Т. (99,9%) в отожженном состоянии хорошо поддается механич. обработке, легко прокатывается в фольгу $0,04$ мм и в тонкую проволоку, штампуются.

Наиболее ценное свойство металлич. Т. — исключит. устойчивость к кислотам. Т. растворяется только при нагревании в концентриров. H_2SO_4 и в расплавах щелочей. Поглощает газы (H_2 , N_2) с образованием твердых растворов типа фаз внедрения. Характерная валентность +5.

Лит. см. при ст. Таллий.

Ю. Н. Михайлов.

ТАУМЕТР — прибор для исследования процессов разгорания и затухания люминесценции, определения времени релаксации (τ , отсюда название прибора), фотопроводимости, газового разряда, поляризации диэлектриков и др. физ. процессов, происходящих за время $10^{-1} - 10^{-5}$ сек. Принцип работы Т. состоит в следующем: изучаемый физ. процесс возбуждается П-образными импульсами соответствующего возбудителя (света, электрич. напряжения и пр.), преобразуется в эквивалентный электрич. процесс и наблюдается на экране электронного осциллоскопа.

Действие Т. основано на функциональной развертке по оси времени. Если закон релаксации изучаемого процесса известен, то временная развертка производится по тому же закону. Регулируя в канале развертки параметр, характеризующий этот закон, добиваются вырождения кривой релаксации на экране осциллоскопа в прямую линию. При этом значение параметра развертки равно параметру исследуемого процесса релаксации. Напр., при экспоненциальном процессе релаксации $I = I_0 \exp(-t/\tau)$ и экспоненциальной шкале времени, при к-рой горизонт. развертка электронного луча производится по закону $x \approx 1 - \exp(-t/\tau_p)$ (в одну сторону) и $x \approx \exp(-t/\tau_p)$ (в др. сторону), при периоде развертки $\tau_p = \tau$ на экране осциллоскопа наблюдается прямая линия.

С помощью функциональной развертки можно исследовать любые процессы релаксации, закон к-рых не известен. В этом случае искомые кривые релаксации (напр., кривые нарастания и затухания люминесценции) строятся по точкам [1]. Развитие этого метода привело к созданию т. н. ультратауметра, позволяющего измерять времена релаксации до $2 \cdot 10^{-8}$ сек (оптич. процессы) и $2 \cdot 10^{-9}$ сек (электрич. процессы) [2, 3].

Лит.: 1) Толстой Н. А., Феофилов П. П., «УФН», 1950, т. 41, вып. 1, с. 44; 2) Толстой Н. А., «ДАН СССР», 1955, т. 102, № 5, с. 935; 3) Толстой Н. А., Ткачук А. М., «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 15, вып. 5, с. 698. В. И. Грибков.

ТАУНСЕНДА ТЕОРИЯ — теория несамостоятельного газового разряда. Согласно Т. т., электроны производят в газе ударную ионизацию, характеризующую коэфф. α — числом ионизаций, к-рые создает один электрон на единице пути своего направленного движения от катода к аноду. Образованные при этом положит. ионы могут либо также ударной ионизацией в объеме создавать на ед. пути своего движения к катоду β ионизаций, либо при ударе о катод вырывать γ электронов на каждый ион. Коэфф. α , β и γ наз. коэфф. Таунсенда. Если внешний ионизатор создает на катод ток первичных электронов i_0 , то в результате указанных процессов будет протекать разрядный ток, определяемый одной из следующих ф-л:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \exp(\alpha l)}{\alpha - \beta \exp(\alpha l)} \quad (1)$$

(при наличии объемной ионизации положит. ионами),

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha l)}{1 - \gamma [\exp(\alpha l) - 1]} \quad (2)$$

(при вырывании электронов из катода положит. ионами). Ф-лы (1) и (2) относятся к случаю разряда между плоскими электродами, расстояние между к-рыми равно l . В случае неоднородного поля αl должно

быть заменено на $\int_0^l \alpha dx$.

Предполагая возможными оба механизма действия положит. ионов, можно получить общую ф-лу:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \exp(\alpha l)}{\alpha (1 + \gamma) - (\beta + \alpha \gamma) \exp(\alpha l)} \quad (3)$$

Все три ф-лы экспериментально неразличимы, так как, комбинируя коэффициенты, можно ф-лу (3) привести к виду (1) или (2). Истинное различие между ф-лами определяется тем, какой из возможных механизмов действия положит. ионов играет основную роль. При тех энергиях, к-рые ионы приобретают в электрич. разряде, их объемной ионизацией можно полностью пренебречь, вследствие чего реальной является ф-ла (2). Эта ф-ла была неск. преобразована Лёбом, к-рый принял, что основным процессом вырывания электронов из катода является фотоэффект, вызванный фотонами, возникшими в разрядном промежутке. Ф-ла Лёба имеет вид:

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha l)}{1 - \frac{\eta g \theta}{\mu - \alpha} [\exp(\alpha - \mu) l - 1]} \quad (4)$$

Здесь θ — число фотонов, возникающих при прохождении электроном ед. пути, μ — коэфф. поглощения фотонов в газе, g — геометрич. фактор, определяющий число фотонов, идущих к катоду, η — число фотоэлектронов, приходящихся на один фотон, достигший катода. Обозначая $\frac{\eta g \theta}{\alpha - \mu} = \gamma$, получим ф-лу, практически не отличающуюся от (2). Эту ф-лу обычно принимают в качестве основной ф-лы для тока несамостоятельного разряда, включая в коэфф. γ все процессы на катоде (вырывание электронов ионами, метастабильными атомами и фотонами).

Т. т. позволяет установить условие перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный. Таким условием является обращение в нуль знаменателя любой из приведенных ф-л. Физически это определяется зависимостью коэфф. Таунсенда (в первую очередь α) от напряженности поля и состава и давления газа. Таунсенд дал для α ф-лу:

$$\alpha/p = c_1 \exp(-c_2 p/E) \quad (5)$$

(c_1 и c_2 — эмпирич. коэффициенты).

Учет реальных элементарных процессов взаимодействия электронов с молекулами газа приводит к более строгим выражениям для α [2]. Хотя ф-ла (5) оправдывается в ограниченном интервале E/p , она позволяет качественно обосновать Пашена закон и объяснить наличие минимума на кривой зависимости напряжения зажигания самостоятельного разряда (напряжения пробоя) от произведения pl .

Лит.: 1) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. XIII; 2) Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950, гл. XII. Л. А. Сена.

ТАХОМЕТР — прибор для измерения угловой скорости (ω). По способам измерения ω Т. можно разделить на три вида: 1) Т., осуществляющие счет числа оборотов n за определенный промежуток времени τ ($\omega = n/\tau$ об/сек); 2) Т., преобразующие ω в к.-л. иную физ. величину, поддающуюся непосредственному измерению, и 3) Т., сличающие частоты оборотов вала с известной частотой колебаний, воспроизводимой Т.

К Т. 1-го вида относятся: механич. Т. часового типа (класса точности 1) и электронные тахометры-частотомеры, позволяющие измерять ω с погрешностью менее 0,001%. Т. этого вида имеют счетчик оборотов или импульсов и хронометр, к-рый через строго определенный промежуток времени включает и выключает счетчик оборотов.

К Т. 2-го вида относятся центробежные Т., индукционные, электр. и др. У центробежных Т. вращение вала вызывает перемещение подвижных масс, пропорциональное ω . Перемещение передается рычажной системой указателю. У индукционных Т. постоянный магнит, вращающийся со скоростью ω , индуцирует токи в легком металлич. стакане (диске) измерительной системы. Взаимодействие магнитного поля магнита и индуцированных токов создает момент M_B , вращающий стакан. Угол поворота (α) стакана и соединенного с ним указателя определяется равенством момента M_B и M_{II} — удерживающего момента пружины. M_B пропорционален ω , а M_{II} — углу α , т. е. α оказывается линейной ф-цией ω . Электр. Т. состоит из генератора постоянного или переменного тока, якорь к-рого вращается от испытуемого вала, и второго прибора — *вольтметра* или *частотомера*, отградуированных в ед. угловой скорости.

К Т. 3-го вида относятся т. н. строботахометры, представляющие собой генератор кратковременных импульсов света с переменной известной частотой (f_0) повторения. Освещая вращающуюся с круговой частотой f деталь прерывистым светом и изменяя частоту повторения вспышек, по стробоскопич. эффекту добиваются совпадения f и f_0 . Строботахометр градуируют в ед. угловой скорости. Точность измерения f определяется точностью генерирования частоты вспышек строботахометра.

Размерность ω [*об/сек*, *рад/сек*] та же, что и размерность частоты [*1/сек*], поэтому для проверки показаний Т. в качестве образцовых приборов применяют меры частоты (генераторы с камертонной или кварцевой стабилизацией частоты).

Лит.: 1) У т я м ш е в Р. И., Техника измерения скоростей вращений, М.—Л., 1961; 2) Т у р и ч и н А. М., Электр. измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959, гл. 39. П. Н. Агапечский.

ТВАЙМАНА ИНТЕРФЕРОМЕТР — см. *Интерферометр Тваймана*.

ТВЕРДОЕ ТЕЛО характеризуется, во-первых, стабильностью формы (в нормальных условиях), во-вторых, тем, что атомы в нем совершают малые колебания вокруг нек-рых фиксированных положений равновесия.

По характеру расположения равновесных положений атомов Т. т. могут быть подразделены на кристаллические и аморфные. Кристаллы характеризуются правильным расположением атомов, т. е. пространств. периодичностью всех свойств. В аморфных телах атомы колеблются вокруг хаотически расположенных точек. Основным энергетич. состоянием совокупности атомов должно быть одно определенное состояние с правильно расположенными атомами (кристалл), поэтому с термодинамич. точки зрения аморфное тело всегда находится в нек-ром неравновесном (метастабильном) состоянии и с течением времени должно закристаллизоваться. Однако в обычных условиях время перехода в равновесное состояние может быть столь велико, что неравновесный характер системы не проявляется и аморфное тело практически неограниченно долгое время ведет себя как устойчивое Т. т. (см. *Аморфное состояние*).

Все вещества в природе затвердевают при атмосферном давлении при темп-ре $T > 0^\circ\text{K}$, за исключением He, к-рый остается жидким при атм. давлении

вплоть до абс. нуля темп-ры. Для кристаллизации He необходимо сдавить до 25 атм. при $T = 1,5^\circ\text{K}$. Это уникальное свойство He находит объяснение в квантовой теории конденсированного состояния (см. *Гелий*).

Понимание природы свойств Т. т. возможно только на основании квантовой механики. В то время как квантовая теория кристаллов разработана весьма подробно, квантовая теория аморфных тел только начинает развиваться. Поэтому в ст. рассматриваются только кристаллич. Т. т.

Симметрия кристаллической решетки. Основу симметрии решетки составляет ее пространств. периодичность — свойство совмещаться сама с собой при параллельных переносах (трансляциях). Наряду с трансляционной симметрией решетка может обладать также симметрией по отношению к поворотам и отражениям. Соответствующие элементы симметрии — оси и плоскости симметрии, зеркально-поворотные оси (ими могут обладать симметричные тела конечных размеров). Благодаря комбинациям трансляций с поворотами и отражениями кристаллич. решетка может обладать специфич. элементами симметрии — винтовыми осями и плоскостями зеркального скольжения.

Совокупность всех эквивалентных узлов кристаллич. решетки, к-рые могут быть совмещены друг с другом путем параллельного переноса, образует *Браве решетку*. Кристаллическую решетку, вообще говоря, можно рассматривать как систему вдвинутых друг в друга решеток Браве. Каждая элементарная ячейка кристаллической решетки содержит по одному из узлов, принадлежащих к каждой из решеток Браве. Кристаллическая решетка вследствие трансляционной симметрии может обладать лишь осями симметрии 2, 3, 4 и 6-го порядков, а перенос вдоль винтовой оси n -го порядка составляет p/n часть ($p = 1, 2, \dots, n-1$) от периода решетки в направлении оси; сдвиг вдоль плоскости зеркального скольжения составляет половину наименьшего периода в этом направлении.

Типы симметрии решеток Браве по отношению к поворотам и отражениям наз. кристаллич. системами, или *сингониями*. Их семь; они отличаются наличием тех или иных элементов симметрии. Наименее симметричная из них — триклинная, наиболее симметричная — кубическая.

В ряде явлений кристалл ведет себя как сплошное тело (макроскопич. явления). Макроскопич. свойства кристаллов: электропроводность, коэфф. теплового расширения и т. п., зависят от направления. Симметрия кристалла приводит к эквивалентности направлений, вдоль к-рых макроскопич. свойства тела одинаковы. Симметрия направлений, т. е. макроскопич. свойств, определяется совокупностью его осей и плоскостей симметрии (причем винтовые оси и плоскости скольжения не следует отличать от простых осей и плоскостей). Такие совокупности элементов симметрии реальных кристаллов (а не их решеток Браве) наз. *классами кристаллов*. Класс, симметрия к-рого совпадает с симметрией сингонии, наз. голоэдрическим.

Макроскопич. свойства Т. т. (напр., рассеяние рентгеновских лучей) зависят от истинного расположения атомов в них. Совокупность элементов симметрии (истинной) кристаллич. решетки наз. ее *пространственной группой*. Всего возможно 230 различных пространств. групп. Учет не только положения атомов, но и их магн. моментов усложняет классификацию элементов симметрии.

Равновесное расположение атомов в кристалле задается ячейкой Браве и расположением в ней неэквивалентных атомов. Геометрич. структура кристаллов

экспериментально определяется с помощью упругого рассеяния рентгеновских лучей (см. также *Лауэ-грамма, Брэгга—Вульфа уравнение*). Многие вещества обладают *полиморфизмом*, в различных темп-рных интервалах равновесны различные кристаллич. структуры. Переход из одной кристаллич. модификации в др. может происходить либо как фазовый переход 1-го рода с выделением тепла и скачкообразным изменением объема, либо как фазовый переход 2-го рода со скачком теплоемкости и коэфф. теплового расширения (см. *Фазовые превращения*).

Переход от одной кристаллич. структуры к другой может происходить не только при изменении темп-ры. При высоких давлениях во многих телах наблюдаются превращения, показывающие, что стабильность того или иного типа кристаллич. решетки существенно зависит от среднего расстояния между атомами (см. *Давления высокие, Сера, Лед*).

Простейшие кристаллич. решетки. а) Простая кубич. решетка. Элементарная ячейка содержит один атом. Базисными векторами являются три вектора a_1, a_2, a_3 равной длины a , направленные вдоль трех кубич. осей. Координаты атомов в ячейке: $(a, 0, 0), (0, a, 0)$ и $(0, 0, a)$. Положение любого атома относительно некоего фиксированного: $a = n_1 a_1 + n_2 a_2 + n_3 a_3$, или $(n_1 a, n_2 a, n_3 a)$, где n_1, n_2, n_3 — целые числа (положительные, отрицательные или равные нулю).

б) Объемноцентрированная кубич. решетка (ОЦК). Элементарная (примитивная) ячейка содержит один атом. Ее объем равен половине объема кубич. ячейки. Расположение атомов в ячейке: $(a, 0, 0), (0, a, 0), (0, 0, a); (1/2 a, 1/2 a, 1/2 a)$. Любой атом в решетке расположен либо в точке $(n_1 a, n_2 a, n_3 a)$, либо в точке $[(n_1 + 1/2)a, (n_2 + 1/2)a, (n_3 + 1/2)a]$. Иногда удобно рассматривать эту решетку как простую кубическую, но содержащую два атома в ячейке.

в) Гранецентрированная кубич. решетка (ГЦК). Элементарная ячейка — ромбодр — содержит один атом (рис. 1). Расположение

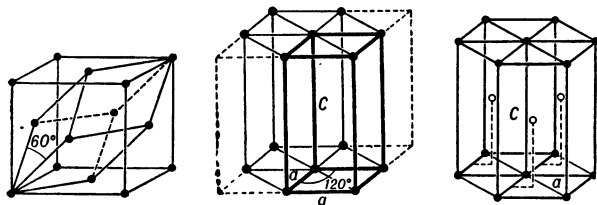


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 3.

Рис. 1. Ромбодр — элементарная ячейка гранецентрированной кубич. решетки.

Рис. 2. Связь между элементарной ячейкой гексагональной системы (жирные линии) и шестигранной (гексагональной) призмой.

Рис. 3. Гексагональная структура с плотной упаковкой.

атомов: $(a, 0, 0), (0, a, 0), (0, 0, a); (1/2 a, 1/2 a, 0), (1/2 a, 0, 1/2 a), (0, 1/2 a, 1/2 a)$. Любой атом в решетке находится в точке $(1/2 n_1 a, 1/2 n_2 a, 1/2 n_3 a)$, если $n_1 + n_2 + n_3$ — четное число. Если эту решетку рассматривать как простую кубическую, то элементарной ячейке следует приписать 4 атома.

Особенность гранецентрированной решетки: при заданном расстоянии между соседними узлами число узлов на ед. объема является наибольшим. Такая структура наз. *плотной упаковкой* — ей соответствует равновесная конфигурация из плотно уложенных твердых шаров (см. *Плотнейшая упаковка*).

г) В простой гексагональной решетке атомы расположены в вершинах правильной шестиугольной пирамиды и в центрах оснований. Эле-

ментарная ячейка — параллелепипед (рис. 2, утолщенные линии) — содержит один атом.

д) Гексагональная плотная упаковка (ГПУ) получается из простой гексагональной решетки, если посередине между первоначальными плоскими треугольными сетками поместить такую же треугольную сетку с узлами, расположенными между центрами первоначальных треугольников (рис. 3). При $c/a = \sqrt{8/3}$ каждый атом окружен двенадцатью соседями, расположенными на одинаковых расстояниях от него. Эта конфигурация также соответствует плотной упаковке (условно кристаллы с аналогичным расположением атомов, но с b/a , неск. отличающимся от $\sqrt{8/3}$, также относят к типу «гексагональная плотно упакованная решетка»). Элементарная ячейка решетки такая же, как в простой гексагональной решетке, но с добавочным атомом внутри, т. е. содержит 2 атома.

Типы связей в кристаллах. Силы, связывающие между собой атомы или молекулы в Т. т., почти полностью электростатического происхождения. Роль магнитных взаимодействий весьма незначительна. Действительно, характеристической энергии электростатич. взаимодействия является величина $U_э = e^2/a \approx 10^{-12}$ эрг (e — заряд электрона, a — межатомное расстояние), а магнитного — энергия взаимодействия двух элементарных магнитных диполей $U_m \sim \mu^2/a^3$. Т. к. наибольший магнитный момент μ — порядка электронного и приблизительно равен 10^{-20} эрг/с, то $U_m = 10^{-16}$ эрг, т. е. $U_m \ll U_э$. Если Т. т. состоят из нейтральных частиц (молекулярные кристаллы), обладающие спонтанными магнитными моментами (напр., твердый кислород); то вклад магнитных взаимодействий в силы связи может оказаться заметным.

По типам связи Т. т. делят на 5 классов, каждый из к-рых характеризуется своеобразным распределением электронов (табл. 1). В *ионных кристаллах* электроны переходят от одного атома к другому, образуя ионы. Основные силы, действующие между ионами, — электростатич. силы притяжения. Степень ионизации атомов в ионном кристалле, как правило, такова, что электронные оболочки всех ионов соответствуют электронным оболочкам атомов инертных газов. Распределение электронного заряда вблизи каждого иона близко к сферическому, что слегка нарушается в области соприкосновения соседних ионов.

В кристаллах с *ковалентной связью* (гомеополярной) валентные электроны обобществлены соседними атомами. Этот тип связи характеризуется высокой электронной плотностью между ионами и резкой направленностью. Напр., атомы С соединяются друг с другом или с др. атомами так, что четыре их связи (четыре валентные электрона) «располагаются» в пространстве определенным образом (см. *Алмаза структура*).

У большинства металлов (напр., щелочных) свободные электроны проводимости обуславливают энергию связи: металл можно представлять как решетку, состоящую из положит. ионов, погруженную в электронную жидкость. У нек-рых металлов (напр., переходных) существенны также ковалентные связи, осуществляемые электронами незаполненных внутр. оболочек. Большинство металлов кристаллизуется в ОЦК, ГЦК и ГПУ решетки.

В *молекулярных кристаллах* связь между атомами инертных газов и между насыщенными молекулами в твердой фазе обусловлена слабыми электростатич. силами (см. *Ван-дер-Ваальсовы силы*), природа к-рых — взаимная поляризация атомов. В большинстве органич. кристаллов молекулы также связаны силами Ван-дер-Ваальса. Для всех молекулярных кристаллов

характерна слабая связь: они имеют низкую точку плавления и легко поддаются возгонке.

В кристаллах с водородными связями атом водорода связан значит. силами притяжения одновременно с двумя атомами. Энергия такой связи ≈ 5 ккал/моль. Водородная связь — важнейшая форма взаимодействия между молекулами воды. Совместно с электростатич. притяжением дипольных моментов она обуславливает свойства воды и льда.

Табл. 1. — Классификация кристаллов по типам связей.

Тип кристалла	Пример	Энергия связи, ккал/моль	Характерные свойства кристаллов данного типа
Ионный	NaCl LiF	180—220	Сильное инфракрасное поглощение, малая электропроводность при низких темп-рах; хорошая ионная проводимость при высоких Т.
Атомный (с ковалентной связью)	алмаз	170—283	Высокая твердость, слабая проводимость при низких темп-рах у чистых образцов
Металлический	Cu, Al, Na	26—96	Высокая электропроводность
Молекулярный	Ag, CH ₄	1,8	Низкие точки плавления и кипения, сильная сжимаемость
С водородными связями	H ₂ O (лед) HF		Тенденция к полимеризации (образованию групп из многих молекул); энергия связи между молекулами больше, чем у аналогичных молекул без водородных связей

Классификация Т. т. по типам связи весьма условна. Многие тела трудно отнести к тому или иному типу (напр., Bi, As, Sb и др.). Тип связи характеризует своеобразное для каждого типа Т. т. распределение электронов между ядрами. Знание типа связи, а значит распределения электронов в пространстве между ядрами, позволяет приблизительно подсчитать энергию связи кристалла, т. е. энергию, необходимую для разъединения Т. т. на отдельные атомы, молекулы или ионы (в зависимости от состава Т. т.), и уравнение состояния, т. е. зависимость удельного объема от давления. Энергия связи кристаллов определяется обычно для комн. темп-ры, исключение составляют молекулярные кристаллы, для к-рых она берется для точки плавления. Для ионных кристаллов, напр., теоретическое и экспериментальное значение энергии связи при 0° К ~ 200 ккал/моль (для NaCl 182,8 ккал/моль).

Распределение электронов в Т. т. принято характеризовать ионными радиусами, причем в ряде случаев ионы можно приблизительно рассматривать как твердые сферы (напр., в ионных кристаллах), а соотношением между ионными радиусами тех или иных ионов пользоваться для выяснения ряда обстоятельств (напр., возможности внедрения иона в междуузлия, для вычисления подвижности ионов и т. п.).

Механические свойства Т. т. описывают его реакцию на внешние механич. воздействия: сжатие, растяжение, изгиб, удар и т. д. Механич. свойства Т. т. определяются силами связи, действующими между атомными частицами. Многообразие сил связи приводит к разнообразию механич. свойств: одни Т. т. пластичны, другие — хрупки. Обычно металлы, в к-рых силы связи определяются коллективным действием электронов проводимости, более пластичны, чем диэлектрики, напр. деформация Cu при комн. темп-ре в момент разрыва достигает неск. дес. %, а каменная

соль разрушается без наблюдаемой деформации (хрупкость).

При небольших нагрузках у всех Т. т. наблюдается линейное соотношение между напряжением и деформацией (см. Гука закон). В этих условиях деформация наз. упругой. Для идеального кристалла область упругой деформации должна была бы распространяться вплоть до разрушения, причем предел прочности должен был бы соответствовать силам связи между атомами. Однако при больших нагрузках реакция Т. т. существенно зависит от дефектности образца (от наличия или отсутствия дислокаций, от размеров кристаллитов, блоков мозаичности и т. п.) — разрушение начинается в наиболее слабых местах (табл. 2).

Табл. 2. — Механич. характеристики идеальных и реальных кристаллов.

	Предел прочности, кгс/мм ²	Упругая деформация, %	Пластич. деформация, %
Идеальный кристалл	$(1,5-2) \cdot 10^3$	1—5	0
Реальные кристаллы (металлы)	0,1—1	10 ⁻²	от дес. до сотен %
Специально термомеханически обработанные или нитевидные кристаллы	$(0,5-1,4) \cdot 10^3$	0,5—2	1

Зависимость механич. свойств Т. т. от состояния кристалла позволяет управлять механич. свойствами Т. т. путем их обработки (закалка, легирование и т. п.). Напр., специально обработанная сталь выдерживает нагрузки от 300 до 500 кгс/мм², а обычная сталь того же химич. состава — не более 40—50 кгс/мм².

Упругие свойства изотропных тел (в частности, поликристаллов) описываются двумя величинами — модулем Юнга E (отношение напряжения к относительному удлинению) и коэфф. Пуассона σ (отношение изменения поперечных и продольных размеров), характеризующими реакцию на растяжение (сжатие) образца в виде однородного стержня (см. Упругости теория). Для стали и ковкого железа $E = 2,1 \cdot 10^6$ кгс/см². Из условия устойчивости недеформированного состояния следует, что $E > 0$, а $-1 < \sigma < 1/2$. Однако в природе не обнаружены тела с отрицательным коэфф. Пуассона.

Модуль Юнга и коэфф. Пуассона определяют скорость распространения звуковых волн в изотропном теле:

$$c_t = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}}, \quad c_l = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}}$$

где ρ — плотность тела, а c_t и c_l — скорости распространения поперечной и продольной звуковых волн (см. Звук).

В анизотропном кристалле упругие свойства описываются тензором четвертого ранга, число независимых компонент к-рого определяется для простых решеток симметрией кристаллич. системы. Так, для триклинной системы их 21, для моноклинной 13, для ромбической 9, для кубической 3.

Знание связи между деформациями и напряжениями позволяет решать конкретные практич. задачи о распределении напряжений и деформаций в телах различной формы (балки, пластины, оболочки и т. п.) при разнообразных нагрузках (изгиб, кручение).

Статистич. термодинамика Т. т., фононы. Тепловые свойства Т. т. определяются гл. обр. характером движения атомных частиц (атомов, молекул, ионов),

из k -рых они состоят. Движение электронов и ядер можно рассматривать квазинезависимо. Это связано с большим различием их масс, из-за чего их скорости существенно различны. Для электронов ядра практически неподвижны (адиабатич. приближение); величины, описывающие движение ядер, включают усредненные характеристики движения электронов.

Не рассматривая пока движение электронов, существенное для понимания электрических и магнитных свойств T . т. (см. ниже), рассмотрим движение ядер атомов. Точнее: в зависимости от кристаллич. структуры принято говорить либо о движении атомов и молекул (молекулярные кристаллы), либо о движении ионов (ионные и валентные кристаллы, металлы) T . т.

Если N — число ячеек кристалла, а ν — число атомов в ячейке, то $N\nu$ — полное число атомов в теле. Полное число степеней свободы системы, после исключения трех поступательных и трех вращательных степеней свободы тела, как целого, равно $3N\nu - 6$.

Т. к. $3N\nu \gg 6$, то можно считать, что число степеней свободы равно $3N\nu$. Такой характер движения сохраняется до темп-ры плавления $T_{пл}$. Даже при $T = T_{пл}$ средняя амплитуда колебания атома значительно меньше межатомного расстояния. Плавление (фазовый переход 1-го рода) обусловлено тем, что термодинамич. потенциал жидкости при $T > T_{пл}$ меньше термодинамич. потенциала твердой фазы (см. *Плавление*).

Систему с $3N\nu$ колебат. степенями свободы можно рассматривать как совокупность независимых осцилляторов, каждый из k -рых соответствует отдельному нормальному колебанию системы. Если в кристалле имеются нарушения периодичности, то среди нормальных колебаний имеются особые, отличающиеся тем, что в них принимают участие не все атомы кристалла, а только локализованные вблизи дефекта (напр., чужеродного атома). Такие колебания наз. локальными. Хотя их число невелико, они в ряде случаев определяют нек-рые физ. явления (напр., оптические явления, характер явления Мёссбауэра и др.). Т. к. граница кристалла является естеств. нарушением его периодичности, то около границы могут распространяться локальные поверхностные волны, амплитуда k -рых экспоненциально уменьшается при удалении от границы (см. *Резьба волны*). Природа поверхностных волн та же, что и звуковых. Однако существование границы приводит к тому, что продольные и поперечные волны раздельно не существуют; их определенная комбинация и есть поверхностная волна. Подобного типа волны могут распространяться также внутри кристалла — вдоль плоских дефектов (например, границ кристаллов или дефектов упаковки) и вдоль линейных дефектов — дислокаций.

Т. к. систему атомов с $3N\nu$ степенями свободы можно рассматривать как совокупность $3N\nu$ взаимодействующих осцилляторов, то часть свободной энергии T . т., обусловленную колебат. движением атомов ($F_{кол}$), можно записать в виде:

$$F_{кол} = N\epsilon_0 + T \sum_{\alpha} \ln(1 - e^{-\hbar\omega_{\alpha}/T}), \quad (1)$$

где ω_{α} — собств. частота α -го нормального колебания (сумма Σ взята по всем $3N\nu$ колебаниям); член $N\epsilon_0$ — энергия взаимодействия всех атомов T . т. в положении равновесия, точнее — при абс. нуле темп-ры (в состоянии «нулевых» колебаний); T дана в энергетич. единицах. Величина ϵ_0 — ф-ция плотности или удельного объема тела: $\epsilon_0 = \epsilon_0(N/V)$ (при изменении удельного объема меняются межатомные рас-

стояния, а с ними и энергия взаимодействия атомов). Знание свободной энергии позволяет вычислить все термодинамич. потенциалы T . т. и их производные (теплоемкость, коэфф. теплового расширения и т. п.).

Анализ колебат. движения атомов T . т. показывает, что существует 3ν типов нормальных колебаний. Для простых решеток $\nu = 1$, причем нормальное колебание представляет собой волну смещений атомов из положения равновесия. Каждая волна характеризуется волновым вектором k и частотой ω . Разным типам нормальных колебаний соответствуют различные функциональные зависимости: $\omega = \omega_s(k)$ ($s = 1, 2, \dots, 3\nu$). Эту зависимость обычно наз. законом дисперсии волны. Периодичность в расположении атомов приводит к тому, что все величины, зависящие от k , в кристалле оказываются также периодич. ф-циями. Напр., $\omega_s(k + 2\pi b) = \omega_s(k)$, где b — произвольный вектор *обратной решетки*, т. е.

$$b = n_1 b_1 + n_2 b_2 + n_3 b_3, \quad a b_1 = [a_2 a_3] / v_0, \\ b_2 = [a_3 a_1] / v_0, \quad b_3 = [a_1 a_2] / v_0;$$

здесь a_j — основные векторы прямой решетки, v_0 — объем элементарной ячейки, n_j — целые числа.

Точное вычисление закона дисперсии возможно только в ряде простейших случаев или с помощью значительно упрощающих модельных соображений. Существуют экспериментальные методы построения зависимости $\omega = \omega_s(k)$. Наиболее развитый из них — изучение неупругого рассеяния медленных нейтронов (см. *Рассеяние нейтронов*).

Нек-рые выводы о законе дисперсии $\omega = \omega(k)$ можно сделать, исходя из общих положений. Среди 3ν типов нормальных колебаний должны быть такие, k -рые при больших длинах волн (по сравнению с межатомными расстояниями) соответствуют обычным упругим (т. е. звуковым) волнам в кристалле. Как известно, таких волн три (для упругоизотропного тела — две волны поперечные, одна — продольная), причем для всех трех частота ω — однородная ф-ция первого порядка от компонент вектора k и обращается в нуль при $k = 0$, т. е. для трех из 3ν типов колебаний закон дисперсии при малых значениях волнового вектора имеет вид:

$$\omega_s = c_s(n) k, \quad (s = 1, 2, 3), \quad (2)$$

где $c_s(n)$ — скорость звука в кристалле, зависящая от направления n вектора k ($n = k/k$). Эти три типа нормальных колебаний наз. акустическими и характеризуются тем, что при их возбуждении решетка колеблется как сплошная среда. Остальные $3\nu - 3$ типов колебания наз. оптическими (условное название, связанное с тем, что впервые наблюдались оптич. методами — по резонансному поглощению света, рис. 4). При $k \rightarrow 0$ частота оптич. колебания

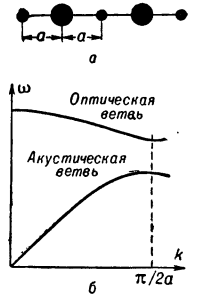


Рис. 4. Зависимость частоты колебаний ω от волнового вектора k для двухцепочной линейной цепочки; атомы совершают только продольные колебания.

стремится к конечному пределу. В этом случае атомы в одной ячейке колеблются друг относительно друга, а центр тяжести ячейки покоится (см. *Колебания кристаллических решеток*).

С квантовой точки зрения каждую волну с волновым вектором k и частотой ω можно трактовать как квазичастицу с квазимпульсом $p = \hbar k$ и энергией $\mathcal{E} = \hbar\omega$. Квазичастица, соответствующая волне нормальных колебаний, получила название *фонона*. Квазимпульс фонона во многом схож с импульсом. Существенное отличие связано с тем, что значения p ,

отличающиеся на величину $2\pi\hbar v$, физически эквивалентны (см. выше, а также *Зонная теория*). Скорость фонона — это групповая скорость соответствующей классич. волны, т. е. $v = \partial\omega/\partial k$ или $v = \partial\mathcal{E}/\partial p$. Последнее соотношение вполне аналогично обычному определению скорости.

Представлением о фононах широко пользуются в теории Т. т.

Так, неупругое рассеяние нейтронов Т. т. можно трактовать как рождение или поглощение фононов нейтронами. Изменение энергии $\Delta\mathcal{E}$ и импульса Δp рассеянного нейтрона связаны с энергией и квазиимпульсом фонона $\mathcal{E} = \hbar\omega$; $p = \hbar k$, что позволяет по измеренным значениям $\Delta\mathcal{E}$ и Δp восстановить спектр фононов $\omega = \omega(k)$. Зависящее от темп-ры слагаемое в (1) трактуется как свободная энергия газа фононов. Распределение фононов по энергиям в состоянии термодинамич. равновесия описывается ф-цией Планка:

$$\bar{n}_{ps} = 1/[\exp(\mathcal{E}_s(p)/T) - 1], \quad (3)$$

где \bar{n}_{ps} — среднее число фононов сорта s ($s = 1, \dots, 3v$) с квазиимпульсом p . Для более очевидной аналогии с частицами ф-цию Планка можно рассматривать как Бозе — Эйнштейна распределение с химич. потенциалом $\mu = 0$ (см. *Бозе — Эйнштейна статистика*).

Равенство нулю химич. потенциала связано с тем, что число фононов, в отличие от частиц, не сохраняется, а зависит от температуры. Можно показать, что при низких темп-рах T число фононов $\sim T^3$, а при высоких растет линейно с темп-рой. Зависимость числа фононов от темп-ры объясняет темп-рый ход термодинамич. величин: при низких темп-рах теплоемкость и коэфф. теплового расширения Т. т. $\sim T^3$ (см. *Дебая модель*

твердого тела), а при высоких стремится к насыщению (см. *Дюлонга и Пти закон*, *Грюнейзена закон*). Переход от одной зависимости к другой наблюдается при характерной для каждого тела темп-ре θ , наз. Дебая температурой (рис. 5).

Измерение теплоемкости Т. т. при низких темп-рах позволяет определить темп-ру Дебая, к-рая, с другой стороны, может быть выражена через скорости звука (при низких темп-рах гл. роль играют низкочастотные акустич. колебания). Скорости звука, в свою очередь, вычисляются по упругим модулям. Рассчитанная теоретически темп-ра Дебая $\theta_{\text{упр}}$ хорошо согласуется с измеренной $\theta_{\text{тепл}}$ (табл. 3).

Таблица 3.

	$\theta_{\text{тепл}}, \text{ }^\circ\text{K}$	$\theta_{\text{упр}}, \text{ }^\circ\text{K}$
NaCl	308	320
KCl	230	246
Ag	237	216
Zn	308	305

Точный расчет термодинамич. характеристик Т. т. требует знания закона дисперсии фононов, т. е. зависимости их энергии от импульса (или частоты ω от длины волны λ), однако приведенные результаты не зависят от детальной структуры законов дисперсии.

Фононы ответственны не только за термодинамич. равновесные свойства Т. т. (теплоемкость, тепловое расширение и т. п.), но и за кинетические (напр., теплопроводность). Действительно, именно фононы являются главными переносчиками тепла в Т. т. (точ-

нее, в диэлектриках; о проводниках, а также магнетиках см. ниже). Столкновения фононов друг с другом обеспечивают конечное значение длины свободного пробега фононов и объясняют темп-рную зависимость коэфф. теплопроводности. Если колебания вокруг положений равновесия совершают ионы, то эти колебания сопровождаются колебаниями дипольных моментов. Это приводит к резонансной зависимости диэлектрич. проницаемости ионных кристаллов от частоты. Возбуждение оптич. колебаний электромагнитной волной объясняет резонансное поглощение света ионными кристаллами; с квантовой точки зрения поглощение света ионными кристаллами можно трактовать как превращение фотона в оптич. фонон. При этом, естественно, выполняются законы сохранения энергии и квазиимпульса.

Малые колебания атомов вокруг положений равновесия не исчерпывают всего многообразия движений атомных частиц Т. т. В результате флуктуаций кинетич. энергия отдельных частиц превосходит глубину потенциальной ямы, в к-рой они движутся, и частицы «отрываются» от своих положений равновесия. Вероятность W такого процесса в сек. при комн. темп-рах крайне мала:

$$W \approx W_0 \exp(-U/T),$$

где $W_0 \sim$ порядка макс. частоты колебания атома $W_0 \approx \theta/\hbar \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ 1/сек}$, а U по порядку величины совпадает с энергией связи, рассчитанной на одну частицу. Поэтому все процессы в Т. т., сопровождающиеся переносом вещества (диффузия, самодиффузия и т. д.), идут сравнительно медленно. Только при предплавильных темп-рах скорости этих процессов возрастают. Коэфф. диффузии существенно зависит от состояния кристаллич. решетки: пластич. деформация обычно разрыхляет кристалл, снижает потенциальные барьеры, разделяющие равновесные положения атомов, и поэтому увеличивает вероятность их «перескоков». В исключительных случаях, напр. в твердом He, возможен туннельный переход атомов из одного положения равновесия в другое (см. *Туннельный эффект*). Это существенное квантовое явление приводит к тому, что в этих случаях коэфф. диффузии не равен 0 при $T \rightarrow 0$.

Электронные свойства Т. т. Наиболее характерная черта в движении электронов Т. т. состоит в том, что внешние электроны не локализованы в определенных атомах, а «размазаны» по всей решетке. Движение электронов происходит по всему кристаллу, что объясняется туннельным эффектом, а атомные дискретные уровни энергии расширяются в зоны или полосы (см. *Зонная теория*). Состояние электрона в s -ой зоне определяется заданием квазиимпульса p . Энергия \mathcal{E}_s — периодич. ф-ция квазиимпульса: $\mathcal{E}_s(p + 2\pi\hbar v) = \mathcal{E}_s(p)$. Если глубокие атомные уровни расширяются совершенно незначительно, то внешние расширяются настолько, что зоны, как правило, пересекаются. Из-за *Паули принципа* в каждом энергетич. состоянии (с определенными значениями квазиимпульса p и номера зоны s) может находиться не более двух электронов. Поэтому в каждой зоне может поместиться не более $2N$ электронов, где N — число уровней в зоне, равное числу атомов в кристалле. При $T = 0^\circ\text{K}$ все электроны, естественно, стремятся занять наиболее низкие энергетич. состояния. Наивысшая энергия, отделяющая занятые состояния от свободных, наз. *Ферми энергией* и зависит от плотности электронов.

Если в Т. т. отсутствуют частично заполненные зоны, то такие тела не проводят электрич. тока, т. е. являются диэлектриками. Т. т., имеющие при $T = 0^\circ\text{K}$ зоны, частично заполненные электронами, являются проводниками электрич. тока. Это — металлы. Благо-

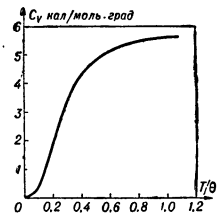


Рис. 5. Теплоемкость твердого тела в дебаевском приближении.

даря пересечению зон большинство одноатомных кристаллов является металлами. Полупроводники при $T = 0^\circ \text{K}$ представляют собой диэлектрики (нет незаполненных зон) со сравнительно малым энергетич. расстоянием $\Delta \mathcal{E}$ между последней заполненной (валентной) зоной и первой свободной зоной, наз. зоной проводимости. Наличие дефектов и примесей в кристалле приводит к возникновению дополнит. (примесных) энергетич. уровней, располагающихся между энергетич. зонами идеального кристалла (в запрещенной зоне). У полупроводников эти уровни часто расположены очень близко либо от валентной зоны, либо от зоны проводимости. При повышении темп-ры часть электронов из валентной зоны и примесных уровней переходит в возбужденные состояния, благодаря чему при конечной темп-ре полупроводник обладает заметной электропроводностью. Возбуждение электронов в зону проводимости может быть произведено и другим путем, напр. освещением. Электроны, поглощая кванты света, переходят в зону проводимости и освобождают места в валентной зоне (см. *Внутренний фотоэффект, Фотопроводимость*). Отличит. свойство полупроводников — слабая связь электронов с атомом, допускает изменение электрич. свойств полупроводников путем сравнительно слабых внешних воздействий (изменение темп-ры, давление, освещение, введение примесей и т. п.). При этом удается получать самые разнообразные свойства, позволяющие использовать полупроводники в различных областях современной техники (см. *Полупроводники, Полупроводниковые приборы*).

Влияние электронов на тепловые свойства в Т. т. В диэлектриках электроны, полностью заполняющие энергетич. зоны, не вносят, естественно, вклад в тепловые свойства Т. т.; в полупроводниках их вклад (напр., в теплоемкость) незначителен. В металлах роль электронов не ограничивается способностью переносить электрич. заряд. Они вносят заметный вклад и в тепловые свойства. Так, для металлов характерна линейная зависимость теплоемкости от темп-ры вблизи абс. нуля темп-ры. Это обусловлено влиянием электронов частично заполненных зон (электроны проводимости, или свободные электроны). Линейная зависимость электронной теплоемкости (а также коэфф. теплового расширения) от темп-ры — следствие вырождения электронного газа (см. *Ферми газ*). У большинства металлов энергия Ферми $\mathcal{E}_F \sim 10^{-11}$ э, что соответствует темп-ре $T = \mathcal{E}_F/k \approx 10^5$ °К. Поэтому повышение темп-ры (вплоть до $T_{пл}$) лишь незначительно меняет распределение электронов по энергиям (см. *Ферми — Дирака статистика*):

$$n_F = \left[\exp\left(\frac{\mathcal{E} - \zeta}{kT}\right) + 1 \right]^{-1},$$

где n_F — ф-ция Ферми, ζ — химический потенциал,

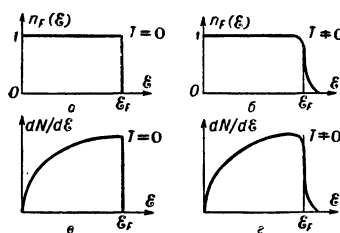


Рис. 6. Распределение электронов по энергиям.

при $T = 0^\circ \text{K}$ совпадающий с энергией Ферми. На рис. 6, а изображена ф-ция n_F при $T = 0^\circ \text{K}$, а на рис. 6, б — при температуре, малой по сравнению с темп-рой вырождения $T_B = \zeta_F/k \equiv \zeta(0)/k$, где k — постоянная Больцмана. На рис. 6, в и 6, г изображена при тех же темп-рах плотность электронов $dN/d\mathcal{E}$ на интервал энергии $d\mathcal{E}$ (приближение свободных электронов).

В тепловом движении и в большинстве др. свойств металлов играют роль только те электроны, энергия

к-рых близка к энергии Ферми \mathcal{E}_F , т. е. исключительную роль играет поверхность $\mathcal{E}_s(p) = \mathcal{E}_F$ в пространстве квазиимпульсов p . Она наз. *Ферми поверхность*. Поверхности Ферми для большого числа металлов известны; как оказалось, они имеют сложную форму. Разнообразие формы поверхностей Ферми у различных металлов обычно проявляется в их поведении в достаточно сильном магнитном поле H , в к-ром размеры орбиты электрона ($\sim 1/H$) значительно меньше длины его свободного пробега. Действительно, ур-ние движения электрона показывает, что проекция орбиты электрона на плоскость $\perp H$ совпадает с плоским сечением поверхности Ферми. Если между двумя столкновениями электрон многократно опишет свою траекторию, то форма поверхности Ферми проявится в изучаемых свойствах. Так, изучение осцилляций магнитной восприимчивости и электросопротивления в магнитном поле позволяет измерить экстремальные площади сечений поверхности Ферми (см. *Де-Хааза — Ван-Альфена эффект, Шубникова — де-Хааза эффект*). По поглощению ультразвука в магнитном поле можно определить экстремальные диаметры поверхности Ферми; исследование гальваномагнитных свойств позволяет установить общие контуры поверхности Ферми — ее топологию. Особо важное место занимает изучение резонансных явлений (см. *Циклотронный резонанс*). При этом используется то обстоятельство, что частота обращения электрона в поле H зависит от его эффективной массы m^* , к-рая связана с законом дисперсии электронов.

Большинство электронных свойств полупроводников определяется энергетич. состояниями, расположенными вблизи миним. или макс. энергий в валентной зоне и зоне проводимости. Это позволяет сузить задачу об определении электронного энергетич. спектра полупроводников. Зависимость энергии от квазиимпульса электронов проводимости (закон дисперсии) для основных применяемых в технике полупроводников (Ge, Si) хорошо изучена.

Существование Т. т. с различными электрич. свойствами связано с характером заполнения энергетич. зон. Основными переносчиками заряда в металлах и полупроводниках являются электроны из частично заполненных зон (электроны проводимости). Поэтому перенос заряда в металлах и полупроводниках практически не сопровождается переносом массы. В ионных кристаллах (диэлектриках) носители заряда — ионы. В металлах и в полупроводниках ионы также принимают участие в переносе заряда, при этом существенную роль играет увлечение ионов электронами.

Фундаментальное свойство всех проводников — пропорциональность между плотностью тока, протекающего через проводник, и приложенным к проводнику напряжением (закон Ома). При прохождении больших токов (для металлов $\sim 10^7 - 10^8$ а/см²) наблюдаются отклонения от линейной зависимости. Объяснение закона Ома, а также вычисления удельной электропроводности связаны с учетом взаимодействия электронов проводимости с фононами, а также рассеяния электронов на атомах примеси, дислокациях и т. п. Можно показать, что уд. электропроводность изотропного или кубич. металла $\sigma = (2e^2/3(2\pi\hbar)^3)S_F l$, где S_F — площадь поверхности Ферми, а l — длина свободного пробега. Для полупроводников $\sigma = ne^2 l/m^* \bar{v}$, где n — число электронов в зоне проводимости, \bar{v} — их средняя тепловая скорость, а m^* — эффективная масса электрона.

У металлов основная темп-рная зависимость проводимости σ (а значит и уд. сопротивления $\rho = 1/\sigma$) связана с зависимостью l от T , а у полупроводников

(при не слишком больших T) — с экспоненциальной зависимостью n от T (рис. 7). Гл. механизм, ограничивающий длину свободного пробега в идеальном металле (бесконечный металл с идеальной правильной решеткой), — рассеяние электронов на фононах, причем:

$$\rho \approx \begin{cases} \rho'(T/\theta)^5 & \text{при } T \ll \theta, \\ \rho''(T/\theta) & \text{при } T \gg \theta, \end{cases} \quad (4)$$

где для хороших металлов $\rho' \sim \rho'' \approx$ неск. ед. $\times 10^{-8}$ ом \cdot см. Резкое падение ρ с понижением T (рис. 8) связано не только с уменьшением числа фоно-

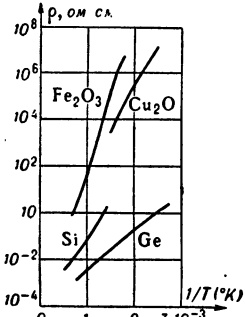


Рис. 7. Зависимость $\ln \rho$ от $1/T$ для нек-рых полупроводников в области собственной проводимости.

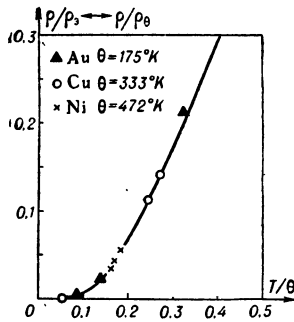


Рис. 8. Зависимость сопротивления Au, Cu и Ni от относит. темп-ры T/θ .

нов (их общее число пропорционально T^3 при $T \ll \theta$ и T при $T \gg \theta$), но и с тем, что эффективность столкновения электрона с фононом также падает с понижением T (при низких темп-рах в T . т. гл. обр. встречаются длинноволновые фононы, т. е. с очень маленьким квазиимпульсом).

У переходных металлов зависимость $\rho(T)$ имеет сложное $\sim T^2$, обусловленное электрон-электронными столкновениями.

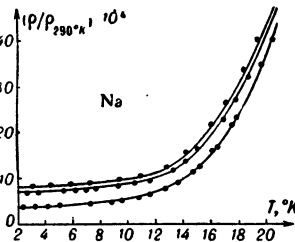


Рис. 9. Зависимость сопротивления от темп-ры для трех образцов Na при низких темп-рах.

При низких темп-рах гл. роль играет рассеяние на неоднородностях кристаллич. решетки, являющиеся причиной остаточного сопротивления ρ_0 (сопротивления при $T = 0^\circ \text{K}$). Если ρ_0 невелико, то имеет место аддитивность сопротивлений (правило Маттиенна): сопротивление при $T \neq 0$ есть сумма ρ_0 и идеального

$\rho(T)$, обязанного рассеянию электронов на фононах и электронах (рис. 9). Существование в проводниках электронов проводимости проявляется в гальваномагнитных явлениях (совокупность явлений, наблюдаемых в проводниках, помещенных в магнитное поле, при пропускании через них электрического тока). Наиболее яркое гальвано-магнитное явление — Холла эффект — является следствием дрейфа электронов, помещенных в скрещенные электрическое E и магнитное H поля, в направлении, перпендикулярном E и H .

Электроны проводимости принимают участие в переносе тепла. В металлах большая часть тепла переносится электронами. Поэтому для большинства металлов в широком диапазоне темп-р имеется простое соотношение между электропроводностью σ и теплопроводностью κ (Видемана — Франца закон):

$$\kappa/\sigma T = \pi^2/3 (k/e)^2 \equiv L, \quad (5)$$

где L — т. н. число Лоренца.

Табл. 4. — Экспериментальные значения числа Лоренца $L = \kappa/\sigma T$.

Металл	$L \cdot 10^8, \text{ вт} \cdot \text{ом/град}^2$	
	$T = 0^\circ \text{C}$	$T = 100^\circ \text{C}$
Ag	2,31	2,37
Au	2,35	2,40
Cd	2,42	2,43
Cu	2,23	2,33
Ir	2,49	2,49
Mo	2,61	2,79
Pb	2,47	2,56
Pt	2,51	2,60
Sn	2,52	2,49
W	3,04	3,20
Zn	2,31	2,33

Наблюдающиеся отклонения от закона Видемана — Франца (для сплавов при обычной темп-ре, для чистых металлов при низких темп-рах) удовлетворительно объясняются в рамках представлений об электронах проводимости и об их взаимодействиях с фононами.

Термоэлектрические явления (термоэдс, Пельтье явление и др.) являются прямым следствием участия заряженных частиц (электронов) в переносе тепла.

Электроны проводимости ответственны за большинство оптич. свойств проводников. Коэфф. отражения металла близок к 1, т. к. электромагнитная волна почти не проникает в глубину металла. В оптич. диапазоне длин волн глубина проникновения электромагнитной волны в металл приблизительно равна $\delta_0 = c/\omega_0$ (c — скорость света, $\omega_0 = \sqrt{4\pi ne^2/m}$ — наз. плазменной, или ленгмюровской частотой металла). Для хороших металлов $\delta_0 \approx 10^{-5}$ см (см. *Металлооптика, Скин-эффект, Оптические явления в полупроводниках*). Поглощение света металлами обусловлено теми же механизмами, что и сопротивление постоянному току, однако численные характеристики этого процесса могут существенно отличаться от статических: если энергия фотона $\hbar\omega$ (ω — частота света) $\geq kT$, то проявляются квантовые эффекты. Кроме того, при достаточно высоких частотах начинает сказываться зонная структура T . т.: поглощение света обусловлено переходом электрона из одной зоны в другую (см. *Внутренний фотоэффект*). Последний механизм характерен не только для металлов, но и для диэлектриков и для полупроводников, в к-рых во взаимодействии со светом существенную роль играют колебания решетки. В частности, резонансное поглощение световой энергии в таких телах часто обусловлено возбуждением оптич. колебаний.

Взаимодействие электронов с фононами не только ограничивает длину свободного пробега электронов; оно приводит к своеобразному «обменному» притяжению между электронами (обмен фононами: один электрон испускает «виртуальный» фонон, другой его поглощает). Несмотря на относительно небольшую величину, это притяжение может привести к образованию электронных пар (куперовские пары), к-рое может происходить только при достаточно низкой темп-ре (см. *Купера эффект*) и является причиной *сверхпроводимости* — полной потери электросопротивления при охлаждении ниже нек-рой определенной для каждого металла темп-ры, наз. критической T_K . Сверхпроводимость наблюдается у одноатомных металлов и более чем у 100 сплавов. Наивысшая критич. темп-ра у Nb_3Sn ($T_K \approx 18^\circ \text{K}$).

Сверхпроводники обладают аномальными магнитными свойствами. В толще сверхпроводника, помещенного в сравнительно слабое магнитное поле, магнитное поле равно нулю (*Мейснера эффект*). Рост магнитного поля может разрушить сверхпросто-

мость. Поле, разрушающее сверхпроводимость, наз. критическим $H_{кр}$. Макс. $H_{кр}$ у V_3Ga (> 350 кэ).

Диэлектрики. Кристаллы, имеющие только заполненные или пустые электронные зоны, ведут себя в электрич. поле как изоляторы. Однако их сложная структура (гл. обр. то, что они состоят из разделенных в пространстве зарядов разного знака) приводит к тому, что все Т. т. поляризуются электрич. полем. Характеристикой поляризации может служить электрич. индукция D или *диэлектрическая проницаемость* ϵ , связывающая электрич. индукцию D и внешнее электрич. поле E : $D = \epsilon E$ (при не слишком больших полях). Статич. диэлектрич. проницаемость всегда > 1 . Поляризуемость монокристаллов характеризуется тензором второго ранга, гл. значения к-рого > 1 . В большинстве случаев величина ϵ существенно зависит от темп-ры и от частоты внешнего поля. Эта зависимость может быть понята, исходя из общих представлений о структуре и характере движения атомных частиц в Т. т. Так, в ионном кристалле существенный вклад в диэлектрич. проницаемость вносят оптич. колебания решетки. Если молекулы, составляющие Т. т., обладают спонтанными дипольными моментами, то внешнее поле их ориентирует. Возникает ориентационная поляризуемость, к-рая в широком интервале темп-р образца обратно пропорциональна темп-ре.

Нек-рые кристаллы в определенном интервале темп-р обладают спонтанным электрич. дипольным моментом. Это — пьезоэлектрики (см. *Пьезоэлектричество*). Когда совершается переход между пиро- и непьезоэлектрическими модификациями, то вблизи точки перехода вещество обнаруживает ряд своеобразных свойств, наз. сегнетоэлектрическими (такими свойствами, напр., обладает титанат бария, см. *Сегнетоэлектрики*). В частности, у сегнетоэлектриков очень мала коэрцитивная сила, т. е. направление самопроизвольного дипольного момента легко изменить электрич. полем; диэлектрич. проницаемость (в данном случае ее надо определять как производную от индукции по полю при поле, равном нулю) вблизи точки перехода имеет резкий максимум.

Для понимания оптических и др. свойств диэлектриков и полупроводников существенно представление об их электронном спектре. Основная особенность электронного энергетич. спектра диэлектрич. кристалла заключается в том, что уже первый возбужденный уровень находится на конечном расстоянии от нормального. Ширина запрещенной зоны $\Delta\mathcal{E}$, отделяющая возбужденное состояние от нормального, составляет у полупроводников около 1 эв, а у диэлектриков неск. эв. Поэтому «электронные части» термодинамич. потенциалов у них экспоненциально малы, $\sim \exp(-\Delta\mathcal{E}/T)$. В таком спектре элементарное возбуждение можно описать как возбуждение отдельного атома, к-рое, однако, нельзя приписать к-л. определенному атому: оно — коллективизировано и распространяется в кристалле в виде волны возбуждений, как бы перескакивая от одного атома к другому. Эти возбуждения можно рассматривать как квазичастицы (т. наз. *экситоны*), обладающие определенными энергиями и квазиимпульсами. Поглощение света можно трактовать как возбуждение экситона. В полупроводниках могут возникать экситоны иной природы: электрон и дырка, взаимодействуя между собой по закону Кулона, могут создавать связанное состояние; уровни энергии, соответствующие этим связанным состояниям (экситонам), располагаются вблизи дна зоны проводимости и могут быть обнаружены по тонкой структуре края полосы поглощения света в собств. полупроводниках.

Магнитные свойства Т. т. При достаточно высоких темп-рах все Т. т. либо диамагнитны (см. *Диамагне-*

тизм), либо парамагнитны (см. *Парамагнетизм*). В первом случае возбуждаемый магнитный момент направлен против магнитного поля и его происхождение — результат общей прецессии всех электронов твердого тела с угловой частотой $\omega_L = eH/2mc$ (см. *Лармора прецессия*). Диамагнитная восприимчивость:

$$\chi = - (Ze^2 N / 6mc^2) \bar{r}^2, \quad (6)$$

где Z — число электронов в атоме, а N — число атомов в единице объема, \bar{r}^2 — средний квадрат расстояния электрона от ядра. Для обычных Т. т. $\chi = 10^{-6}$ ($\bar{r}^2 = a^2$, $a \sim 10^{-8}$ см, $N \sim 10^{22}/\text{см}^3$). Ф-ла (6) может быть получена из наглядных классич. представлений, но имеет строгое квантовомеханич. доказательство. Она неприменима для электронов проводимости, хотя, как можно показать, и электроны проводимости металла вносят вклад в диамагнетизм (см. *Ландау диамагнетизм*). Диамагнетизм — общее свойство атомов и молекул, не очень существенно зависящее от агрегатного состояния вещества и проявляющееся только в том случае, если не перекрывается парамагнетизмом. Парамагнетизм — следствие упорядочения спонтанных спиновых моментов атомов и электронов проводимости в магнитном поле. Парамагнитная восприимчивость большинства Т. т. при высоких темп-рах убывает обратно пропорционально темп-ре (*Кюри закон*), и для характерных парамагнетиков равна (при 300°K) приблизительно 10^{-5} . Исключение составляют переходные металлы. Их парамагнитная восприимчивость аномально мала ($\sim 10^{-6}$) и слабо зависит от темп-ры. Это — следствие фермиевского распределения электронов проводимости по энергиям (см. *Паули парамагнетизм*). Наличие собств. магнитных моментов атомных частиц (атомов, ионов, электронов) и связанное с этим зеemannовское расщепление уровней энергии в магнитном поле приводит к существованию резонансного поглощения энергии переменного магнитного поля. Это явление, наз. *электронным парамагнитным резонансом*, широко распространено как метод исследования состояния атомных частиц в Т. т.

При понижении темп-ры все парамагнетики, кроме тех металлов, у к-рых парамагнетизм обусловлен электронами проводимости, переходят либо в ферро-, либо в антиферромагнитное состояние (см. *Ферромагнетизм*, *Антиферромагнетизм*), для к-рых характерно упорядоченное расположение собств. магнитных моментов атомов. Этот переход является фазовым переходом 2-го рода. Темп-ра, при к-рой происходит переход в ферромагнитное состояние, наз. темп-рой Кюри T_C , а в антиферромагнитное — темп-рой Кюри—Нееля T_N . При $T = T_C$ (или T_N) наблюдается скачок теплоемкости, рост магнитной восприимчивости и т. п. Темп-ры Кюри и Кюри—Нееля для различных парамагнетиков сильно различаются (напр., для Fe $T_C = 1043^\circ\text{K}$, для Gd: $T_C = 289^\circ\text{K}$, а точка Кюри—Нееля для FeCl_2 : 23.5°K). Силы, упорядочивающие магнитные моменты при темп-ре $< T_C$, имеют квантовое происхождение (см. *Обменное взаимодействие*) и по сути дела обусловлены электростатич. кулоновскими взаимодействиями между электронами атомов. Релятивистские (магнитные, спин-орбитальные и т. п.) взаимодействия ответственны за анизотропию магнитных свойств (см. *Магнитная анизотропия*).

Вблизи абс. нуля темп-ры отклонения от магнитного порядка малы и не локализуются в определенных участках магнетика, а в виде волн распространяются по кристаллу. Эти волны наз. спиновыми и играют существенную роль в тепловых, магнитных, кинетич. свойствах магнетиков. Так, тепловое возбу-

ждение спиновых волн увеличивает теплоемкость магнетиков (по сравнению с немагнитными телами) и приводит к характерной зависимости теплоемкости от темп-ры (напр., у ферромагнетиков теплоемкость при $T \ll T_C$ пропорциональна $T^{3/2}$); резонансное поглощение электромагнитной или звуковой энергии (см. *Ферромагнитный резонанс и Спиновые волны*) — превращение фотона или фонона в спиновую волну; темп-рая зависимость намагниченности для ферромагнетиков и магнитной восприимчивости антиферромагнетиков при $T \ll T_C$ — результат «вымерзания» спиновых волн с понижением темп-ры.

Ядерные явления в Т. т. Роль атомных ядер в свойствах Т. т. не ограничивается тем, что в них сосредоточен вес тела и его положит. заряд. Если ядра обладают магнитными моментами, то при достаточно низкой темп-ре их вклад в парамагнитную восприимчивость и теплоемкость становится ощутимым (см. *Парамагнетизм*). Особенно отчетливо это проявляется при измерении резонансного поглощения энергии переменного магнитного поля. Зеемановское расщепление ядерных уровней энергии является причиной *ядерного магнитного резонанса*, сравнительно легко наблюдаемого в Т. т. и являющегося одним из широко распространенных методов изучения Т. т.

Многие микроскопич. процессы (ядерные, электронные) в Т. т. приобретают специфич. черты, позволяющие использовать их для изучения свойств Т. т.; напр., изучение электронно-позитронной аннигиляции позволяет исследовать свойства электронной системы Т. т.; резонансное поглощение γ -квантов ядрами является наиболее распространенным методом исследования энергетич. спектра Т. т., локальных магнитных полей и т. п. (см. *Мессбауэра эффект*); частота ядерного магнитного резонанса изменяется при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние (т. наз. Найта сдвиг).

Исследование взаимодействия быстрых заряженных частиц с Т. т. показало, что упорядоченное расположение атомов накладывает существенный отпечаток на передачу энергии от быстрой частицы атомам Т. т. Напр., имеется резкая зависимость длины пробега быстрой частицы от направления относительно кристаллографич. осей.

Т. т. в технике и физике. Традиционно применение Т. т. в различного вида конструкциях. При этом на первый план выступают механич. свойства Т. т.: прочность, пластичность, хрупкость, вес. Электрические, магнитные и оптические свойства Т. т. широко применяются в радио- и электротехнике, в приборостроении и т. п. Различные направления техники объединены общей идеей — использования свойств Т. т. при конструировании приборов. Полупроводниковые приборы заменяют электронные лампы; ферромагнитные пленки и сверхпроводящие проволочки служат элементами счетно-решающих устройств; основой лазера является рубин (см. *Оптический генератор*) и т. д. Современная техника использует квантовые свойства Т. т.

Физика Т. т. является непрерывно действующим источником не только материалов, но и идей. С др. стороны, техника снабжает физику Т. т. все более усовершенствованными методами исследования: низкие темп-ры, сильные магнитные и электрич. поля, высокие давления, практически весь диапазон электромагнитных волн (от радиоволн до жестких γ -квантов), разнообразные «проникающие» частицы (нейтроны, протоны больших энергий) — вот далеко не полный перечень средств, применяющихся для изучения Т. т.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Механика сплошных сред*, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика); 2) и х же,

Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5); 3) и х же, *Электродинамика сплошных сред*, М., 1959 (Теор. физика); 4) Киттель Ч., *Введение в физику твердого тела*, пер. с англ., М., 1957; 5) Займан Дж., *Электроны и фононы*, пер. с англ., М., 1962; 6) Паейрлс Р., *Квантовая теория твердых тел*, пер. с англ., М., 1956. См. также лит. при ст. *Металлы*, *Полупроводники*, *Диэлектрики*, *Кристаллы*. М. И. Каганов.

ТВЕРДОСТЬ — сопротивление материала вдавлению или царапанию. Т. не является физич. постоянной, а представляет собой сложное свойство, зависящее как от прочности и пластичности, так и от метода измерения.

Наиболее часто для измерения Т. пользуются методом вдавливания. При этом величина Т. равна нагрузке, отнесенной к поверхности отпечатка, или обратно пропорциональна глубине отпечатка при нек-рой фиксированной нагрузке. Отпечаток обычно производят шариком из закаленной стали (метод Бринелля, Роквелла) или алмазной пирамидой (методы Роквелла, Виккерса, измерения микротвердости). Реже пользуются динамич. методами измерения, в к-рых мерой Т. является высота отскакивания стального шарика от поверхности изучаемого материала (напр., метод Шора) или время затухания колебания маятника, опорой к-рого является исследуемый материал (метод Кузнецова — Ребиндера). Один из старых методов определения Т., до сих пор сохранившийся в минералогии, — метод царапания. Величина Т. оценивается по десятибалльной шкале (т. н. шкала Мооса), к-рая представляет собой последовательность ряда минералов различной Т., расположенных в порядке ее возрастания. При оценке Т. определяют, какие из минералов шкалы оставляют царапину на исследуемом материале.

Т. весьма чувствительна к изменению структуры материала; при изменении темп-ры или после различных термических и механич. обработок ее величина меняется в том же направлении, что и предел текучести. Поэтому часто при контроле изменения механич. свойств после различных обработок материал характеризуют Т. Измерениями микротвердости пользуются при изучении механич. свойств отдельных структурных составляющих сложных сплавов.

Лит.: Гогоберидзе Д. Б., *Твердость и методы ее измерения*, [2 изд.], М.—Л., 1952. В. М. Розенберг.

ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ — твердые фазы сплавов, в к-рых соотношения между концентрациями компонентов могут быть изменены без нарушения однородности. Существуют три основных типа Т. р.: а) замещения; б) внедрения; в) вычитания. В Т. р. з а м е щ е н и я атомы растворенных компонентов замещают атомы растворителя (рис. 1, б). Если компоненты Т. р. — хим. соединения, реализуется одна из схем рис. 1, в—г. В Т. р. в н е д р е н и я атомы раство-

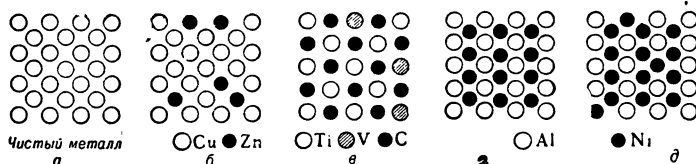


Рис. 1. Схемы размещения атомов в атомной плоскости кристаллич. решетки твердых растворов замещения: а — решетка элемента В; б — твердый раствор элемента А в элементе В; в — твердые растворы между хим. соединениями АВ (напр., NiC — VC); г — соединения NiAl; д — твердый раствор элемента в хим. соединениях (Ni в NiAl).

ренного компонента располагаются в промежуточных решетках растворителя (рис. 2, а), к-рым может быть как элемент, так и хим. соединение. Т. р. в ы ч и т а н и я образуются только на основе хим. соединений. При растворении компонента А в соединении $A_m B_n$ часть узлов решетки, принадлежащих компоненту В, делается вакантной (рис. 2, б).

При образовании Т. р. замещения число n атомов (ионов) в элементарной ячейке остается неизменным и равно числу n_0 атомов в ячейке растворителя; Т. р. внедрения и вычитания являются фазами с переменным числом атомов (ионов) на ячейку ($n > n_0$ для Т. р. внедрения и $n < n_0$ для Т. р. вычитания). В Т. р. с переменным числом атомов на ячейку обычно изменяется число частиц меньшего размера, напр. число атомов С с радиусом $r_C = 0,77 \text{ \AA}$ в аустените или число ионов Fe^{2+} с $r_{\text{Fe}} = 0,80 \text{ \AA}$ в вюстите (FeO), а число более крупных частиц, напр., атомов Fe ($r_{\text{Fe}} = 1,27 \text{ \AA}$) в аустените или ионов О ($r_O = 1,36 \text{ \AA}$) в вюстите остается неизменным. Поскольку диаметры атомов (ионов) любых двух элементов не совпадают

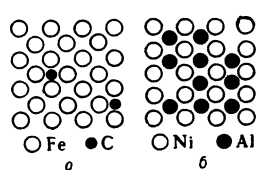


Рис. 2. Схема размещения атомов в твердом растворе с переменным числом атомов в ячейке: а — твердый раствор внедрения (С в γ -Fe); б — твердый раствор вычитания (Al в NiAl).

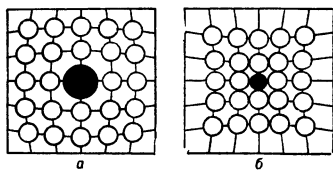


Рис. 3. Искажения решетки в твердых растворах замещения: а — атом растворенного элемента больше атома растворителя; б — атом растворенного вещества меньше атома растворителя.

по величине, кристаллич. решетка Т. р. замещения всегда искажена (рис. 3), так что размеры пары соседних элементарных ячеек различны. Еще более искажены решетки Т. р. внедрения и вычитания.

Атомные (ионные) радиусы компонентов в решетке Т. р. не всегда совпадают со значениями этих величин в кристаллах чистых элементов. Так, напр., r_{Ni} в сплаве Au — Ni возрастает при увеличении концентрации Au от $1,25 \text{ \AA}$ до $1,37 \text{ \AA}$ (т. е. на 10%), в то время как r_{Au} с увеличением концентрации Ni уменьшается от $1,44 \text{ \AA}$ до $1,30 \text{ \AA}$. Если для кристаллов чистых металлов $r_{\text{Au}}/r_{\text{Ni}} = 1,15$, то в Т. р. эти величины отличаются не более чем на 5%. В Т. р. Со в Fe ничтожное (на 2%) различие атомных радиусов чистых компонентов значительно увеличивается.

Изменения атомных размеров компонентов при образовании Т. р. обусловлены прежде всего межатомным взаимодействием и связанным с ним изменением электронной структуры атомов, ионов и зон проводимости. Так, в сплавах Au — Ni, видимо, за счет валентных электронов Au, частично заполняется d -оболочка Ni. Вторая причина изменения атомных диаметров — упругая деформация. В сплаве Au — Ni максимальная упругая деформация атома Au 8% [3].

Энергия упругих искажений (по Фриделю) $W = 6\lambda (\Delta r)^2 r_B / (1 + \eta) \chi_B$ — для бесконечного разведения, когда примесные атомы между собой не взаимодействуют, и $W = 6\lambda (\Delta r)^2 r_{AB} / (1 - \eta) \chi_B$ — для конечной концентрации, где $\eta = (r_{AB} - r_A) / (r_A - r_{AB}) = (1 + \nu) \chi_A r_B / 2 (1 - 2\nu) \chi_B r_A$ (r_A и r_B — атомные радиусы компонентов А и В, Δr — их разность, r_{AB} — половина усредненного расстояния между центрами соседних атомов А и В в кристалле Т. р., ν — коэфф. Пуассона, χ_A и χ_B — коэфф. сжимаемости компонентов).

Т. р. не являются идеальными растворами — их энергия смещения $\Delta U = W + \Delta U_0 = U_{AB} - (U_{AA} + U_{BB})/2$ (см. *Металлические соединения*) всегда отлична от нуля. Это обусловлено как упругой деформацией атомов (вклад W в величину ΔU — он

всегда положителен), так и изменением их электронной структуры, а также изменением Ферми-энергии у металлов (вклад ΔU может быть как отрицателен, так и положителен). При образовании Т. р. обычно происходит либо выделение тепла (напр., в сплаве $0,4 \text{ Cu} + 0,6 \text{ Au}$ — свыше 1000 кал/г-ат), либо его поглощение (в сплаве $0,4 \text{ Ni} + 0,6 \text{ Au}$ — свыше 2000 кал/г-ат).

Так как Т. р. не идеальны, размещение атомов компонентов в их решетке не вполне беспорядочно; существует т. н. ближний порядок, степень которого увеличивается по мере приближения к линии распада или упорядочения на *состояния диаграмме*. Для того чтобы количественно охарактеризовать степень ближнего порядка, т. е. корреляции в распределении атомов А и В в решетке Т. р., рассматривают ряд т. н. координационных сфер, каждая из которых описана вокруг выбранного за начало координат атома через центры равноотстоящих от него атомов. Первая такая сфера проходит через центры атомов, соприкасающихся с начальным атомом А, и ее усредненный радиус r_1 , очевидно, равен усредненному атомному диаметру. Радиусы r_i последующих координационных сфер возрастают с увеличением i в решетках разного типа по-разному.

В полностью неупорядоченном Т. р. усредненное число n_{Bi} атомов В в i -той координационной сфере, описанной вокруг атома любого компонента, удовлетворяет тождеству: $n_{Bi} = n_i C_B$, где C_B — концентрация компонента В, а n_i — полное число атомов в этой сфере. Однако при небольших значениях i корреляция, характеризующая ближний порядок (см. *Дальний порядок и ближний порядок*), нарушает это тождество. Количественно эту корреляцию определяют параметрами ближнего порядка $\alpha_i = 1 - n_{Bi}/C_B n_i$ (сферы описаны вокруг атома А). При полном отсутствии ближнего порядка $\alpha_i = 0$ (любое i), при $\Delta U_0 > 0$ (атом каждого компонента стремится окружить себя атомами того же сорта) неск. параметров, начиная с первого, положительны, убывают с увеличением i и переходят через нуль (т. н. ближнее расслоение или группировки, наблюдаемые в сплавах Al — Ag, W — Mo, NbC — TaC и т. д.). При $\Delta U_0 < 0$ обычно $\alpha_1 < 0$, а далее знаки α_i чередуются по тому или иному закону (т. н. ближнее упорядочение, наблюдаемое в сплавах Cu — Au, Ti — Mo, Ni — Pt, Ni — Fe и т. д.). С увеличением i в обоих случаях $|\alpha_i| \rightarrow 0$. Характер изменения α_i при $\Delta U_0 < 0$ иллюстрирует табл.

Ближний порядок в Т. р. Cu + 25% ат. Au при 678° K ($T_K = 668^\circ$).

i	n_i	$n_i C_B$	Полностью упорядоченная структура		Структура при 678° K	
			α_i	число «лишних» атомов	α_i	число «лишних» атомов
1	12	9	-0,333	3	-0,153	1,36
2	6	4,5	+1,00	-4,5	+0,186	-0,84
5	24	18	-0,333	6	-0,053	-0,95
6	8	6	+1,000	-6	+0,025	-0,15
7	48	36	-0,333	12	-0,016	0,77

Степень ближнего порядка при $\alpha_1 < 0$ максимальна при стехиометрич. составе, отвечающем возникающей ниже точки Курнакова T_K сверхструктуре, и убывает по мере удаления от этого состава.

В термодинамике сплавов доказывалось, что при достаточно низкой тем-ре любой твердый раствор в соответствии с теоремой Нернста делается неравновесным и при отсутствии препятствий кинетич. характера испытывает либо упорядочение при $\Delta U_0 < 0$,

либо распад ($\Delta U_0 > 0$). Если при изменении темп-ры знак энергии смещения не изменяется, то ближний порядок с $\alpha_1 < 0$ при достаточно низких темп-рах сменяется дальним порядком (см. *Упорядочение сплавов*), а Т. р. с $\alpha_1 > 0$ (с т. н. ближним расслоением, или сегрегациями) должны испытывать распад. Однако Т. р. Ni — Au с $\alpha_1 < 0$ при охлаждении испытывают распад, что, видимо, связано с изменением величин ΔU при охлаждении и переходом ее «химической» составляющей через нуль.

С увеличением концентрации растворенного компонента все физич. свойства Т. р. изменяются. Сопротивление сдвиговой пластич. деформации обычно возрастает из-за затруднений в перемещении дислокации, в первую очередь связанных с образованием атмосфер Коттрелла и Сузуки (см. *Коттрелла облака*). Электропроводность и теплопроводность металлич. Т. р. падает благодаря увеличению рассеяния электронных волн на искажениях кристаллич. решетки (определенный вклад в изменение электропроводности дает и изменение энергетич. спектра электронов проводимости, см. *Металлы*). В случае неограниченной взаимной растворимости веществ, при изменении концентрации компонентов сопротивление пластич. деформации проходит через максимум, а электропроводность — через минимум. Если Т. р. образован на основе дальтонида, стехиометрич. составу отвечает сингулярная точка (см. рис. 3 ст. *Металлические соединения*). Растворение элемента с дстроенными внутренними электронными оболочками в переходном металле вызывает уменьшение магнитного момента атома последнего (иногда вплоть до нуля), т. к. валентные электроны примесных атомов компенсируют нескомпенсированные спины атомов растворителя (рис. 4). Изменяются константа Холла, упругий спектр кристалла, упругие константы, рентгеновская характеристич. темп-ра и т. д. Уже при ничтожных концен-

трациях Т. р. электропроводность полупроводников изменяется на порядки. На свойствах Т. р. сказывается возникновение ближнего порядка. Характер изменения константы Холла при изотермич. выдержке может служить критерием знака параметра α_1 . Если при изотермич. выдержке константа Холла у Т. р. B в A изменяется в том же направлении, в каком она изменяется при увеличении концентрации A (рис. 5, а), то можно заключить, что при этой темп-ре атомы A стремятся окружить себя атомами B , $\Delta U_0 < 0$, $\alpha_1 < 0$. В противном случае (рис. 5, б) $\Delta U_0 > 0$, $\alpha_1 > 0$.

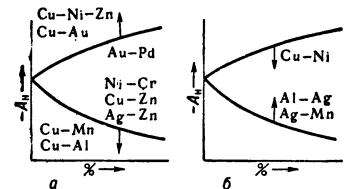


Рис. 4. Изменение магнитного момента Ni при образовании твердого раствора.

При увеличении степени ближнего порядка в Т. р. Ni + 25% ат. Pt с $\alpha_1 < 0$ твердость сплава возрастает. Возникновение «группировок» в Т. р. Fe + 20% Сг, видимо, вызывает охрупчивание сплава. Нек-рые исследователи полагают, что развитие ближнего порядка в нихроме вызывает рост его электро-

сопротивления и твердости (т. н. k — состояние). Судя по характеру дисперсионных кривых, описывающих зависимость частоты тепловых колебаний от волнового вектора в закаленном Т. р. Ni + 25% ат. Fe, благодаря наличию ближнего порядка, зона Бриллюэна здесь обладает особенностями, присущими зонам в сплавах с дальним порядком.

Лит.: 1) Курнаков Н. С., Введение в физико-химический анализ, 3 изд., Л., 1936; 2) Физические основы металлургии, М., 1955; 3) Сивертсен Д. М., Никольсон М. Е., Структура и свойства твердых растворов, пер. с англ., М., 1964; 4) Кривоглаз М. А., Смирнов А. А., Теория упорядочивающихся сплавов, М., 1958; 5) La structure des solutions solides métalliques, P., 1962.

Я. С. Уманский.

ТЕЙЛОРА РЯД — степенной ряд вида

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{f^{(k)}(a)}{k!} (x - a)^k,$$

где $f(x)$ — функция, имеющая при $x = a$ производные всех порядков. Во многих практически важных случаях этот ряд сходится к $f(x)$ на нек-ром интервале с центром в точке a . Т. р. можно также представить в виде

$$\Delta f = df + \frac{d^2f}{2!} + \dots + \frac{d^n f}{n!} + \dots,$$

применим и к функциям многих переменных.

При $a = 0$ разложение функции в Т. р. (называемый в этом случае рядом Маклорена) принимает вид:

$$f(x) = f(0) + \frac{f'(0)}{1!}x + \frac{f''(0)}{2!}x^2 + \dots,$$

в частности:

$$(1+x)^m = 1 + mx + \dots + \frac{m(m-1)\dots(m-n+1)}{n!}x^n + \dots,$$

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \dots + \frac{x^n}{n!} + \dots,$$

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \dots + (-1)^n \frac{x^{2n+1}}{(2n+1)!} + \dots,$$

$$\cos x = 1 - \frac{x^2}{2!} + \dots + (-1)^n \frac{x^{2n}}{(2n)!} + \dots,$$

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \dots + (-1)^{n-1} \frac{x^n}{n} + \dots$$

Функция $f(z)$ комплексного переменного z , регулярная в точке a , раскладывается в Т. р. по степеням $(z - a)$ внутри круга с центром в точке a и с радиусом, равным расстоянию от a до ближайшей особой точки функции $f(z)$. Вне этого круга Т. р. расходится, поведение же его на границе круга сходимости может быть весьма сложным.

ТЕКСТОЛИТ — слоистая пластмасса, состоящая из чередующихся слоев листового наполнителя (хлопчатобумажная ткань) и связующего наполнителя (синтетич. смола). Свойства Т. определяют выбором связующих наполнителей и весовым соотношением между ними (обычно 30—50% смолы), а также режимом горячего прессования (темп-ра, давление, время выдержки и др.). Промышленность СССР выпускает листовую Т. электроизоляционного назначения следующих марок:

Марка текстолита	Уд. объемное сопротивление при 20°, ом.см	Диэлектрич. прочность при 50 эв и 20° С	Тангенс угла диэлектрич. потерь при 50 эв и 20° С	Электрич. прочность при 1 слое при 90° С, кг/мм
А	10 ¹⁰ —10 ¹¹	6—7	0,02—0,08	6,5—10
В	10 ⁹ —10 ¹⁰	6—7	0,04—0,1	4,5—6
Г	10 ⁹ —10 ¹⁰	6—7	0,04—0,2	4,5—6
ВЧ	10 ¹⁰ —10 ¹²	6—8*	0,05—0,07*	6,5—10

* При 10° эв.

Кроме электроизоляционного, выпускается подолочный Т., идущий на изготовление вкладышей для подшипников, бесшумных передаточных шестерен и т. д. Механич. прочность Т. на растяжение 600—900 кгс/см², на изгиб 900—1300 кгс/см². Теплостойкость Т. 125—140° С.

Лит.: 1) Барановский В. В., Шугал Я. Л., Слоистые пластики электротехнического назначения, М.—Л., 1963; 2) Справочник по машиностроительным материалам, т. 4, М., 1960. Н. В. Никулин.

ТЕКСТУРА — анизотропная поликристаллич. или аморфная среда, состоящая из кристаллов или молекул с преимущественной ориентировкой. Т. могут быть осевыми с предопределяющей ориентировкой элементов Т. относит. одного особого направления; плоскими — с ориентировкой относит. особой плоскости, и полными — при наличии особой плоскости и особого в ней направления. Возможно образование сложных Т. с неск. видами ориентировок. В Т. обычно не бывает полной ориентации элементов Т., их отклонение от преимуществ. направлений характеризует степень ориентации Т. Образование Т. связано с действием направленных внешних или внутр. сил, вызывающих предпочтительную ориентировку молекул или кристаллов, к-рые сами обладают анизотропными свойствами. Ориентирующее действие могут оказывать механические, электрические или тепловые поля.

Т. встречаются в природе (нек-рые минералы, растительные и животные ткани) и могут быть получены искусственным путем. Т. образуются при кристаллизации, эпитаксиальном нарастании, адсорбции, фазовых переходах, вакуумном и электролитич. осаждениях, деформации полимерных материалов; отливках, протяжке, прокатке и сжатии металлов, а также при многих др. процессах, в к-рых возникают ориентирующие агенты.

Примеры кристаллич. Т.: металлич. проволоки и прутки, электролитически осажденные слои, деформированные кристаллич. полимеры (каучук, полиэтилен); примеры молекулярных Т.: жидкие кристаллы и ориентированные аморфные полимеры. К Т. относятся и *электреты*. Характер образовавшейся Т. определяется условиями ее получения. Напр., на Т. рекристаллизации металлов сильно влияют температурный режим, предшествующая обработка и незначит. содержание примесей, а Т. деформации полимеров чувствительны к геометрии образцов, темп-ре и скорости деформации. Наличие ориентации в Т. влияет на многие структурно чувствительные свойства материалов: на прочность и твердость металлов, анизотропию магнитных, оптич. и электрич. свойств различных сред. Прочность текстильных волокон в значит. степени обусловлена их текстурированным состоянием.

Ряд специально изготовленных Т. нашел применение в технике. Это — пьезоэлектрич. Т.; стекловолоконистые Т. — высокопрочные материалы и анизотропные диэлектрики; оптич. Т. — поляроиды, изготовляемые из анизотропных кристаллов или линейных дихроичных молекул, ориентированно расположенных в растянутах высокополимерных пленках.

Исследование Т., включающее определение размеров и взаимной ориентации элементов Т., осуществляется гл. обр. рентгенографическим, электронографическим и оптич. методами.

Лит.: 1) Шубников А. В., Пьезоэлектрические текстуры, М., 1946; 2) Вайнштейн Б. К., Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах, М., 1963; 3) Китаягородский А. И., Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел, М.—Л., 1952; 4) Барретт Ч. С., Структура металлов. Кристаллографические методы, принципы и данные, [пер. с англ.], М., 1948; 5) Банн Ч., Текстура полимеров, в кн.: Волокна из синтетических полимеров, под ред. Р. Хилла, пер. с англ., М., 1957; 6) Кулявцев И. П., Текстуры в металлах и сплавах, М., 1965. Г. И. Дистлер.

ТЕКСТУРА МАГНИТНАЯ — см. *Магнитная текстура*.

ТЕКСТУРОВАННЫЕ МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ — группа поликристаллич. магнитных материалов, обладающих магнитной текстурой, к-рая приводит к резкой анизотропии магнитных свойств в образце.

К Т. м. м. среди магнитно-мягких материалов относятся: кристаллографически текстурированное кремнистое железо (Fe + 3% Si) (см. *Гайперсил*), прошедшие термомагнитную обработку сплавы перминвар (43% Ni; 34% Fe; 23% Co) и 66-пермаллой (Fe + 66% Ni) и др. Важнейшие Т. м. м. среди магнитно-жестких материалов: сплавы типа магнито, прошедшие термомагнитную обработку, и бариевый феррит, в к-ром создана кристаллографич. текстура (см. *Оксидные магниты*). К группе Т. м. м. также относятся пленки ферромагнитные сплава пермаллой, обладающие прямоугольной петлей гистерезиса.

Лит.: Тонкие ферромагнитные пленки, пер. с нем., под ред. Р. В. Телеснина, М., 1964. См. также лит. при ст. *Магнитные материалы и Оксидные магниты*.

ТЕКУЧЕСТЬ жидкости (точнее коэф. текучести) — величина, обратная вязкости: $\varphi = 1/\eta$; характеризует подвижность жидкости.

ТЕЛЕВИДЕНИЕ — электрич. передача изображений или информации о них на расстояние. Для электрич. передачи изображений характерным является процесс превращения пространств. распределения лучистого потока (неизменного или меняющегося по времени) в электрич. рельеф (распределение зарядов, проводимостей, потенциалов и т. п.) и сканирования (опроса, анализа, развертки) этого рельефа по заданному закону для последоват. передачи сигналов к приемному устройству по каналу связи. Если данная система предназначена для визуального наблюдения, то на приемной стороне должно происходить восстановление (синтез) переданного изображения. В др. случаях на приемной стороне происходит регистрация принятых видеосигналов. Основные параметры системы Т. определяются ее назначением, свойствами объекта или процесса передачи, а также приемного регистратора или исполнит. механизма.

Системы визуального наблюдения наиболее распространены; в их приемном устройстве осуществляется восстановление переданного изображения. Кроме телевидения, такие системы применяются для наблюдения за удаленными или труднодоступными процессами (горячая зона реактора, процессы под водой, в толще Земли, космич. объекты, химич. процессы и т. п.), а также для сосредоточения в одном месте информации о взаимноудаленных процессах. В таких системах конечный регистратор — глаз, характеристики к-рого определяют основные параметры системы (см. *Зрение*).

Наиболее полную информацию о передаваемом объекте наблюдатель получает в случае стереоскопического (бинокулярного) цветного воспроизведения движущегося изображения на приемной стороне телевизионной системы. Тогда изображение, воспринимаемое левым глазом, может быть описано распределением: $B_{\text{л}}(x, y, t)$, $\lambda_{\text{л}}(x, y, t)$, $P_{\text{л}}(x, y, t)$; аналогично правым глазом: $B_{\text{пр}}(x, y, t)$, $\lambda_{\text{пр}}(x, y, t)$ и $P_{\text{пр}}(x, y, t)$, где B — яркость, λ — цветовой тон и P — частота цвета в ф-ции координат каждой точки и времени (см. ниже). В случае ахроматич. (черно-белого) монокулярного воспроизведения движущегося изображения последнее описывается более простым распределением: $B(x, y, t)$.

На рис. 1 показана блок-схема системы визуального наблюдения. В передающем устройстве передаваемое изображение 1 проектируется объективом 2 на фото-

чувствит. слой *передающей телевизионной трубки 3* и преобразуется на мишени трубки в электрич. рельеф. Мишень обегается (с к а н и р у е т с я) по определенному закону электронным пучком (лучом), в результате чего производится раз в е р т к а и з о б р а ж е н и я, т. е. превращение рельефа в ряд последоват. электрич. импульсов (*видеоимпульсов*), каждый из

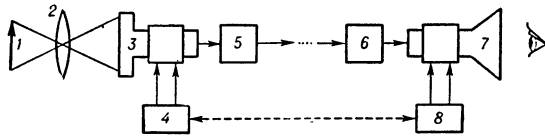


Рис. 1. Блок-схема системы черно-белого телевидения: 1 — передаваемое изображение; 2 — объектив; 3 — передающая телевизионная трубка; 4 — генераторы передающих разверток; 5 — видеоусилитель; 6 — усилитель и детектор приемного устройства; 7 — кинескоп; 8 — генераторы приемных разверток.

к-рых воспроизводит яркость отдельного элемента передаваемого изображения.

Передача движущегося изображения происходит так же, как в кино, последоват. передачей отдельных кадров, число к-рых в *сек n* выбирают достаточно большим, чтобы движение объекта воспринималось человек. глазом слитно. В Европе принято $n = 25$, в Америке $n = 30$ (в связи с частотой силовой электросети: в Европе — 50 *гц*, в Америке — 60 *гц*).

В вещат. системах Т. порядок развертки кадра стандартизован во всем мире и соответствует порядку чтения по строкам слева направо и от строки к строке сверху вниз; формат кадра $k = b/h = 4/3$ (b — ширина, h — высота). Если кадр содержит Z строк, то общее число элементов в кадре (элемент — квадрат со стороны, равной ширине строки) $N = kZ^2$. Для европейских стран, кроме Франции и Англии, $Z = 625$ (в Америке и Японии $Z = 525$) и $N \approx 450\ 000$. Верхняя граничная частота видеосигнала:

$$f_B = kZ^2n/2 = N/2T_n = 6-7\text{ Мгц} \quad (1)$$

(T_n — время передачи одного кадра). Нижняя частота лежит вблизи 0 и определяется скоростью изменения содержания объекта.

Из-за трудности усиления сигналов очень низких частот их передают косвенными методами и считают, что нижняя граничная частота $f_n = 2n\text{ гц}$ по след. соображениям: поскольку критич. частота мельканий, при к-рой они становятся незаметными для глаза при средней яркости, составляет 50—60 в *сек* (см. *Зрение*), то в Т. часто применяют *черезстрочную* развертку, при к-рой полное число строк разложения Z развертывается за два поля (полукадра); при этом число мельканий удваивается, а полоса частот видеосигнала не расширяется.

Для передачи колебаний с такой широкой полосой частот (6—7 *Мгц*) необходима *несущая частота* $\sim 30-50\text{ Мгц}$, т. е. диапазон УКВ или СВЧ. Дальность надежного распространения радиоволн этого диапазона ограничена, что приводит к необходимости применения большого числа ретрансляционных радиостанций или коаксиальных кабельных или радиорелейных линий для телевизионной связи между удаленными точками [1, 2]. Т. к. дальность *распространения радиоволн* диапазонов УКВ и СВЧ ограничивается кривизной земной поверхности, то с увеличением высоты передающей или приемной антенны дальность непосредственной телепередачи увеличивается [6]. Благодаря этому с применением спутников становится возможной межконтинентальная связь.

В приемном устройстве принятые антенной сигналы после усиления и детектирования (6, рис. 1) попадают на управляющий электрод *кинескопа 7* и мо-

дулируют интенсивность электронного пучка, а следовательно, яркость пятна, создаваемого им на люминесцентном экране кинескопа. Одновременно электронный пучок кинескопа под действием генераторов развертки δ обегает экран по тому же закону, что и пучок передающей трубки, в результате чего на экране воспроизводится передаваемое изображение. Для синхронной развертки лучей в передающей и приемной трубках из телецентра наряду с видеосигналами передаются спец. синхронизирующие сигналы.

С п е к т р в и д е о с и г н а л а имеет характерную структуру, обусловленную периодичностью развертки. При неподвижном изображении видеосигнал строго периодичен и может быть выражен двойным рядом Фурье:

$$U(t) = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} A_{pq} \cos \left[2\pi \left(\frac{pv_x}{b} + \frac{qv_y}{h} \right) t + \theta_{pq} \right], \quad (2)$$

где $v_x = x/t$ — скорость развертки вдоль строк, $v_y = y/t$ — скорость развертки поперек строк, p и q — целые положит. числа. Т.к. $v_x = bZn$ и $v_y = hn$, то:

$$U(t) = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} A_{pq} \cos [2\pi (pf_z + qf_n) t + \theta_{pq}], \quad (3)$$

где $f_z = Zn\text{ гц}$ — частота повторения строк, а $f_n = n\text{ гц}$ — частота повторения кадров (при *черезстрочной* развертке — $2f_n$). Из (2) видно, что спектр видеосигнала в случае неподвижного изображения состоит из дискретных линий (рис. 2): основных компонентов, отстоящих по частоте друг от друга на расстояние f_z ,

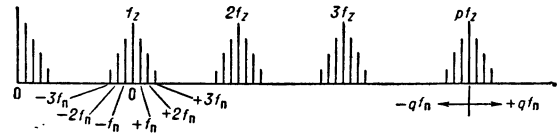


Рис. 2. Спектр видеосигнала.

и дополнит. компонентов, расположенных симметрично по обе стороны от основных на расстоянии $\pm qf_n$. В случае движущегося изображения дискретные линии размываются в полосы. Структура спектра определяется частотами f_z и f_n (п а р а м е т р ы р а з л о ж е н и я), а вид изображения обуславливается лишь относит. амплитудами A_{pq} компонентов спектра. Энергия дополнит. компонентов $\pm qf_n$ быстро убывает с удалением от основных компонентов pf_z , что позволяет уплотнить спектр видеосигнала др. видеосигналами, но с теми же f_z и f_n . Такое уплотнение применяют в системах цветного Т. (см. ниже).

Разрешающая сила системы Т. (четкость воспроизводимого изображения) определяется при данном Z гл. обр. разрешающей силой передающих телевизионных трубок и кинескопов, а также характеристиками канала связи. Считывание потенциального рельефа в передающих трубках и воспроизведение изображения в кинескопе производится электронным пучком, имеющим на мишени или экране конечную площадь, в пределах к-рой происходит усреднение. Поэтому в реальных системах Т. f_B не бесконечно велико, как это следует из (3), а определяется (в первом приближении) диаметром луча передающей трубки d_1 , к-рый обычно делают равным ширине или шагу строки $d_1 = h/Z$. Тогда (1) легко получается из соотношения:

$$f_B = \frac{v_x}{2d_1} = \frac{Znb}{2d_1} = \frac{Znhk}{2d_1} = \frac{kZ^2n}{2}. \quad (4)$$

При воспроизведении изображения конечная величина диаметра d_2 пучка кинескопа приводит к дополнит. потере контраста мелких деталей. Потери четкости, обусловленные конечными размерами луча (апертурные искажения), корректируют, напр., добавляя к видеосигналу его первую, вторую и т. д. производные, что делает более резкими переходы между деталями разной яркости.

Контрастность и число градаций яркости (полутонов) изображения оценивается передаточной характеристикой (аналогичной характеристич. кривой в фотографии) и контрастности коэффициентом γ (крутизна прямолинейного участка передат. характеристики, см. *Сенситометрия*). При этом преобразование распределения светового потока в видеосигнал (характеристику свет — сигнал) уподобляют негативному фотопроцессу, а обратный процесс (сигнал — свет) — позитивному. Все передающие трубки с накоплением зарядов характеризуются $\gamma_{\text{пер}} < 1$, в то время как для кинескопов $\gamma_{\text{пр}} > 1$. Нелинейность передаточной характеристики всей системы Т. $\gamma = \gamma_{\text{пер}} \gamma_{\text{кан}} \gamma_{\text{пр}}$, где $\gamma_{\text{кан}}$ — нелинейность передаточной характеристики канала связи. Изменяя $\gamma_{\text{кан}}$ (гамма-вариаторами, гамма-корректорами), можно изменять контрастность воспроизводимого изображения и согласовывать контрастность объекта с диапазоном яркостей, воспроизводимых системой Т. В передающих устройствах мгновенного действия (напр., *диссектор*, *бегущий луч*) $\gamma_{\text{пер}} = 1$, т. е. видеосигнал пропорционален световому потоку.

Число градаций яркости m , воспроизводимых системой Т., определяется величиной γ и уровнем флуктуационных помех. С увеличением отношения сигнал/помеха число различных градаций в принятом изображении стремится к максимуму, определяемому контрастностью изображения и контрастной чувствительностью зрения. С ухудшением этого отношения m падает (при этом оно зависит от спектра помех).

Чувствительность систем Т. определяется миним. освещенностью объекта, необходимой для заданного превышения видеосигнала над помехами при заданной четкости изображения (см. *Передающие телевизионные трубки*). Чувствительность системы Т. определяется гл. обр. чувствительностью передающей трубки. В случае применения передающих трубок с накоплением зарядов чувствительность системы достаточна для обеспечения даже ночного видения.

Чувствительность передающих устройств мгновенного действия на неск. порядков ниже, чем у систем

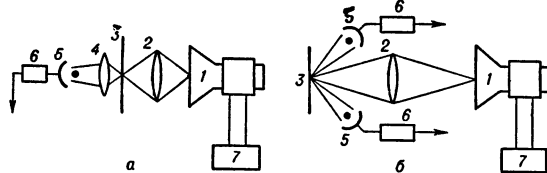


Рис. 3. Блок-схема передающего устройства системы бегущий луч: 1 — проекционный кинескоп; 2 — объектив; 3 — объект; а) прозрачный, б) непрозрачный; 4 — конденсор; 5 — фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 6 — видеосигнализатор; 7 — генератор разверток.

с накоплением зарядов. Однако система бегущего луча (рис. 3) широко применяется в тех случаях, когда чувствительность не существенна (напр., при телевизионной передаче кинофильмов, диапозитивов, фотографий, автоматич. обработке ядерных следов и т. п.). Источник света — проекционный кинескоп 1 с малым временем послесвечения, светящаяся пятно к-рого объективом 2 проектируется на объекте 3. По мере развертки электронного пучка кинескопа световой

луч сканирует объект. Последний в варианте диапроектора (рис. 3, а) прозрачен (диапозитив, кинофильм), и прошедший через него сканирующий луч попадает на фотокатод *фотоэлектронного умножителя* (ФЭУ) 5; в случае эпипроектора (рис. 3, б) объект непрозрачен (фотография, рисунок и т. п.) и ФЭУ улавливает отраженный от него световой поток. Благодаря большой яркости пятна на экране проекционной трубки и высокой чувствительности ФЭУ передатчик типа бегущего луча обеспечивает достаточно высокое отношение сигнал/помеха (несмотря на отсутствие накопления заряда).

Скорость передачи информации или пропускная способность системы I и число воспроизводимых градаций яркости m связаны соотношением:

$$I = \xi \frac{N}{T_{\text{п}}} \lg_2 m, \quad (5)$$

где $\xi < 1$ — коэфф., характеризующий потери информации, вызванные неидеальностью системы Т. [5]. Чувствительность ε системы Т. в широком смысле — величина, обратная миним. энергии $W_{\text{мин}}$, обеспечивающей заданное I :

$$\varepsilon = \xi \frac{N \lg_2 m}{T_{\text{п}} W_{\text{мин}}}. \quad (6)$$

Соотношение [6], вытекающее из *информационной теории*, показывает, что с увеличением $T_{\text{п}}$ может быть увеличено N (детальность) либо улучшено отношение сигнал/помеха. Но т. к. $N \cdot T_{\text{п}} = N n = 2f_B$, то замедление передачи позволяет уменьшить полосу частот и тем самым не только улучшить отношение сигнал/помеха, но и перейти от УКВ и СВЧ к более длинным волнам и более узкополосным системам.

Передача изображений с высокой четкостью и разрешением, но в узкой полосе частот (неск. *кГц*) осуществляется в фототелеграфии, где $T_{\text{п}} \geq 10$ мин. Между широкополосными системами с визуальной регистрацией и «однокадровой» фототелеграфной системой предполагаются различные «малокадровые» системы, в к-рых противоречие между скоростью передачи и помехоустойчивостью решается компромиссно. Сокращение полосы частот за счет уменьшения числа кадров ограничивает допустимую скорость движения объекта. Однако визуальную регистрацию принятого изображения осуществляют и при малом n , применяя кинескопы с большим послесвечением экрана. Пример применения малокадровой системы Т. — передача с борта космич. кораблей «Восток», а пример передачи отдельных кадров — передача фотографий обратной стороны Луны [6].

Регистрация принятых изображений и, кроме визуального наблюдения, осуществляется с фотографированием с экрана кинескопа, *магнитной записью изображения*, применением *сканитронов* (см. *Запоминающая трубка* с видимым изображением). В фототелеграфии в системах с механич. разверткой применяют фототрафич. запись при помощи *модуляторов света* и *открытую запись* (химич., искровую и т. п.). Если воспроизведение изображения не обязательно, то регистрируется сам видеосигнал, отображающий распределение прозрачности объекта или его отражат. либо излучат. способности.

Спектрально-цветное телевидение [1, 2, 4] отличается от ахроматич. Т. большим объемом информации о передаваемом объекте (процессе). Задача цветного Т. — воспроизведение цветного изображения с возможно большей физиологич. точностью. Т. к. заданному спектру однозначно соответствует определенный цвет, но одному и тому же цвету может соответствовать бесчисленное множество спектров, то в цветном Т. можно с той или иной точностью передавать цвета объекта, но не его спектр (пропускания или отражения), что и наз. физиологически точным воспроизведением (в отличие от физически точного) [3].

Общим для систем спектрозонального и цветного Т. является разделение изображения объекта на передающей стороне на зональные (цветоделенные) изображения, передача (по сравнению с ахроматич. Т.) существенно большего количества информации по каналу связи и трехцветный синтез принятого изображения. В цветном Т. эти зоны лежат в видимой области спектра, а в спектрозональном все зоны или часть из них выбирают в невидимых областях.

Напр., при исследовании клеток в цитологии характерным является распределение поглощения объектом фиолетовых лучей разной длины волны; различие в прозрачности атмосферы в инфракрасной и видимой областях спектра позволяет осуществить Т. в тумане и через облака и т. п.

Как в цветном, так и в спектрозональном Т. воспроизведение изображения на приемной стороне осуществляют смещением трех основных цветов. В цветном Т. этим трем цветам соответствуют три цветные зоны передающей стороны; в спектрозональной системе воспроизведенное цветное изображение является условным, зоны передающей стороны могут лежать в невидимых областях спектра и цвета изображения не соответствуют цветам объекта.

Синтез цветного изображения основан на аддитивном смещении трех основных цветов — красного R , зеленого G и синего B в соответствующих количествах r' , g' и b' .

Результирующий цвет D , воспринимаемый глазом наблюдателя, оценивается ур-нием: $d'D = r'R + g'G + b'B$, где d' , r' , g' , b' — количество цвета, а D — его качество (см. Цветовые измерения). Выражая количество основных цветов в долях полного светового потока, принятого за единицу, получим:

$$D = rR + gG + bB, \quad (7)$$

где $r = r'/(r' + g' + b')$, $g = g'/(r' + g' + b')$, $b = b'/(r' + g' + b')$, наз. трехцветными коэф.ф., причём $r + g + b = 1$.

Синтез цветного изображения выполняют одним из трех способов смещения основных цветов. При оптическом смещении на приемной стороне одновременно воспроизводят цветоделенные изображения на экранах трех кинескопов и совмещают их, проектируя на один зрительный экран; при простом смещении смещении основными цветами светятся точки или штрихи экрана кинескопа, угловые размеры k -рых меньше миним. угла, разрешаемого глазом (см. Кинескоп); при последовательном смещении пользуются инерционностью зрительного восприятия, благодаря k -рой при достаточно быстрой смене цветоделенных изображений результирующий цвет воспринимается таким же, как и при оптич. смещении. По способу смещения цветов при синтезе цветного изображения и передаче сигналов условно различают одновременные, последовательные и смешанные системы цветного Т.

На передающей стороне разделение всего лучистого потока на необходимое число (в частности — три) зон осуществляют светоделительными устройствами. В таких устройствах, создающих три изображения на фотокатодах передающих трубок, обычно применяются либо зональные фильтры, пропускающие нужную область спектра и поглощающие все, лежащее вне нее, либо интерференционные фильтры (зеркала), пропускающие нужную зону и отражающие все остальные области. Применение зеркал более эффективно, т. к. отраженные световые потоки не поглощаются, а используются для образования изображений в зонах, смежных с пропускаемой. Синтез принятого цветного изображения из цветоделенных изображений и разделение изображения на передающей стороне может происходить одновременно или последовательно. В первом случае используют три передающие телевизионные трубки, на выходе

k -рых одновременно существуют видеосигналы цветоделенных изображений U_R , U_G и U_B .

При последовательном разделении зон возможно использование лишь одной передающей трубки, на фотокатод k -рой поочередно направляются цветоделенные световые потоки (напр., через вращающийся барабан с светофильтрами, рис. 4). Тот же самый способ механич. смены цветных фильтров позволяет на приемной стороне использовать лишь один кинескоп с белым свечением. Наличие в оконечных устройствах последоват. системы

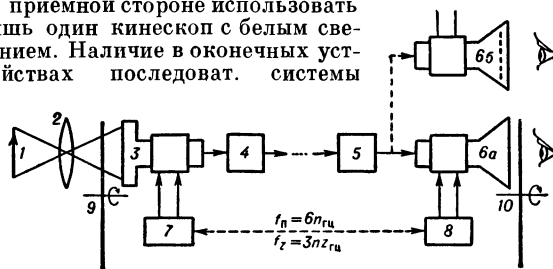


Рис. 4. Блок-схема последоват. системы цветного телевидения: 1 — объект; 2 — объектив; 3 — передающая трубка; 4 — видеоусилитель; 5 — усилитель и детектор; 6, а — кинескоп с белым свечением; 6, б — трехцветный однолучевой кинескоп; 7 — генератор передающих разверток; 8 — генератор приемных разверток; 9, 10 — вращающиеся диски с светофильтрами.

лишь по одной трубке (точнее — по одному электронному пучку) устраняет все трудности точного пространств. совмещения цветоделенных изображений и позволяет существенно упростить конструкцию этих устройств. Именно такая система цветного Т. и была осуществлена первой и до сих пор применяется в нек-рых невелич. системах Т.

Объем передаваемой информации в системах цветного и спектрозонального Т. с трехцветным синтезом изображения в 3 раза (в число спектральных зон) больше, чем в случае ахроматич. (черно-белой) системы с теми же параметрами разрешения. В наиболее простом случае последоват. системы со сменой цветов по полям необходимо число полных кадров увеличить в 3 раза, т. е. расширить в три раза полосу частот. В одновременной системе Т. скорость передачи может быть сохранена такой же, как в соответствующей ахроматич. системе, но для видеосигналов каждого цветоделенного изображения нужен свой канал, так что общая полоса частот оказывается также в три раза более широкой. Исследовались две основные возможности уменьшения полосы частот: 1) допустимое сокращение объема информации о цветном объекте и 2) уплотнение спектра видеосигнала. Цвет характеризуется его количеством (яркостью V) и качеством или цветностью (доминирующей длиной волны λ_m и чистотой цвета p). Ряд исследований показывает, что воспринимаемая глазом четкость определяется, в первую очередь, детальностью распределения яркости и в меньшей степени — детальностью цветности. По данным др. исследований, при трехцветном синтезе определяющими для оценки воспринимаемой четкости, почти в равной степени, являются детальности зеленого и красного цветоделенных изображений и в значительно меньшей степени — детальности синего. Несмотря на отсутствие окончат. точки зрения на допустимое общее сокращение передаваемой информации о цветном объекте, считают, что такое сокращение следует производить за счет цветности, а не яркости.

Во всех спектроделительных и синтезирующих оконечных устройствах применяют разделение на три спектральные зоны и синтез из трех основных цветов, а сокращение объема передаваемой информации осуществляют ограничением пропускаемой полосы частот видеосигнала. Поэтому на передающей стороне одно-

временных и смешанных систем применяют пересчетное устройство (рис. 5), преобразующее сигналы U_R , U_G , U_B от передающих трубок в сигналы яркости U_Y и цветности U_{λ} и U_p , передаваемые в сокращенной (в 3—4 раза) полосе частот на вспомогат. поднесущей частоте f_0 . В приемном устройстве др. пересчетное устройство осуществляет обратное преоб-

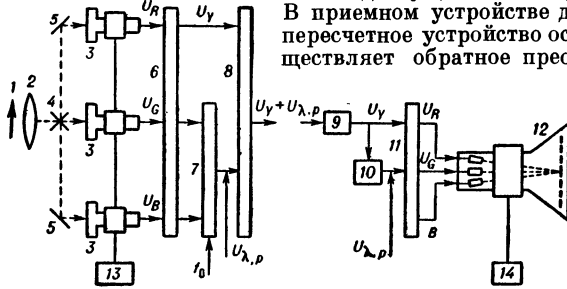


Рис. 5. Блок-схема одновременной системы цветного телевидения: 1 — объект; 2 — объектив; 3 — передающая трубка; 4 — спектроразделительное устройство с зеркалами; 5 — вспомогат. зеркала; 6 — пересчетное устройство; 7 — модулятор поднесущей частоты; 8 — смеситель сигналов яркости и цветности; 9 — усилитель, детектор; 10 — фильтр, выделяющий сигнал цветности; 11 — приемное пересчетное устройство; 12 — трехцветный трехлучевой кинескоп с маской; 13 — генератор передающих разверток; 14 — генератор приемных разверток.

разование к сигналам, управляющим свечением люминофоров трех основных цветов. В результате крупные детали принятого изображения (> 3—4 элементов разложения) воспроизводятся в цветах, а более мелкие — черно-белыми.

Кроме уменьшения общего объема информации, производят уплотнение сигнала U_Y сигналами цветности, заполняя зазоры между спектральными линиями, группирующимися около частот, кратных строчной частоте f_z (рис. 2). По способу передачи двух сигналов цветности на одной поднесущей частоте и обратного преобразования от сигналов цветности к сигналам основных цветов различают одновременные и смешанные системы цветного Т.

В американской одновременной системе NTSC сигналы цветности балансно модулируют поднесущую частоту в квадратуре, причем модуль получившегося вектора соответствует цветности цвета P , а фаза — цветовому тону (точнее λ_m) передаваемого цвета. В смешанной французской системе SECAM оба сигнала поочередно, сменяясь от строки к строке, модулируют поднесущую по частоте. В приемном устройстве применена задержка временная на время одной строки, благодаря чему необходимые одновременно для работы пересчетного устройства два сигнала снимаются поочередно с начала и конца линии задержки. Очевидно, сокращение объема информации о цветности возможно только в одновременных и смешанных системах, и техника сложность подобных систем оправдывается в телевидении возможностью использования существующих каналов связи и приемников (хотя бы для черно-белого приема цветных программ).

В спектральных и цветных системах Т., применяемых в науке и пром., требующих высокой точности воспроизведения изображения (или соответствия сигнала объекту) и надежности работы автоматич. передающих устройств, применяется последоват. система (передачи хирургич. операций и др. объектов, где цвет — важная характеристика).

С т е р е о с к о п и ч. Т. обеспечивается передачей двух изображений, левого и правого (с т е р е о п а р а), причем между точками съемки и воспроизведения обоих изображений предусматривается нек-рая база. В случае ахроматической (черно-белой) стереоскопич.

системы по каналу необходимо передать два видеосигнала; в случае цветной — шесть сигналов. Основная технич. трудность при воспроизведении изображений, как и во всех стереоскопич. системах, рассчитанных на неск. наблюдателей, — разделение двух изображений стереопары. Поэтому на практике применяются только ахроматич. стереотелевизионные установки (напр., для управления манипуляторами в радиоактивных зонах) с разделением изображений при помощи цветных или поляридных очков.

Лит.: 1) Орловский Е. Л. [и др.], Теоретические основы электрической передачи изображений, [т.] 1—2, М., 1962; 2) Халфин А. М., Основы телевизионной техники, М., 1955; 3) Зусманович В. М., Свет и цвет в телевидении, М.—Л., 1964; 4) Шмаков П. В., Основы цветного и объемного телевидения, М., 1954; 5) Гуревич С. Б., Эффективность и чувствительность телевизионных систем, М.—Л., 1964; 6) Богатов Г. Б., Телевидение на Земле и в космосе, М., 1961; 7) Костыков Ю. В., Основы проектирования систем и аппаратуры прикладного телевидения, М.—Л., 1964; 8) Zwoykin V. K., Ramberg E. G., Floerg y L. E., Televisión in science and industry, N. Y.—L., 1958. В. Л. Крейцер.

ТЕЛЕГРАФНЫЕ УРАВНЕНИЯ — система двух линейных дифференциальных ур-ний в частных производных первого порядка, описывающих процесс распространения электромагнитных волн в однородных линиях передачи (в *двухпроводных линиях, коаксиальном кабеле* или др.). При выводе Т. у. предполагается, что электрич. и магн. поля в поперечном сечении линии определяются погонной плотностью заряда и током в этом же сечении и не зависят от зарядов и токов на др. участках линии. Такой локальный характер электромагн. поле имеет, в частности, если длина волны λ в окружающем линию пространстве $\lambda \gg b$ (b — поперечные размеры линии). Если L_1, R_1, C_1 и G_1 — погонные индуктивность, сопротивление, емкость и проводимость между проводниками (обусловленная токами утечки), а $U = \int_1^2 E dS$ — напряжение

между проводниками в данном сечении (E — напряженность электрич. поля, интеграл взят по кратчайшему пути между проводниками), то мгновенные значения напряжения U и тока I в любом сечении линии определяются соотношениями:

$$-\frac{\partial U}{\partial z} = R_1 I + L_1 \frac{\partial I}{\partial t}, \quad -\frac{\partial I}{\partial z} = G_1 U + C_1 \frac{\partial U}{\partial t}, \quad (1)$$

к-рые и наз. Т. у. Здесь I — ток в одном из проводов линии (ток в др. проводе в том же сечении считается равным $-I$).

Если потерями в линии можно пренебречь, т. е. $R_1 = 0$ и $G_1 = 0$, то из (1) получаются независимые волновые ур-ния для напряжения и тока:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = L_1 C_1 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = L_1 C_1 \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Если потерями пренебречь нельзя, то в общем случае R_1 и G_1 нельзя считать константами, т. к. они могут зависеть от частоты. Ограничиваясь в этом случае рассмотрением монохроматич. волн с частотой ω и пользуясь комплексных амплитуд методом, из (1) получают Т. у. в комплексной форме:

$$-\frac{\partial \dot{U}}{\partial z} = (R_1 - j\omega L_1) \dot{I}, \quad -\frac{\partial \dot{I}}{\partial z} = (G_1 - j\omega C_1) \dot{U}, \quad (3)$$

где \dot{U} и \dot{I} — комплексные амплитуды напряжения и тока. Общее решение ур-ний (3) имеет вид:

$$\dot{U} = A e^{j\gamma z} + B e^{-j\gamma z}, \quad \dot{I} = \frac{1}{z_0} (A e^{j\gamma z} - B e^{-j\gamma z}), \quad (4)$$

где $\gamma = \sqrt{(\omega L_1 - jR_1)(\omega C_1 - jG_1)}$ — комплексное волновое число линии, а $z_0 = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)/(G_1 + j\omega C_1)}$ — ее волновое сопротивление. Каждое из соотношений (4) — сумма двух бегущих волн, распространяющихся в противоположных направлениях. В линии без потерь эти волны распространяются практически

со скоростью света и поле имеет чисто поперечную структуру. Если в линии есть неоднородности, то около них могут образовываться волны др. типов (высшие типы волн), не учитываемые Т. у. Условие применимости Т. у. к линиям с неоднородностями совпадает с условием $\lambda \gg b$. Для бесконечно длинной однородной линии локальный характер полей обеспечивается условием:

$$\sqrt{k^2 - \gamma^2} b \ll 1, \quad (5)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме. Для идеальной проводящей линии $k = \gamma$ и условие (5) выполняется автоматически.

Лит.: 1) Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; 2) Манделштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 4, [Л.], 1955. А. А. Белов.

ТЕЛЕИЗМЕРЕНИЯ — см. Телемеханика.

ТЕЛЕМЕХАНИКА — отрасль технич. наук, охватывающая теорию, принципы построения и технич. средства автоматич. передачи на расстояние команд и сообщений о состоянии объектов управления. Команды передаются из пункта управления объектам [телеуправление (ТУ)], а сообщения о состоянии объектов — в обратном направлении [телеизмерение (ТИ) и телесигнализация (ТС)]. Частный случай системы управления — система телеконтроля (ТК), осуществляющая только передачу информации с объектов.

Совокупность устройств Т. и каналов связи входит в систему управления на расстоянии производств. или др. процессами. Система управления на расстоянии сосредоточенными объектами (рис. 1) состоит из



Рис. 1.

объектов управления, датчиков, исполнит. органов, устройств местной автоматки, системы Т. и управляющей машины или оператора.

Кроме устройства для передачи информации, в систему Т. включаются устройства для распределения информации и представления ее в виде, удобном для восприятия оператором или ввода в управляющую машину. Это относится и к устройствам сбора, предварит. обработки информации ТИ и ТС.

В ТИ контролируемая (измеряемая) величина преобразуется в сигнал для передачи по каналу связи с изменяющимися во времени параметрами и часто высоким уровнем помех; возникающие искажения должны быть достаточно малы. Датчик осуществляет функциональное преобразование измеряемой величины в промежуточный параметр, подаваемым с выхода датчика.

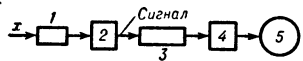


Рис. 2. Блок-схема системы телеизмерения: x — измеряемая величина; 1 — датчик; 2 — передатчик; 3 — канал связи; 4 — приемник; 5 — выходной прибор.

Сигнал передается по каналу связи и поступает на вход приемника (рис. 2). Последний осуществляет демодуляцию сигнала, а выходной прибор воспроизводит значение телеизмеряемой величины. Датчик и передатчик или приемник и выходной прибор могут быть объединены в одном блоке. В соответствии с видом канала связи для ТИ используются электрические или неэлектрические (оптические, акустические и др.)

сигналы. Широко применяются устройства ТИ с различными видами модуляции; намечается тенденция перехода к кодовой модуляции.

В теории Т. изучаются процессы и методы автоматич. передачи информации. Рассматривается передача информации при заданной структуре и изучаются структуры и технич. средства для передачи информации управления. Решаются след. проблемы: 1) проблемы передачи информации, в том числе оптимальное кодирование, помехоустойчивость и эффективность передачи информации при заданной информационной структуре и заданном количестве информации (передача между двумя пунктами и при сложных структурах); 2) проблемы оптимизации информационной структуры и технич. средств Т. (структурная и аппаратная надежность, оптимизация сетей связи, теория технич. средств Т.); 3) проблемы оптимизации систем Т. и телеавтоматики с позиций комплексного анализа процессов сбора, передачи и переработки информации. Потребность в комплексной оптимизации возрастает по мере усложнения систем. Это позволяет решать такие задачи, как выбор оптимального количества информации, оптимальной степени иерархичности управления и т. п.

Лит.: 1) Горяинов О. А., Райнес Р. Л., Телеуправление, М., 1965; 2) Фремак А. В., Телеизмерения, М.—Л., 1958; 3) Малов В. С., Телемеханика, М.—Л., 1965; 4) Типугин В. Н., Вейцель В. А., Радиоуправление, М., 1962; 5) Ильин В. А., Телеконтроль и телеуправление рассредоточенными объектами, М.—Л., 1963; 6) Ильин В. А., Левин А. А., Системы промышленной телемеханики. Справочник, т. 1, М., 1964; 7) Ильин В. А., Телемеханика и ее применение в народном хозяйстве, М., 1965. В. А. Ильин.

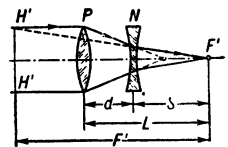
ТЕЛЕОБЪЕКТИВ — фотографический объектив с укороченным задним отрезком S' (рис.) и с уменьшенной по сравнению с обычными объективами длиной L . Т. состоит из положит. компонента P и отрицат. компонента N , разделенных воздушным промежутком d . Фокусное расстояние F' и его длина L связаны с фокусными расстояниями f'_1 и f'_2 его компонентов и величиной d следующими соотношениями:

$$F' = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - d}; \quad L = S' + d = \frac{f'_1 f'_2 + d f'_1 - d^2}{f'_1 + f'_2 - d}.$$

При отрицат. значениях f'_2 величина $L < F'$.

Отношение F'/L наз. коэфф. укорочения T , а отношение F'/S' — телеувеличение Γ . У современных Т. с относит. отверстием $\sim 1:4,5$

и полем зрения $\sim 20-30^\circ$ величина T обычно не превышает 1,3—1,5, а $\Gamma \sim 2,5-3$. При повышении T и Γ возрастают aberrации (в особенности — кривизна изображения и дисторсия), что приводит к необходимости уменьшения его светосилы и поля зрения. Высокие значения T и Γ можно получить у зеркально-линзовых Т. Так, у линзовых Т. типа «Таир» и «Телемар» $T \sim 1-1,3$, $\Gamma \sim 1,5-2,5$, а у зеркально-линзовых Т. типа МТО $T \sim 3$ и $\Gamma \sim 12$. Т. применяются при съемке удаленных предметов в крупном масштабе, а также в сложных оптич. системах для уменьшения их габаритов.



Принципиальная схема телеобъектива.

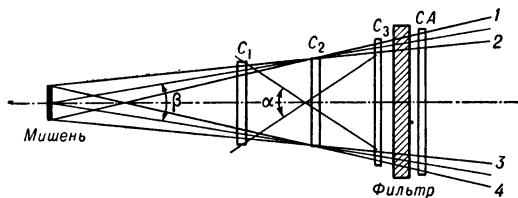
Лит.: 1) Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, Л.—М., 1937; 2) Волосов Д. С., Методы расчета сложных фотографических систем, Л.—М., 1948, гл. X.

Р. С. Андронников.

ТЕЛЕСКОП — астрономич. оптич. инструмент для наблюдений небесных объектов. Различают Т.: линзовые (рефракторы), зеркальные (рефлекторы) и зеркально-линзовые (менiskusные системы; Шмидта камера). Для решения разнообразных астрономич. задач существуют различные конструкции Т. и приспособлений к ним, позволяющие вести визуальные, фотографические и электрофотометрические наблюде-

ния, изучать спектры небесных светил, осуществлять наблюдения с применением фотоэлектронных умножителей, электроннооптич. преобразователей, методами электронной фотографии и телевидения.

ТЕЛЕСКОП СЧЕТЧИКОВ — устройство для выделения и регистрации частиц высоких энергий, летящих в определенном направлении. Т. с. состоит из двух или большего числа счетчиков заряженных частиц, расположенных друг за другом по направлению движения частицы и включенных в электронную схему временных совпадений — антисовпадений (рис.). Т. с. может состоять из любых счетчиков заряженных



частиц: Гейгера—Мюллера счетчиков, сцинтилляционных счетчиков, Черенкова счетчиков и др. Включение счетчиков в схему совпадений позволяет выделить импульсы, вызванные частицей, прошедшей через Т. с., среди шумовых импульсов самих счетчиков, среди импульсов как от фоновых частиц, не проходящих через все счетчики Т. с., так и от частиц, отличающихся от регистрируемых временем пролета расстояния между отдельными счетчиками. Эти свойства Т. с. определили их широкое распространение; отдельные счетчики в условиях эксперимента на ускорителях и при исследовании космич. лучей, как правило, не применяются. Число счетчиков в Т. с. определяется фоновыми условиями эксперимента. Разрешающее и мертвое времена Т. с. зависят от временных характеристик счетчиков и разрешающего времени электронной схемы совпадений — антисовпадений.

Угловое разрешение Т. с. определяется размерами счетчиков и расстоянием между ними (угол α на рис.). Телесный угол Т. с. зависит от размера определяющего счетчика и расстояния этого счетчика до мишени. На рис. определяющим счетчиком является C_2 , стягивающий соответствующий линейный угол β . Размеры остальных счетчиков выбираются так, чтобы в них попадали все частицы, вылетающие из мишени и проходящие через определяющий счетчик, другими словами, их размеры должны превышать размеры, определяемые на рис. линиями 1, 2, 3, 4.

Применение антисовпадений позволяет исключать частицы, проходящие через Т. с., но не обладающие определенными свойствами регистрируемых частиц. Напр., частицы могут быть разделены по пробегам, если за счетчиками, включенными в схему совпадений, и фильтром, где останавливаются регистрируемые частицы, помещен счетчик антисовпадений. Аналогично выделяются частицы, провазимодействовавшие в мишени.

Т. с. получили широкое применение для выделения двухчастичных ядерных реакций (в частности, упругих реакций) среди других процессов сохранения энергии и импульса. Два Т. с., стоящие под рассчитанными (сопряженными) углами относительно направления первичной частицы и включенные в схему временных совпадений, наз. с о п р я ж е н н ы м и Т. с. Пространственное разрешение системы сопряженных Т. с. и, следовательно, ее способность выделить искомую реакцию среди сопутствующих, характеризуется шириной кривой зависимости числа зарегистрированных

случаев от угла между Т. с. Телесные углы сопряженных Т. с. подбираются так, чтобы для каждой частицы, попадающей в один из Т. с. (определяющий телескоп), вторая частица, летящая под сопряженным углом, попадала в другой телескоп независимо от того, в какой точке мишени произошло взаимодействие.

Лит.: Методы измерения основных величин ядерной физики, пер. с англ., М., 1964. Ю. Д. Вайков, Г. А. Лексин.

ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ — оптич. системы, фокальные плоскости у к-рых лежат на бесконечно далеком расстоянии. Параллельный пучок, входящий в Т. с., выходит из них также параллельным. Примером Т. с. являются все виды телескопов (зрительная труба, рефлектор), т. к. в их объектив попадает пучок от весьма удаленных источников, практически параллельный, и выходит из окуляра также параллельный пучок. Т. с. могут состоять из двух линз: либо собирательных, либо из собирательной и рассеивающей. В Т. с. первого типа расстояние между линзами должно удовлетворять условию $D = F_1 + F_2$, т. е. внутренняя фокальная точка у них общая; для Т. с. второго типа справедливо это же условие, но фокусное расстояние окуляра F_2 здесь следует считать отрицательным. Субъективное увеличение Т. с., т. е. отношение тангенсов углов зрения при рассмотрении предмета через Т. с. и непосредственно невооруженным глазом, равно отношению фокусных расстояний объектива и окуляра: $\omega = \tan \psi / \tan \varphi = F_1 / F_2$. Очевидно, что поперечное сечение пучка, входящего и выходящего из Т. с., разное; оно изменяется обратно пропорционально отношению фокусных расстояний.

ТЕЛЕУПРАВЛЕНИЕ (дистанционное управление) — см. Телемеханика.

ТЕЛЕФОН — электроакустический преобразователь, работающий на приемном конце линии связи. Кроме Т., непосредственно служащих для связи, существуют измерительные Т., позволяющие получать звуковые сигналы определенной величины, применяемые, напр., при оценке остроты слуха, в аудиометрии (см. Аудиометр). По принципу преобразования Т. чаще всего бывают электромагнитными. В таких Т. электрич. сигналы вызывают переменное намагничение сердечников и создают колебания расположенные перед ними мембраны. Измерит. и высококачественные Т. основаны на принципе электродинамич. преобразования: мембрана или небольшой диффузор приводятся в колебания обтекаемой токами звуковой частоты катушкой, расположенной в поле постоянного магнита. Электростатич. и пьезоэлектрич. Т. употребляются редко. Главная характеристика Т., наряду с их чувствительностью, — частотная характеристика, к-рая у хороших измерительных Т. практически постоянна при 30—10 000 гц, а у Т. связи при 300—6000 гц. Лит.: 1) Фурдуев В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; 2) Дрейзен И. Г., Электроакустика и звуковое вещание, М., 1961. И. Г. Русаков.

ТЕЛЕФОННАЯ МОЩНОСТЬ — средняя мощность электрич. высокочастотных колебаний с амплитудной модуляцией за период модулирующих колебаний (в частности, звукового сигнала). При линейной амплитудной модуляции Т. м. P_T связана с мощностью P_0 тех же колебаний в отсутствии модуляции соотношением: $P_T = P_0 (1 + 0,5 M^2)$, где M — коэфф. модуляции. На практике часто оценивают M радиопередатющих устройств, измеряя P_T и P_0 (в режиме молчания).

ТЕЛЛУР (Tellurium) Te — хим. элемент VI гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 52, ат. в. 127,60. Состоит из 8 изотопов: Te^{120} (0,089%), Te^{122} (2,46%), Te^{123} (0,87%, $T_{1/2} > 10^{13}$ лет), Te^{124} (4,61%), Te^{125} (6,99%), Te^{126} (18,71%), Te^{128} (31,79%), Te^{130} (34,49%).

Электронная конфигурация $4d^{10} 5s^2 5p^4$. Энергия ионизации (эВ) $\text{Te}^0 \rightarrow \text{Te}^+ \rightarrow \text{Te}^{2+} \rightarrow \text{Te}^{3+} \rightarrow \text{Te}^{4+} \rightarrow \text{Te}^{5+} \rightarrow \text{Te}^{6+}$, 9,01; 18,8; 31; 38; 66 и 83.

Т. — сербристо-белый металл, кристаллич. решетка гексагональная, $a = 4,4570 \text{ \AA}$, $c = 5,9290 \text{ \AA}$. Атомный радиус $1,7 \text{ \AA}$, ионный радиус (А) Te^{2-} 2,11, Te^{4+} 0,89, Te^{6+} 0,56. Плотность $6,25 \text{ г/см}^3$ (25° , все темп-ры в $^\circ\text{C}$). $t_{\text{пл}} 449,5^\circ$, $t_{\text{кип}} 990^\circ$. Теплоты плавления и испарения (кал/г) 32 и 107. Уд. теплоемкость $C_p = 0,047 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ (20°). Коэфф. линейного расширения $16,8 \cdot 10^{-6}$ (20°). Коэфф. теплопроводности $0,014 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ (20°). Уд. электросопротивление $0,436 \text{ ом} \cdot \text{см}$ (20°). Темп-ный коэфф. электросопротивления $3,79 \cdot 10^{-3}$ ($0-100^\circ$). Работа выхода $4,73 \text{ эв}$. Т. диамагнитен, уд. магнитная восприимчивость — $0,031 \cdot 10^{-6}$ (18°). Т. в обычных условиях хрупок. Коэфф. сжимаемости $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{кг}$ (30°). Резко выражена анизотропия; модули упругости (кг/мм^2): 4350 (\parallel оси c) и 2090 (\perp оси c), модуль сдвига 1550 кг/мм^2 . Твердость по Моосу 2,3; по Бринеллю $18,43 \text{ кг/мм}^2$. Предел прочности при растяжении $1,15 \text{ кг/мм}^2$.

В соединениях Т. проявляет гл. обр. валентности —2, +4, +6. По химич. свойствам похож на S и Se, но имеет более резко выраженные металлич. свойства.

Лит.: 1) Кудрявцев А. А., Химия и технология селена и теллура, М., 1961; 2) Филанд М. А., Семенов а Е. И., Свойства редких элементов, 2 изд., М., 1964.

А. М. Егоров.

ТЕМБР з в у к а — субъективная, т. е. определяемая на слух характеристика качества звука, в основном зависящая от его спектра (см. *Спектр акустический*). Оценка звуков по Т. дополняет их характеристику по *громкости* и *высоте звука* и позволяет различать между собой звуки разных источников, напр. узнавать звуки определ. музыкальных инструментов. Для оценки Т. имеют значение количество и расположение составляющих в спектре и, в частности, наличие устойчивых групп составляющих, наз. *формантами*. Если в звуке мало *обертонов*, то Т. оценивается как глухой, дустой, неокрашенный; если сильно выражены первые обертоны — сочный, полный; если сильно выражены высшие составляющие в области 3000—6000 гц — пронзительный, металлический, резкий, яркий (в противоположность тусклому). Помимо спектра, на оценку Т. звука влияет динамика звука (напр., нарастание и спадание, импульсивность). Музыканты различают в звуке инструментов глубину, бархатистость, певучесть или гнусавость. Системы таких терминов для описания Т. звука не существует и соответствие между ними и спектр. признакам не всегда установлено.

Лит.: Римский-Корсаков А. В., Дьяконов Н. А., Музыкальные инструменты, М., 1952, с. 8—10. И. Г. Русаков.

ТЕМПЕРАТУРА — термодинамич. величина, характеризующая состояние *термодинамического равновесия* макроскопич. системы; Т. одинакова для всех частей изолированной системы, находящейся в термодинамич. равновесии. Если система не находится в равновесии, то переход энергии (теплопередача) происходит от тел с большей Т. к телам с меньшей Т. Наиболее общо Т. можно определить как величину, обратную производной *энтропии* S тела по его энергии: $1/T = dS/dE$. Т. к. энтропия, определяемая как логарифм статистич. веса, величина безразмерная, то Т. имеет размерность энергии. Единицей измерения Т. в физике обычно служат градусы Кельвина; 1°K соответствует $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг}$ (см. *Температурные шкалы*).

Принципиальное значение имеет существование *термодинамической* шкалы Т. Предполагается, что имеется нек-рый произвольный способ измерения Т., по поводу к-рого известно только, что да-

ваемая им условная Т. τ связана взаимно однозначно с абсолютной (отсчитываемой от *абсолютного нуля*) Т., т. е. что измеряемая величина τ — монотонная непрерывная ф-ция Т. Тогда термодинамич. шкалу Т. можно определить (с точностью до выбора единицы измерения) из ур-ния:

$$d \ln T/d\tau = (\partial V/\partial \tau)_p / (\partial Q/\partial p)_\tau,$$

в правой части к-рого стоят непосредственно измеримые величины: объем V , количество тепла Q и давление p . Это ур-ние является следствием общих термодинамич. соотношений и позволяет в принципе использовать произвольные физич. тело и физич. свойство для измерения абс. Т. Точность измерения ограничивается статистич. *флуктуациями* Т.

Для решения ряда физич. проблем важно получение *низких температур*, а также, особенно в связи с проблемой управляемых термоядерных реакций, *температур* *высоких*.

В классич. статистике абс. Т. пропорциональна средней кинетич. энергии частиц тела. Абс. Т. совпадает со статистической Т., входящей в *Гиббса распределение каноническое* (см. также *Статистическая физика*). Из распределения Гиббса непосредственно следует, что абс. Т. есть положительная величина. В противном случае *статистическая сумма* неизбежно стремилась бы к бесконечности, т. к. суммарная кинетич. энергия частиц тела может принимать сколь угодно большие положительные значения.

Хотя, строго говоря, о Т. имеет смысл говорить только в случае равновесной системы, тем не менее понятием Т. часто пользуются для характеристики состояний неполного локального равновесия. Так, может оказаться, что распределение по скоростям электронов проводимости в полупроводнике, находящемся в достаточно сильном электрич. поле, близко к равновесному распределению Максвелла — Больцмана, причем соответствующая этому распределению Т. существенно больше Т. кристаллич. решетки. Такая ситуация возникает, если время установления равновесия внутри электронной подсистемы значительно меньше времени *релаксации* для установления равновесия между электронами и решеткой. В этом случае говорят отдельно о Т. электронов и Т. решетки. Аналогичное положение может реализоваться и в *плазме*.

Особый интерес представляет случай, когда подсистема, равновесие к-рой с остальной частью системы устанавливается достаточно медленно, имеет энергетич. спектр конечной протяженности. Относительно статистич. Т. такой подсистемы уже нельзя утверждать, что она должна быть непременно положительной. Действительно, в таких системах были реализованы состояния с *отрицательной температурой*, к-рые лежат в основе создания квантовых усилителей и квантовых генераторов.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. Г. М. Элиашберг.

Методы измерения Т. Значение Т. определяют по изменению к.-л. удобного для измерения физич. свойства термометрич. вещества. Измерение Т. — это, по существу, измерение др. физич. свойств (электрических, механических, оптических, магнитных), связанных с Т. физич. закономерностями, — т. н. термометрич. свойств. Т. измеряется в градусах различных *температурных шкал*.

Методы измерения Т. весьма разнообразны. Они различаются по лежащим в их основе термометрич. свойствам и применяемым термометрич. веществам. Термометрич. свойство должно быть однозначно связано с Т. и достаточно просто измеряться; у термометрич. вещества выбранное свойство должно достаточно хорошо воспроизводиться и достаточно сильно изменяться с изменением Т.

Устройства для измерения T . (термометры) обычно состоят из чувствит. элемента, в к-ром реализуется термометрич. свойство, и измерительного прибора, к-рым измеряются численные значения этого свойства (манометр, потенциометр, измерит. мост, логометр, гальванометр и т. д.). Общим для них является то, что чувствит. элемент находится в тепловом равновесии с телом, T . к-рого им измеряется.

Газовый термометр (в технике — м а н о м е т р и ч е с к и й). Термометрич. свойство — изменение объема и давления; термометрич. вещество — газы, достаточно хорошо приближающиеся к идеальным (N_2 , H_2 , He). Чувствительный элемент — резервуар с газом. Об изменении T . газа судят или по изменению его объема V при постоянном давлении p (термометры постоянного давления), или по изменению p при постоянном V (термометры постоянного объема). Соотношение, устанавливающее связь между p , V и T . — ур-ние состояния идеального газа (*Клапейрона уравнение*). Точность определяется конструкцией, точностью измерения p или V и степенью приближения применяемого газа к идеальному (отклонения от идеальности учитываются введением вириальных поправок, см. *Вириальное разложение*).

Конденсационный термометр (в технике — м а н о м е т р и ч е с к и й). Термометрич. свойство — изменение давления насыщенных паров p_s . Чувствительный элемент — резервуар, заполненный жидкостью и находящимися с ней в равновесии насыщенными парами. Соотношение, позволяющее определять T . по величине p_s , устанавливается экспериментально. Точность определяется конструкцией, точностью измерения p_s , чистотой термометрич. вещества и точностью соотношения между T . и p_s .

Термометр жидкостный. Термометрич. свойство — изменение объема жидкости; наиболее распространенное термометрич. вещество — ртуть. Шкала калибруется непосредственно в градусах T . Точность зависит от конструкции, чистоты жидкости и точности калибровки.

Термометр сопротивления. Термометрич. свойство — изменение электрич. сопротивления R чистых металлов, сплавов и полупроводников (*термисторы*). Чувствительный элемент — проволока или пластинка (пленка) из соответствующего материала. Термометрич. вещества выбираются в зависимости от области применения и точности. Наиболее распространены *платиновый термометр сопротивления*. Соотношения, позволяющие определять T . по величине R , устанавливаются экспериментально. Точность определяется конструкцией, точностью измерения R , веществом чувствительного элемента и точностью градуировки, по к-рой вычисляются константы эмпирич. ф-л. Для технич. приборов обычно составляются таблицы $R(T)$, соответствие к-рым устанавливается при изготовлении термометра.

Термоэлемент (термопара). Термометрич. свойство — изменение термоэлектродвижущей силы. Прибор дифференциальный. Чувствительный элемент — спай («измерительный») двух разных металлов — находится в тепловом равновесии со средой, T . к-рой измеряют; другой спай («реперный») находится при известной постоянной T . Термометрич. вещества — различные (в зависимости от области применения и требуемой точности) пары металлов или сплавов. Величина T . по измеренной величине термоэдс определяется из эмпирич. соотношений. Точность определяется конструкцией, природой применяемых металлов и сплавов, точностью измерения эдс ϵ , а также постоянством T . «реперного» спаия и точностью градуировки, по к-рой вычисляются константы эмпирич. ф-л. Для технич. приборов используются таблицами $\epsilon(T)$, составленными для каждого

типа термопар. Соответствие термопар этим таблицам устанавливается при их изготовлении.

Пирометры. Термометрич. свойство — изменение интенсивности излучения. Пирометры принципиально отличаются от др. термометров тем, что их чувствительные элементы не находятся в непосредственном контакте с образцом, T . к-рого измеряется (бесконтактный метод измерения T .). Пирометрич. методом теоретически возможно измерение сколь угодно высоких T . В радиационных пирометрах T . образца определяют по величине полной энергии излучения, связанной с T . *Стефана—Больцмана законом излучения*. В оптических пирометрах T . образца определяют по монохроматич. яркости излучения абс. черного тела, связанной с T . *Планка законом излучения*. Подробнее см. *Пирометрия оптическая*.

См. также *Низкие температуры, Аэродинамический эксперимент* (раздел «Измерение температуры газовых потоков»).

Лит.: 1) Методы измерения температуры. Сб. статей, под ред. В. А. Соколова, ч. 1—2, М., 1954; 2) Температура и ее измерения. Сб. докл. на III Международном симпозиуме по термометрии, пер. с англ., под ред. А. Арманда и К. Вульфсона, М., 1960; 3) Преобразование В. П., Теплометрические измерения и приборы, 2 изд., М.—Л., 1953; 4) Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; 5) Приборы для измерения температуры и их поверка. Инструктивные материалы, М., 1957. Д. И. Шаревская.

ТЕМПЕРАТУРА (в астрофизике) — параметр, характеризующий излучение и состояние вещества. Вследствие того, что объекты, исследуемые астрофизикой, не находятся в состоянии термодинамич. равновесия, их термодинамич. состояние, как правило, не удается описать, приняв одно значение T . В астрофизике различают: эффективную T ., под к-рой понимают T . черного тела тех же размеров и той же интегральной светимости, что и изучаемое тело; яркостную T ., отличающуюся от эффективной тем, что рассматривается светимость в определенном спектр. диапазоне; спектротометрическую (цветовую) T . — параметр ф-лы Планка, наилучшим образом представляющей распределение энергии в заданном интервале длин волн; кинетическую T ., определяемую как параметр максвелловского распределения скоростей частиц, причем электронная и ионная T . могут быть различны; ионизационную T . — параметр формулы Саха, описывающей степень ионизации вещества; T . возбуждения — параметр распределения Больцмана, характеризующий населенность возбужденных уровней атома или молекулы (колебательная и вращательная T ., определяемые по соответствующим спектрам молекулы, могут различаться между собой и отличаться от T . возбуждения, определяемой по атомарным линиям), и др. В радиоастрономии пользуются также термином: T . (шумовая) антенны — яркостная температура тела, заполняющего все поле зрения антенны. Г. Лейкин.

ТЕМПЕРАТУРА КИПЕНИЯ (насыщения) $T_{\text{кип}}$, T_s — темп-ра жидкости, при к-рой давление p_s ее насыщенного пара над плоской поверхностью раздела фаз равно внешнему давлению (см. *Кипение*). При норм. внешнем давлении ($p_0 = 760$ мм рт. ст.) T_s наз. нормальной T . к. или точкой кипения. При незначит. отклонении давления насыщенных паров от нормального с достаточной точностью выполняется правило Крафта [1]: $\Delta T = C_0 \cdot (760 - p) T$, где ΔT — отклонение T . к. от нормальной, C_0 — эмпирич. константа (см. табл.), p — давление в мм рт. ст., при к-ром была измерена абс. темп-ра T в °К.

Термодинамич. зависимость между изменениями $T_{\text{кип}}$ жидкости и p_s ее насыщенного пара дается *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Простейшие полуэмпирич.

ур-ния для выражения зависимости $T_s = f(p_s)$ получают интегрированием ур-ния Клапейрона—Клаузиуса при нек-рых упрощающих допущениях [1].

Значения постоянной C_0 в уравнении Крафта.

Вещства с очень низкими $T_{кип}$	$C_0 = 0.00014$
Большинство веществ	$C_0 = 0.00012$
Вода, спирты, карбоновые кислоты	$C_0 = 0.00010$

Эксперимент. методы определения зависимости T_s от p_s подразделяются на динамические (эбулиометрические) и статические. Сущность динамич. метода заключается в измерении темп-ры, при к-рой в условиях $p = const$ жидкая и паровая фазы находятся в равновесии. В статич. методе измеряют давление пара, к-рое создается над жидкостью при определенной темп-ре. Выбор метода измерения определяется гл. обр. величиной давления и количеством вещества в эксперименте. Оба метода дают хорошо согласующиеся между собой результаты. Т. к. ряда веществ приведены в ст. *Теплота парообразования*.

Лит.: 1) Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1953; 2) Кричевский И. Р., Фазовые равновесия в растворах при высоких давлениях, 2 изд., М.—Л., 1952; 3) Коган В. В., Фридман В. М., Справочник по равновесию между жидкостью и паром в бинарных и многокомпонентных системах, Л., 1957; 4) Swietoslawski W., «Roczn. chem.», 1929, т. 9, № 8, s. 608; егже, Ebulliometric measurements, N. Y., 1945; 5) Amick E. H., Weiss M. A., Kirshenbaum M. S., «Ind. Engng. Chem.», 1951, v. 43, № 4, p. 969. См. также лит. при ст. *Теплота фазовых превращений, Теплота парообразования*.

А. Н. Гурев.

ТЕМПЕРАТУРА ПЛАВЛЕНИЯ ($T_{пл}$) — темп-ра фазового перехода твердого кристаллич. тела в жидкое состояние (см. *Плавление*). Т. п. постоянна при постоянном внешнем давлении p ; термодинамич. зависимость $T_{пл}$ от p дается Клапейрона — Клаузиуса уравнением. Поскольку плавление обусловлено разрывом части межмолекулярных (межмолекулярных) связей, $T_{пл}$ зависит от типа межмолекулярной связи, координац. числа K и др. характеристик кристаллич. решетки. Наиболее легкоплавки монокотмные инертные газы и водород, кислород, азот, галогены, атомы или молекулы к-рых удерживаются слабыми молекулярными силами сцепления. Т. п. металлов возрастает от щелочных металлов к Cr, Mo и W, а затем вновь понижается при переходе к Cu, Ag и Au (см. рис. 4, а в ст. *Плавление*) в соответствии с изменением электронной концентрации, определяющей энергию металлической связи.

Температуры плавления нек-рых наиболее тугоплавких веществ*.

Металлы и ковалентные кристаллы				Тугоплавкие соединения									
вещство	$T_{пл}$, °C	вещство	$T_{пл}$, °C	вещство	$T_{пл}$, °C	вещство	$T_{пл}$, °C	вещство	$T_{пл}$, °C	вещство	$T_{пл}$, °C	вещство	$T_{пл}$, °C
Ti	1670	Ir	2454	ThC	2625	TiN	2950	Al ₂ O ₃	2050				
Th	1750	Mo	2610	WC	2630	ZrN	2980	Y ₂ O ₃	2410				
Pt	1769	Os	2700	MoC	2692	TaN	3100	SrO	2450				
Zr	1832	Ta	3000	SiC	2830	HfN	3310	BeO	2570				
V	1900	Re	3180	VC	2830	BN	3700	CaO	2600				
Cr	1915	W	3410	TiC	3250	TiB ₂	2730	MgO	2800				
Rh	1966			NbC	3480	NbB ₂	3000	UO ₂	2800				
Hf	2222	Si	1410	ZrC	3530	ZrB ₂	3040	ZrO ₂	2800				
Ru	2250	B	2075	TaC	3875	TaB ₂	3120	CeO ₂	2900				
Nb	2415			HfC	3890	HfB ₂	3250	ThO ₂	3050				

* Данные о $T_{пл}$ хим. элементов см. в статьях об элементах.

Минимальные Т. п. среди металлов имеют одноэлектронные щелочные металлы, Ga, In и Hg. Т. п.

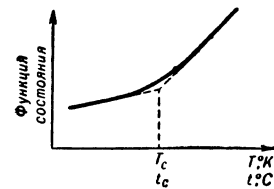
ковалентных кристаллов максимальны у элементов с наибольшим числом ковалентных связей: С, Si, Ge ($K = 4$) и В ($K = 3$). Сплавы, как правило, не обладают постоянной Т. п., а имеют темп-рный интервал плавления (от точки солидуса до точки ликвидуса), исключение составляет эвтектика. Стеклообразные вещества не имеют определ. Т. п., для них характерна область размягчения (см. *Стеклообразное состояние*). Экспериментально $T_{пл}$ определяют методами термического анализа.

Лит.: 1) Курс физической химии, под общ. ред. Я. И. Герасимова, т. 1, М., 1963; 2) Исследования при высоких температурах, пер. с англ., М., 1962; 3) Самсонов Г. В., Тугоплавкие соединения, М., 1963; 4) Корнилов И. И., Металлиды и взаимодействие между ними, М., 1964.

В. К. Григорович.

ТЕМПЕРАТУРА РАЗМЯГЧЕНИЯ — темп-ра, при к-рой вязкость нагреваемого стеклообразного вещества (см. *Стеклообразное состояние*) становится ниже 10^{13} — 10^{14} пуаз и вещество начинает терять хрупкость и приобретает пластичность. Значение Т. р. принимается иногда равным значению температуры стеклования.

ТЕМПЕРАТУРА СТЕКЛОВАНИЯ — одна из темп-р интервала стеклования, в к-ром вязкая переохлажденная жидкость переходит в стеклообразное состояние. Т. с. соответствует вязкость 10^{13} — 10^{14} пуаз и она определяется по особой точке темп-рной зависимости к.-л. физич. характеристики вещества. При этом за Т. с., к-рую наз. также структурной Т. с., принимается темп-ра, определяемая точкой пересечения прямолинейных участков кривой с двух сторон от интервала стеклования (рис.). Как темп-рный интервал стеклования, так и Т. с. зависят от скорости охлаждения или нагревания стекла, и при изменении этой скорости в 10 раз Т. с. может сместиться на 25—30°С; это существенно для технологии производства стекла, т. к. при отжиге и закалке скорость изменения темп-ры может отличаться на неск. порядков. Поэтому в практике принято определять структурную Т. с. по точке пересечения продолжения прямых участков на диаграмме зависимости длины отожженного образца стекла от темп-ры при скорости его нагревания 3 град/мин при 1 атм. Темп-ру же, при к-рой вязкость, измеренная под напряжением 2 кг/см², равна 10^{13} пуаз, наз. иногда механической Т. с. В отличие от структурной Т. с., к-рую, в зависимости от использования температурной шкалы Кельвина или Цельсия, обозначают T_c или t_c , механич.



Т. с. можно обозначать, используя в качестве индекса показатель степени в значении вязкости (выраженной в пуазах), при к-рой измеряется темп-ра, напр. в приведенном случае, через T_{13} или t_{13} .

Е. А. Порай-Кошич.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЛНЫ — периодич. изменения темп-ры, возникающие в среде в результате периодич. изменения любого из параметров, характеризующего процесс теплопроводности. Наиболее хорошо изучены Т. в., возникающие в результате периодич. изменения темп-ры T на поверхности среды. При этом в среде устанавливаются колебания T с тем же периодом. Т. в. распространяются в глубь среды со скоростью, определяемой ф-лой $v = \sqrt{2a\omega}$, где $\omega = 2\pi/\tau$ — частота изменения T , τ — период колебания, a — температуропроводности коэффициент. Эта ф-ла показывает, что скорость Т. в. тем больше, чем меньше период колебания T на поверхности среды. Т. в. подчиняются следующим закономерностям (т. н. законы Фурье): 1) амплитуда

колебаний экспоненциально убывает с глубиной проникновения; 2) темп-ные колебания в среде происходят со сдвигом фаз по отношению к колебаниям на поверхности, причем время запаздывания пропорционально глубине; 3) глубина проникновения T в. зависит от их периода τ . Периоды τ_1 и τ_2 связаны с глубинами x_1 и x_2 , на к-рых происходит одинаковое относительное изменение T , соотношением: $x_2/x_1 = \sqrt{\tau_2/\tau_1}$ (напр., глубина проникновения в почву годовых колебаний T при одинаковой амплитуде была бы почти в 20 раз больше проникновения суточных колебаний). В технике рассматриваются T в. в стенах зданий, в обмуровках печей, в стенках цилиндров двигателей внутреннего сгорания и т. д. Изучение T в. может служить одним из методов определения теплопроводности.

Лит.: 1) Карслоу Г. С., Теория теплопроводности, пер. с англ., М.—Л., 1947; 2) Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1953; 3) Лыков А. В., Теория теплопроводности, М., 1952; 4) Шкловер А. М., Теплопередача при периодических тепловых воздействиях, 2 изд., М.—Л., 1961.

В. П. Исаченко.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ — напряжения, возникающие в теле вследствие неравномерного распределения темп-ры в различных его частях и ограничения возможности теплового расширения (или сжатия) со стороны окружающих частей тела или со стороны др. тел, окружающих данное. Т. н. при отсутствии внешних сил самоуравновешены и определяются на основе решения ур-ний совместности деформаций, ур-ний равновесия (с граничными условиями) и ур-ний связи напряжений и деформаций, включающих члены, учитывающие термич. деформации.

Т. н. могут приводить к потере устойчивости конструкций, при циклич. нагреве и охлаждении — к разрушению от усталости (термич. усталость), при мгновенном изменении темп-ры — к разрушению от удара (термич. удар).

Лит.: 1) Мелан Э., Паркус Г., Термоупругие напряжения, вызываемые стационарными температурными полями, пер. с нем., М., 1958; 2) Паркус Г., Неустановившиеся температурные напряжения, пер. с нем., М., 1963; 3) Боли Б., Уэйнер Дж., Теория температурных напряжений, пер. с англ., М., 1964. Р. М. Шнейдерович.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ШКАЛЫ — системы последовательных числовых значений, соответствующих последовательным значениям темп-ры. Темп-ра не может быть измерена непосредственно. Для ее определения необходимо выбрать термометрич. свойство и термометрич. вещество, а также задать начальную точку отсчета и величину градуса, т. е. определить Т. ш.

Обычно выбирают две основные темп-ры, соответствующие точкам фазовых равновесий однокомпонентных систем (т. н. реперные точки), расстояние между к-рыми наз. основным интервалом. За начало отсчета принимается одна из основных темп-р; за величину градуса принимается определенная доля основного интервала. Таким путем можно определить эмпирич. Т. ш. по любому термометрич. свойству x . Темп-ра по этой шкале $t^{(x)} = n(x_t - x_0)/(x_n - x_0)$, где x_t и x_0 — числовые значения свойства x при темп-ре t и в начале отсчета, а $(x_n - x_0)/n$ — величина градуса. Разнообразные Т. ш. различаются как по термометрич. веществу и свойству, так и по виду ф-ции, связывающей это свойство с темп-рой. Т. ш. зависят также от реперных точек.

Если Т. ш. различаются только видом ф-ции $x = f(t)$, то они могут быть пересчитаны одна в другую. Простейший случай — разные числовые значения, соответствующие одним и тем же основным темп-рам. Напр., в Цельсия шкале ($^{\circ}\text{C}$), Реомюра шкале ($^{\circ}\text{R}$) и Фаренгейта шкале ($^{\circ}\text{F}$) в качестве основных приняты темп-ры t таяния льда и кипения воды при норм. давлении; значение t по этим шкалам связаны соотно-

шениями: $n^{\circ}\text{C} = 0,8 n^{\circ}\text{R} = (1,8n + 32)^{\circ}\text{F}$. Преобразование Т. ш., различающихся реперными точками, на к-рых они основаны, невозможно путем простого пересчета и может быть произведено лишь на основании экспериментальных данных.

Т. ш., различающиеся по используемому термометрич. свойству или веществу, существенно различны. Может быть построено неограниченное число не совпадающих друг с другом эмпирич. Т. ш., т. к. ни одно из используемых термометрич. свойств не изменяется с темп-рой строго линейно и степень нелинейности не одинакова для различных свойств и веществ. Темп-ра, измеренная по эмпирич. Т. ш., наз. условной («ртутная», «платиновая» и т. д.); единица ее измерения — условный градус. Градус темп-ры равен определенной части основного интервала темп-р; условный градус (индивидуальная для каждого термометрич. вещества единица условной темп-ры) равен определенной части величины изменения выбранного термометрич. свойства для данного термометрич. вещества, соответствующего основному интервалу темп-р.

Может быть построена эмпирич. шкала абсолютная Т. ш., абс. нуль к-рой соответствует темп-ре, при к-рой численное значение свойства x равно 0. Темп-ра $t^{(x)}$ по эмпирич. Т. ш. и $T^{(x)}$ по абс. эмпирич. Т. ш. свойства x связаны соотношением: $T^{(x)} = t^{(x)} + T_0^{(x)} = t^{(x)} + 1/[(x_n - x_0)/x_0n]$, где $(x_n - x_0)/x_0$ — относит. изменение свойства x на основном интервале в n° ; $T_0^{(x)}$ — абс. нуль эмпирич. Т. ш. свойства x . Введение эмпирич. абс. нуля $T_0^{(x)}$ является экстраполяцией и не связано с реальной возможностью получить $t^{(x)}$, при к-рой $x = 0$.

Газовые шкалы — эмпирические Т. ш., в к-рых термометрич. веществом служат газы, значительно меньше зависят от применяемого вещества, чем любые другие эмпирич. Т. ш. Различают «азотную», «водородную» и «гелиевую» Т. ш. (расхождение «азотной» Т. ш. с двумя другими, напр. при 200°C , ок. $0,02^{\circ}$). Введением соответствующих поправок эмпирич. газовые Т. ш. могут быть приведены к теоретич. шкале Авогадро, справедливой для идеального газа.

Принципиальный недостаток эмпирич. Т. ш. — их зависимость от свойств термометрич. вещества. Т. ш., независимая от термометрич. свойства или вещества, может быть построена на основании второго начала термодинамики, т. н. термодинамическая Т. ш. Абс. термодинамич. Т. ш. (шкала Кельвина) определяется, исходя из рассмотрения Карно цикла, к-рого зависит лишь от термодинамич. темп-ры.

Первоначально термодинамич. Т. ш. была основана на величине основного интервала: разность темп-р между точкой льда и точкой пара при норм. атм. давлении равна 100° , темп-ра плавления льда точно не определена. Теперь принят другой принцип построения Т. ш., опирающийся на единственную реперную точку — тройную точку воды, темп-ра к-рой равна $273,16^{\circ}\text{K}$ (решение 9-й Генеральной конференции по мерам и весам, 1948 г.).

Абс. термодинамич. Т. ш. простирается от абсолютного нуля до бесконечно больших темп-р. Любая эмпирич. Т. ш. приводится к термодинамич. Т. ш. введением поправок, учитывающих зависимость изменения термометрич. свойства от термодинамич. темп-ры. Термодинамич. Т. ш. осуществляется непосредственно (проведением цикла Карно с термометрич. веществом), а с помощью др. термодинамич. соотношений. В достаточно широком интервале темп-р (примерно от точки норм. кипения гелия до точки затвердевания золота) термодинамич. Т. ш. совпадает со шкалой Авогадро, т. е. термодинамич. темп-ра

совпадает с газовой, к-рая измеряется *газовым термометром*. При более низких темп-рах термодинамич. Т. ш. осуществляется по магнитной восприимчивости «идеального парамагнетика» с учетом поправок для реальных парамагнетиков (см. *Низкие температуры*); при более высоких темп-рах — по измерениям интенсивности излучения абс. черного тела, связанной с термодинамич. темп-рой законом Планка (см. *Пирометрия оптическая*).

Осуществление термодинамич. Т. ш. даже через посредство шкалы Авогадро весьма сложно. Поэтому с 1927 г. принята *Международная практическая температурная шкала*, к-рая осуществляется более простыми методами. Т. ш., нанесенные на обычные термометры, как правило, связаны с термодинамич. Т. ш. через международную практич. Т. ш. и ряд промежуточных этапов, к-рые осуществляются образцовыми приборами.

Лит. см. при ст. *Температура*. Д. И. Шаревская.

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС — необратимое изменение намагниченности I ферромагнитного образца, находящегося в слабом постоянном магнитном поле, при циклич. изменении темп-ры. Наблюдаются 2 вида Т. м. г., вызванные соответственно необратимыми изменениями доменной или кристаллич. структуры. При Т. м. г. 1-го вида осуществление темп-рного цикла приводит к возрастанию исходной величины намагниченности I_0 (точка А, рис. 1, а) на величину ΔI (отрезок АС). Аналогичное необратимое изменение наблюдается и при обратном цикле (рис. 1, б). С ростом поля H (при сохранении темп-рного интервала ΔT неизменным) $\Delta I/I_0$ убывает. Практически Т. м. г. исчезает ($\Delta I/I_0 \rightarrow 0$) при тех значениях H , при к-рых в основном исчезает обычный *гистерезис магнитный*. Как правило, с ростом ΔT при неизменном H величина $\Delta I/I_0$ возрастает. При повторных темп-рных циклах I продолжает несколько возрастать, но с каждым последующим циклом этот рост становится все слабее и, наконец, прекращается.

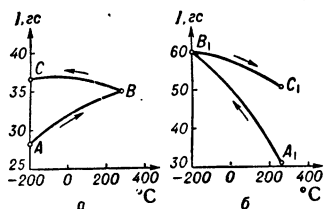


Рис. 1.

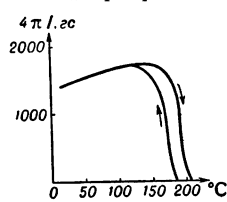


Рис. 2.

Рис. 1. Темп-рный ход намагниченности I образца кремнистого железа (4% Si) в магнитном поле $H = 0,18$ э: а) нагрев образца от -190° до 270° С (кривая АВ) и последующее охлаждение до исходной темп-ры (кривая ВС); б) обратный цикл — охлаждение образца от 270° до -190° С (кривая A_1B_1) и последующий нагрев от -190° до 270° С (кривая B_1C_1).

Рис. 2. Темп-рный ход намагниченности образца железоникелевого сплава (33% Ni) в постоянном поле $H = 1$ э при изменении темп-ры от 20 до 210° С и обратно.

Т. м. г. 1-го вида связан с перестройкой доменной структуры (см. *Магнитная структура*), вызванной изменением темп-ры Т ферромагнитного образца и осуществляемой смещением границ между доменами. В постоянном поле H эта перестройка протекает т. о., что домены, намагниченность I_3 к-рых составляет минимальные углы с ориентацией поля H , поглощают домены с менее «выгодно» ориентированными I_3 . В процессе перестройки, приводящей к возрастанию результирующей намагниченности вдоль направления H , происходят как обратимые, так и необратимые смещения границ; за счет последних и возникает в основном Т. м. г. 1-го вида.

Т. м. г. 2-го вида наблюдается в том случае, если изменение T ферромагнитного образца вызывает такие

структурные превращения кристаллич. решетки, к-рые сами обладают темп-рным гистерезисом. Это приводит к неоднозначности намагниченности насыщения при одной и той же T . Так, в сплаве Fe—Ni (рис. 2) Т. м. г. вызван гистерезисом $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения: *Кюри точка* при нагреве образца (переход $\alpha \rightarrow \gamma$) выше, чем при охлаждении (переход $\gamma \rightarrow \alpha$).

Лит.: 1) Дрожжина В. И., Шур Я. С., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1947, т. 11, № 5, с. 539; 2) Вонсовский Я. С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948, с. 425; 3) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956, гл. 14, с. 565. В. И. Дрожжина, Я. С. Шур.

ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ (коэф. темп-ропроводности) a — параметр, характеризующий скорость выравнивания темп-ры при нестационарной теплопроводности и численно равный отношению коэф. теплопроводности λ к уд. объемной теплоемкости: $a = \lambda/c_p$ [$m^2/сек$], где c_p — уд. теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность (подробнее см. *Теплопроводность*).

ТЕМПЕРАТУРЫ ВЫСОКИЕ — в широком смысле слова темп-ры, существенно превосходящие некую характеристич. темп-ру θ , к-рой соответствует энергия возбуждения той или иной степени свободы рассматриваемой термодинамич. системы $k\theta$, где k — постоянная Больцмана. Т. о., строго говоря, не существует единой границы между *низкими температурами* и Т. в. — применительно к любой степени свободы термодинамич. системы имеется своя характеристич. темп-ра, служащая границей между ними.

Примерами характеристич. темп-р могут служить следующие физич. константы. *Дебаевская температура* и *вырождения температура* определяют температурную границу, выше к-рой не сказываются квантовые эффекты. Температура *критического состояния* однокомпонентной системы определяет верхнюю границу сосуществования паровой и жидкой фаз вещества. Характеристич. темп-ра химич. реакции определяется величиной пороговой энергии ее возбуждения; при диссоциации, напр., она $\sim 10^3$ °, при ионизации $\sim 10^5$ ° (см. *Плазма*), в *термоядерных реакциях* $\sim 10^8$ °. Для получения систем с абс. *отрицательной температурой* пороговой энергией является внутренняя энергия системы при $T \rightarrow \infty$.

В узком смысле слова Т. в. наз. темп-ры, превосходящие комнатные, т. е. те, для достижения к-рых в лабораторных условиях требуется нагрев системы. Существует весьма большое число способов получения Т. в., напр. контактный нагрев в различных печах (см. *Калориметрия* при высоких температурах), нагрев при адиабатич. сжатии, электрич. нагрев (см. *Дуговой разряд*, *Искровой разряд*, *Разряд высококачественный*), нагрев ударной волной, нагрев при протекании химических (см. *Горение*, *Детонация*) или ядерных реакций.

Методы измерения Т. в. см. *Пирометрия оптическая*, *Температура* (раздел «Методы измерения»). Э. И. Асиновский.

ТЕМПЕРИРОВАННЫЙ СТРОЙ — см. *Музыкальный строй*.

ТЕМПОСКОПИЯ — средства и способы наблюдения различных для глаза крайне быстро или слишком медленно развивающихся процессов. Такое наблюдение обычно достигается накоплением (записью) оптич. информации с помощью устройств, способных фиксировать картину происходящего с данной скоростью события и последующим воспроизведением накопленной информации в другом, измененном темпе, позволяющем зрительно наблюдать динамику развития данного процесса с измененной скоростью. Для накопления оптич. информации применяются фотоматериалы (см. *Кинескоп замедленная*, *Кинескоп скоростная*, *Стробоскопический эффект*, *Развертка оптическая*), а также магнитные, люминесцентные

и др. накопители (воспроизведение картины в этих случаях осуществляется спец. телевизионной и др. аппаратурой).

ТЕНЕВОЙ МЕТОД — метод определения дефектов обработки поверхностей оптич. деталей в процессе их изготовления и изучения малых изменений показателя преломления n прозрачных сред, основанный на изучении формы световой волны, выходящей из исследуемой области. Впервые Т. м. был предложен Фуко (Foucault L.) для исследования качества обработки поверхностей оптич. деталей в процессе изготовления. Сущность метода такова. Пусть пучок света от точечного источника S (рис. 1) или от щели падает на исследуемую оптич. систему, напр. объектив O_1 , и собирается в точке F , образуя изображение источника. В плоскости изображения щели устанавливается

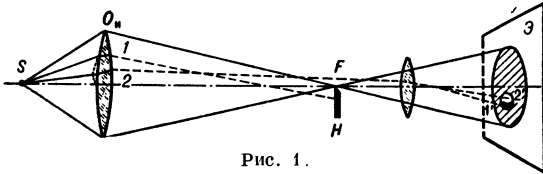


Рис. 1.

непрозрачный экран с острой кромкой (т. н. нож Фуко H), расположенной параллельно изображению щели, к-рый частично перекрывает последнее (рис. 2, б). В случае идеальной оптич. системы по мере увеличения экранировки ножом изображения щели, поле изображения поверхности O_1 на экране (или на сетчатке глаза) будет равномерно затемняться во всех точках. Если же оптич. система имеет к.-л. местный дефект, то часть лучей волны не будет пересекаться в точке F . Так, если дефектом является углубление или выпуклость на поверхности, то всякий наклон элемента поверхности этого дефекта, больший соответствующего наклона идеальной поверхности, вызывает отклонение лучей к главной оптич. оси (луч 1 на рис. 1); соответственно меньший наклон элемента поверхности вызовет отклонение луча от главной оптич. оси (луч 2). Поэтому изображение соответствующих точек в первом случае будет затемняться, а во втором — становиться светлее относительно окружающего фона, причем выпуклости будут затемняться сверху и просветляться снизу, а углубления — наоборот. Зависимость контраста освещенности от величины и характера дефекта оптич. системы позволила создать ряд количеств. методов исследования *аберраций оптич. систем*, особенно оптич. зеркал (сферич., параболич., эллиптич. и др.).

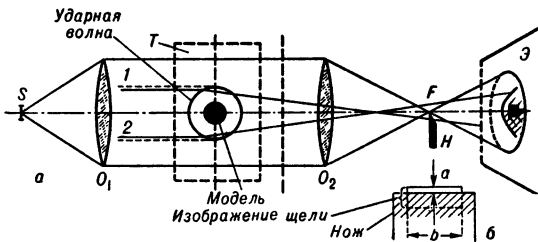


Рис. 2.

Т. м. применяется также для исследования распределения показателя преломления в изотропных средах; этот вариант Т. м. иногда наз. методом Теплера, или шлирен-методом. Особенно широко им пользуются при исследовании распределения плотности воздушных потоков, образующихся при обтекании моделей в аэродинамич. трубах (см. *Аэродинамический эксперимент*). Здесь используется явление рефракции световой волны при прохождении среды с перемен-

ным n ; отклонение лучей зависит от соответствующих составляющих градиента n . Параллельный пучок света, выходящий из объектива O_1 (рис. 2), проходит через область исследования T и собирается в фокальной плоскости F объектива O_2 , давая изображение щели, к-рое почти полностью экранируется ножом (рис. 2, б). Плоскость экрана и плоскость, совпадающая с осью модели, являются сопряженными. При достаточно широкой щели освещенность E в поле изображения на экране Z с достаточной точностью пропорциональна углам отклонения лучей в соответствующих участках исследуемой неоднородности: $E = E_0 b (a + \varepsilon F)$, где E_0 — освещенность от единичной площадки изображения щели, F — фокусное расстояние объектива O_2 , ε — отклонение луча, a — ширина открытой части изображения щели, b — ее длина. Т. м. в таком виде — количественный метод исследования неоднородностей. Чувствительность его возрастает с уменьшением величины a и ограничивается лишь дифракционными явлениями. Существует неск. способов, к-рые позволяют по полученному снимку определить распределение n в исследуемой области. Наиболее просто задача решается в случае постоянства n в направлении распространения световых лучей, а также для осесимметричных неоднородностей. В первом случае освещенность изображения пропорциональна градиенту n .

Поскольку распределение $n(x, y, z)$ связано с распределением плотности среды $\rho(x, y, z)$, к-рое в свою очередь определяется полем темп-р T ; давлением p и др. физич. условиями, то, зная поле $n(x, y, z)$, можно определить поля ρ , p , T . Так, от полученного распределения n легко перейти к распределению плотности ρ , применяя ф-лу Лорентц-Лорентца, к-рая для газов имеет простой вид $(n - 1)/\rho = \text{const}$. Описанный количественный Т. м. наз. фотометрическим. Известны и др. варианты Т. м., применяемые для исследования оптич. неоднородностей среды, напр. метод, где вместо ножа применена нить или решетка, а также методы, в к-рых нить и решетка устанавливаются вне фокальной плоскости.

Часто для обнаружения зон резкого изменения плотности газа (напр., в скачках уплотнения) применяется упрощенный Т. м. без ножа Фуко. В таком виде этот метод чувствителен только к изменению градиента n и нечувствителен к наличию самого градиента n .

Лит.: 1) Максудов Д. Д., Теневые методы исследования оптич. систем, Л.—М., 1934; 2) его же, Изготовление и исследование астрономической оптики, Л.—М., 1948; 3) Попов С. Г., Измерение воздушных потоков, М.—Л., 1947; 4) Физические измерения в газовой динамике и при горении, пер. с нем., ч. 1—2, М., 1957.

М. М. Скотников.

ТЕНЗОДАТЧИК — чувствит. элемент *тензометра*, воспринимающий измеряемое линейное перемещение или деформацию и преобразующий его в изменение к.-л. выходного параметра. В зависимости от выходного параметра Т. различают Т. омич. сопротивления, индуктивный Т., емкостный, частотный, оптич. и т. п. Наиболее распространены Т. омич. сопротивления из проволоки и фольги. Проволочный Т. представляет собой неск. плоских петель тонкой (диаметром 10—30 мк) проволоки, наклеенных на полосу бумаги или лака. Датчик наклеивается на исследуемую деталь. Деформации детали передаются проволоке и изменяют ее омич. сопротивление, что регистрируется соответствующими (обычно мостиковыми) электрич. схемами. В зависимости от материала проволоки Т. (константан, нихром) чувствительность Т. $k = 1 - 10$ и в отдельных случаях (для полупроводниковых Т.) $\sim 10^2$.

Лит.: 1) Турчин А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959; 2) Финк К. и Рорбах Х. J., Измерение напряжений и деформаций, пер. с нем., М., 1961. А. А. Лапин.

ТЕНЗОМЕТР — прибор для измерения возникающих при внешних воздействиях в механич. системе линейных перемещений или деформаций. Для линейных упругих деформаций можно на основе закона Гука определить по измеренным деформациям действующие напряжения. По принципу действия Т. делятся на механические, оптико-механические, оптические, акустические, электромеханические и т. д. В Т., где чувствительная часть отделена от регистрирующей, первую наз. *тензодатчиком*, вторую — регистратором.

Основные характеристики Т. — база и чувствительность. База Т. — в случае, когда Т. измеряет перемещение, — это расстояние между точками, взаимное перемещение к-рых измеряет Т.; для Т., измеряющего деформацию, — длина участка, на к-ром определяется среднее значение линейной деформации. Малогазовые Т. имеют базу 1—5 мм и применяются при исследовании деформаций с большими градиентами (концентрация напряжений, краевые эффекты в оболочках и т. п.); Т. с большой базой от 20 мм до 500 мм и более — при исследовании строит. конструкций, определении физико-механич. свойств материалов и т. п.

Чувствительность Т. — отношение относит. изменения выходного параметра Т. к относит. деформации, измеряемой Т. на его базе. Так, если для механич. рычажного Т. с базой l при измеремом перемещении a стрелка индикатора перемещения смещается на расстояние i , то чувствительность $k = (i/l)/(a/l) = i/a$. Для электрич. тензодатчика, меняющего сопротивление при деформации $k = (\Delta R/R)/\epsilon = \Delta R/R\epsilon$, где R — начальное сопротивление датчика, ΔR — изменение сопротивления при величине измеряемой относит. деформации ϵ . Чувствительность применяемых Т. механич. типа составляет 10^2 — 10^3 . Чувствительность электрических и электроакустич. Т. — порядка 10^4 — 10^5 , что достигается усилением электрич. сигнала тензодатчика в канале регистрирующей части Т.

Лит.: 1) Расчеты на прочность в машиностроении, т. 1, М., 1956, с. 127; 2) Справочник машиностроителя, под ред. С. В. Серенсена и Н. С. Ачеркана, т. 3, М., 1951. А. А. Лапин.

ТЕНЗОР — многокомпонентная величина, характеризующаяся своим поведением при преобразованиях системы координат. Компоненты Т. в новой системе линейно и однородно выражаются через его компоненты в старой системе. Проще всего при преобразованиях координат ведут себя скаляры, напр. масса, заряд, кривизна; они не меняются при преобразованиях координат. Скаляр полностью характеризует единственная компонента — его величина. Вектор, напр. скорость, импульс, сила, задается еще и направлением; в 3-мерном пространстве вектор имеет три компоненты, а преобразование координат «перемешивает» их, и в новых координатах каждая компонента выражается через все 3 старых. Скаляр и вектор — частные случаи тензоров, у к-рых преобразование координат затрагивает большее число компонент. Напр., встречающиеся в теории упругости Т. деформации и напряжений имеют по 9 компонент.

В физике чаще всего имеют дело с преобразованиями координат либо в обычном 3-мерном пространстве, либо в 4-мерном пространстве-времени (*Минковского пространстве*). Трансформационные свойства физ. величин могут быть различны в этих двух случаях. Напр., энергия — скаляр относительно преобразований обычных координат и представляет собой 4-ю компоненту 4-вектора относительно преобразований в пространстве Минковского. Вообще, указание тензорного характера физ. величины (т. е. ее трансформацион. свойств) имеет смысл только по отношению к определ. группе преобразований координат в данном пространстве. При этом, если величину можно счи-

тать Т. относительно общей группы преобразований, то она непременно является Т. и относительно более узкой группы.

Обозначим координаты точки n -мерного пространства x^1, x^2, \dots, x^n . Общее преобразование координат выражает новые (штрихованные) координаты точки x'^1, x'^2, \dots, x'^n через старые (нештрихованные).

$$x'^j = f^j(x^1, \dots, x^n), \quad j = 1, \dots, n \quad (1)$$

(все величины в новой системе координат будем обозначать штрихованными, а в старой — нештрихованными).

Простейший пример вектора в n -мерном пространстве — совокупность дифференциалов координат. По известным правилам анализа дифференциалы штрихованных координат выражаются в виде линейных комбинаций дифференциалов нештрихованных:

$$dx'^j = \sum_{k=1}^n \frac{\partial x'^j}{\partial x^k} dx^k. \quad (2)$$

Далее везде знак суммирования по дважды повторяющемуся индексу будет опускаться; тогда (2) можно записать короче:

$$dx'^j = \frac{\partial x'^j}{\partial x^k} dx^k. \quad (2')$$

Контравариантным вектором T^j (индекс j вверх) относительно преобразования (1) наз. n -компонентная величина ($j = 1, \dots, n$), преобразующаяся по закону (2'):

$$T'^j = \frac{\partial x'^j}{\partial x^k} T^k. \quad (3)$$

Т. о., совокупность дифференциалов координат образует контравариантный вектор. Закон преобразования ковариантного вектора T_j (индекс i вниз) имеет вид:

$$T'_j = \frac{\partial x^k}{\partial x'^j} T_k. \quad (4)$$

Пример ковариантного вектора — градиент скаляра $d\varphi/dx^i$. Действительно, по правилам анализа,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x'^j} = \frac{\partial x^k}{\partial x'^j} \frac{\partial \varphi}{\partial x^k}.$$

Вектор наз. также Т. 1-го ранга (один индекс), а скаляр — Т. нулевого ранга (нет индексов). Т. r -го ранга имеет r индексов и n^r компонент. При преобразовании (1) контравариантные компоненты Т. (нумеруемые верхними индексами) преобразуются по закону (3), а ковариантные (нижние индексы) — по закону (4). Напр., закон преобразования Т. 3-го ранга с 1 контравариантным и 2 ковариантными индексами выглядит так:

$$T'^i_{jk} = \frac{\partial x^i}{\partial x'^m} \frac{\partial x^n}{\partial x'^j} \frac{\partial x^l}{\partial x'^k} T^m_{nl}. \quad (5)$$

Т., имеющий и верхние, и нижние индексы, наз. смешанным, только верхние индексы — контравариантными, а только нижние — ковариантными.

Псевдотензором веса ω наз. величина, закон преобразования к-рой отличается от тензорного [типа (5)] множителем $\left| \frac{\partial x'}{\partial x} \right|^\omega$ в правой части, где $\left| \frac{\partial x'}{\partial x} \right| \equiv \frac{\partial(x^1, \dots, x^n)}{\partial(x'^1, \dots, x'^n)}$ — якобиан, составленный из производных x^i по x^j . Напр., для смешанного псевдотензора ранга 2 веса ω имеем:

$$P'^i_j = \left| \frac{\partial x'}{\partial x} \right|^\omega \frac{\partial x^i}{\partial x^k} \frac{\partial x^l}{\partial x'^j} P^k_l. \quad (6)$$

Ряд соотношений между компонентами Т. не нарушается при преобразованиях координат. Таковы условия симметрии и антисимметрии Т. Напр., ко-

вариантный Т. 2-го ранга наз. с и м м е т р и ч н ы м, если его компоненты удовлетворяют соотношениям $T_{ij} = T_{ji}$, и а н т и с и м м е т р и ч н ы м, если выполняются соотношения $T_{ij} = -T_{ji}$. Симметричный Т. T_{ij} имеет $n(n+1)/2$, антисимметричный — $n(n-1)/2$ независимых компонент в любой системе координат. Простейший пример Т. 2-го ранга — символ Кронекера, компоненты к-рого определяются равенствами

$$\delta_j^i = 0, \quad i \neq j; \quad \delta_i^i = 1.$$

Легко видеть, что компоненты δ_j^i одинаковы в любой системе координат:

$$\delta_j^i = \frac{\partial x^i}{\partial x^k} \frac{\partial x^k}{\partial x^j} \delta_l^k = \frac{\partial x^i}{\partial x^k} \frac{\partial x^k}{\partial x^j} = \frac{\partial x^i}{\partial x^j} = \delta_j^i.$$

Над Т. можно совершать действия, не нарушающие их трансформационных свойств: 1) Сумма двух (псевдо) тензоров одинакового ранга и вариантности (и веса) является (псевдо) тензором того же ранга и вариантности (и веса). 2) Произведение двух (псевдо) тензоров есть новый (псевдо) тензор. 3) Свертка смешанного Т. по одному ковариантному и одному контравариантному индексам состоит в приравнивании этих индексов и последующем суммировании по всем значениям полученного повторяющегося индекса. Эта операция снижает ранг Т. на 2:

$$S^i_j \equiv T^i_j k^k = \frac{\partial x^i}{\partial x^l} \frac{\partial x^m}{\partial x^j} \frac{\partial x^k}{\partial x^n} \frac{\partial x^p}{\partial x^k} T^l_m n_p = \\ = \frac{\partial x^i}{\partial x^l} \frac{\partial x^m}{\partial x^j} T^l_m n_p \delta_n^p = \frac{\partial x^i}{\partial x^l} \frac{\partial x^m}{\partial x^j} S^l_m.$$

В частности, свертка смешанного Т. 2-го ранга дает скаляр.

Для установления тензорного характера нек-рой многокомпонентной величины полезна теорема: если свертка нек-рой величины $A(j, i, k, l, m, \dots)$ с любым Т. $T^i k \dots$ приводит к Т.

$$A(j, i, k, l, m, \dots) T^i k \dots = S_j^l \dots, \quad (7)$$

то $A(j, i, k, l, m, \dots)$ $A^i k \dots$ — Т., вариантность и вес к-рого определяются ф-лой (7).

Геометрич. структуру пространства определяет его метрический тензор. Элемент расстояния ds выражается через метрич. тензор по ф-ле: $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$. В нерелятивистской механике имеют дело с преобразованиями координат, оставляющими инвариантной евклидову метрику: $g_{ik} = \delta_{ik}$, $i, k = 1, 2, 3$. Такие преобразования наз. ортогональными и имеют вид: $x'^j = \sum_i a_{ij} x^i$, $\det||a_{ij}|| = \pm 1$, причем a_{ij} не зависят от координат. При ортогональных преобразованиях ковариантные и контравариантные компоненты Т. преобразуются одинаково, и нет необходимости их различать. Очевидно, что при собственных ортогональных преобразованиях ($\det||a_{ij}|| = +1$) и Т., и псевдотензоры преобразуются одинаково, а различие (в знаке) появляется лишь относительно несобственных преобразований для псевдотензоров нечетного веса.

Преобразования специальной теории относительности сохраняют псевдоевклидову метрику: $g_{ij} = -\delta_{ij}$, $(i, j) \neq (0, 0)$; $g_{00} = 1$. В этом случае появляется разница в законах преобразования ковариантных и контравариантных компонент Т. В общей теории относительности допустимы уже любые преобразования координат, сохраняющие лишь тензорный характер g_{ij} . К этому случаю в полной мере относятся все свойства и различия ко- и контравариантных законов преобразования. Однако в физике считают, что, напр., контравариантный вектор T^j

и полученный из него сверткой с ковариантным метрич. Т. ковариантный вектор

$$T_k = g_{jk} T^j \quad (8)$$

представляют одну и ту же физ. величину. В связи с этим вводятся операции опускания индекса (8) и поднимания индекса

$$T^l = g^{lk} T_k, \quad (9)$$

причем контравариантный метрич. тензор g^{hl} определяется уравнением

$$g^{hl} g_{lj} = \delta_j^h.$$

Операции (8) и (9) применяются к Т. любого ранга.

Большинство физ. величин является ф-циями координат, задаваемыми в каждой точке пространства, т. е. полями в математич. смысле. При этом выгодно ввести понятие тензорных полей, т. е. Т., компоненты к-рых зависят явно от координат. Для тензорных полей возникает проблема определения операций анализа (дифференцирования, интегрирования и т. п.), причем таких, к-рые не нарушают тензорного характера величины. Для Т. в пространстве с евклидовой метрикой обычная частная производная по координатам просто повышает ранг тензора на 1, а обычный дифференциал Т. является Т. Однако в кривом пространстве, метрич. Т. g_{ik} к-рого зависит от координат, закон преобразования обычного дифференциала — не тензорный; здесь приходится вводить понятие ковариантного дифференцирования.

Лит.: 1) Ра ш е в с к и й П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 2 изд., М., 1964; 2) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 4 изд., М., 1962 (Теор. физика, т. 2); 3) Ф о к В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961. В. П. Павлов.

ТЕОДОЛИТ — угломерный инструмент с зрительной трубой, к-рая может вращаться около горизонтальной и вертикальной осей. Горизонтальные и вертикальные угловые смещения отсчитываются соответственно по горизонтальному и вертикальному лимбам. Применяется Т. при геодезических, аэрологических, маркшейдерских, астрономических и нек-рых других измерениях. В астрономии чаще применяется т. н. универсальный инструмент, отличающийся от Т. возможностью измерять высоты до 90° и большей точностью отсчета кругов (особенно вертикального).

Лит.: 1) Д е н з и н П. В., Геодезия, ч. 1—2, 2 изд., М., 1953—55; 2) К а л и н о в с к и й А. Б., П и н у с Н. З., Аэрология, Л., 1951.

ТЕОРЕМА Н — см. Больцмана Н-теорема.

ТЕПЛЕРА МЕТОД — метод исследования оптич. неоднородностей среды; является разновидностью теневого метода. Предложен А. Теплером (А. Töpler) в 1867 г. и назван им методом свилей (или шпирен-метод). Широко применяется в аэродинамическом эксперименте.

ТЕПЛОВАЯ ФУНКЦИЯ — то же, что энтропия.

ТЕПЛОВАЯ ЭЛЕКТРОИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА — тепловые электроизмерит. приборы, основаны на тепловом действии электрич. тока, вызывающем удлинение или изгиб проводника. В приборах 1-го типа измеряемый ток I (или его часть) проходит по проводнику (тонкой металлич. нити) и нагревает его (рис.). Удли-

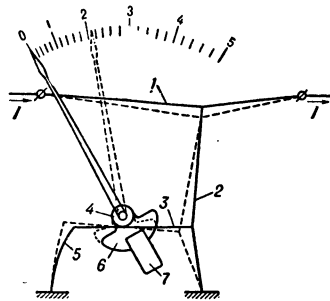


Схема устройства теплового электроизмерит. прибора: 1 — металлич. нить; 2 — оттяжка; 3 — нить, перекинутая через ролик 4 и натянутая плоской пружиной 5; 6 и 7 — система усюнок (алюминиевый лепесток, перемещающийся между полюсами постоянного магнита 7).

нение нити через систему оттяжек вызывает перемещение стрелки прибора. Поскольку удлинение нити в первом приближении пропорц. количеству вышедшей теплоты, т. е. I^2 , шкала прибора квадратичная. Приборы указанного типа применяются как *амперметры* и *вольтметры* постоянного и переменного тока (его действующего значения), но гл. обр. — для измерений на высоких частотах (до *Мгц*), т. к. их показания, ввиду почти полной безреактивности рабочей нити, практически не зависят от частоты и формы кривой тока. Недостатки приборов 1-го типа: малая перегрузочная способность, относит. большое собственное потребление, влияние темп-ры окружающей среды. По точности приборы относятся к классам 1,0—2,5.

У тепловых электроизмерит. приборов 2-го типа рабочим элементом служит свернутая в спираль биметаллич. лента из материалов с различными коэфф. линейного расширения. Изгиб спирали при нагреве ее током служит мерой силы тока. Эти приборы выдерживают большую перегрузку, однако им свойственна большая тепловая инерция, что ограничивает их применение цепями с постоянной или медленно меняющейся нагрузкой. Тепловые электроизмерит. приборы применяются редко и в СССР серийно не выпускаются.

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талицкого, ч. 1, М.—Л., 1960; 2) К а с а т к и н А. С., Электрические измерения, М.—Л., 1946.

В. Т. Прытков.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (те м п е р а т у р н о е и з л у ч е н и е) — электромагнитное излучение, испускаемое телом, находящимся в состоянии *термодинамического равновесия* (агрегатное состояние тела при этом не имеет значения). Т. и. имеет *сплошной спектр*. Спектральная плотность $\epsilon_a(\nu, T)$ Т. и. *абсолютно черного тела* определяется исключительно его темп-рой T (ν — частота). Спектральная плотность $\epsilon(\nu, T)$ Т. и., испускаемого по данному направлению реальным телом, согласно закону Кирхгоффа (см. *Кирхгоффа закон излучения*), равна произведению поглощательной способности тела $\alpha(\nu, T)$ по этому направлению на спектральную плотность излучения $\epsilon_a(\nu, T)$ абс. черного тела, находящегося при той же темп-ре. $\epsilon(\nu, T)$ зависит не только от материала тела, но и от его геометр. формы и может быть различной для разных направлений испускания в соответствии с зависимостью $\alpha(\nu, T)$ от направления. Напр., Т. и. тонкой пластинки, прозрачной в направлении, перпендикулярном ее поверхности, и непрозрачной в направлении, лежащем в плоскости пластинки, будет близким к излучению абс. черного тела в плоскости пластинки, а по нормали к ее поверхности — значительно меньшим во всем спектральном интервале, в к-ром пластинка прозрачна.

Закон Кирхгоффа есть следствие *детального равновесия принципа*, к-рый заключается в том, что в состоянии термодинамич. равновесия число переходов из состояния 1 в состояние 2 должно быть в точности равно числу обратных переходов. Согласно этому принципу, в состоянии термодинамич. равновесия любое тело должно излучать в окружающее пространство ровно столько фотонов, сколько оно поглотило из падающего на него равновесного излучения, причем это равенство должно выполняться для любого сколь угодно малого интервала частот и направлений и для обеих поляризаций. Абс. черное тело поглощает все фотоны из падающего на него равновесного излучения и одновременно восполняет своим Т. и. убыль фотонов. Тело, поглощающее не все падающие на него фотоны, должно в аналогичных условиях излучать меньше, т. к. меньше вызванная им убыль фотонов равновесного излучения, к-рую оно должно восполнить. Поэтому Т. и. не абс. черного тела в каждом спектральном интервале и по каждому направлению

должно быть во столько раз меньше, во сколько раз $\alpha(\nu, T)$ тела в этом интервале частот и направлений меньше поглощательной способности абс. черного тела $\alpha_a = 1$. Это и есть сформулированный другими словами закон Кирхгоффа.

Темп-рная зависимость Т. и. определяется зависимостью от T как $\alpha(\nu, T)$, так и $\epsilon_a(\nu, T)$. Последняя задается ф-лой Планка:

$$\epsilon_a(\nu, T) d\nu = 2\pi h \nu^3 d\nu / c^2 [\exp(h\nu/kT) - 1], \quad (1)$$

где $\epsilon_a(\nu, T) d\nu$ — энергия излучения в интервале частот $d\nu$, испускаемого в единицу времени единицей поверхности тела, ν — частота, h — *Планка постоянная*, c — скорость света в вакууме и T — абс. темп-ра.

Ф-лу Планка можно получить на основе след. соображений. Поскольку фотоны подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*, то в элементе объема может быть сколько угодно фотонов данной частоты, поляризации и распространяющихся в данном направлении. Совокупность таких фотонов можно рассматривать как квантовый осциллятор. Осциллятор может находиться либо в основном, либо в 1, 2, 3 и т. д. возбужденных состояниях, что соответствует полному отсутствию или наличию 1, 2, 3 и т. д. фотонов. Согласно *Гиббса распределению каноническому*, в условиях термического равновесия вероятность $p(n)$ нахождения осциллятора в n -ом возбужденном состоянии равна $a \exp(-nh\nu/kT)$, где a не зависит от n .

Поскольку осциллятор обязательно находится в к.-л. из рассматриваемых состояний,

$$\sum_{n=0}^{\infty} p(n) = a / [1 - \exp(-h\nu/kT)] \equiv 1. \quad (2)$$

Среднее превышение энергии такого осциллятора над его нулевой энергией равно:

$$w = \sum_{n=0}^{\infty} nh\nu p(n) = h\nu / [\exp(h\nu/kT) - 1]. \quad (3)$$

Здесь величина a в выражении для $p(n)$ заменена по ф-ле (2). Средняя плотность энергии в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ получится умножением w на $d\nu$ и на плотность состояний $\rho d\Omega = 2\nu^2 d\Omega / c^3$, где $d\Omega$ — элемент телесного угла, в к-ром распространяются фотоны. Перейдя от количества фотонов в единице объема к числу фотонов, испускаемых единицей поверхности, и проинтегрировав по углам в пределах полусферы, получим

$$\begin{aligned} \epsilon_a(\nu, T) d\nu &= d\nu \int w \rho c \cos \vartheta d\Omega = \\ &= 2\pi h \nu^3 d\nu / c^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]. \end{aligned}$$

Здесь ϑ — угол между нормалью к излучающей поверхности и осью элемента телесного угла $d\Omega$, а $c \cos \vartheta$ — объем цилиндра, в к-ром распределяются фотоны, испущенные по данному направлению с единицы поверхности за единицу времени.

Вывод ф-лы Планка справедлив лишь для испускания фотонов в вакуум. Если же они испускаются в к.-л. другую среду, то, строго говоря, энергию такой системы невозможно разделить на энергию электромагнитного поля и энергию среды и, следовательно, нельзя говорить о числе испускаемых фотонов. То же относится, конечно, и к Т. и. Однако, если среда достаточно разрежена, как, напр., воздух при нормальных условиях, то пренебрежение ее ролью обычно не приводит к существенным ошибкам.

Из ф-лы (1) как следствие можно получить все частные законы Т. и.: *Вина закон излучения*, *Рэлея — Джинса закон излучения*, *Стефана — Больцмана закон излучения* (подробнее см. *Планка закон излучения*).

Т. и. часто называют также излучение накаливаемого тела, находящегося в неравновесных условиях. При этом фактически имеется в виду не само излучение,

а происхождение той энергии (теплового движения), к-рая превратилась в энергию излучения. Однако в неравновесных условиях излучение тела может сильно отличаться от теплового (см. *Лучистый теплообмен*). Поэтому такое употребление термина *T*. и. неправильно. Строго равновесное состояние тела может быть получено лишь в том случае, если тело помещено в полость с непрозрачными стенками, темп-ра к-рых $T_{ст}$ равна темп-ре тела T_T . Если же $T_{ст} \neq T_T$, то излучение тела может перестать быть тепловым, несмотря на то, что T_T будет поддерживаться неизменной. Это произойдет, напр., в случае, когда тело при темп-ре опыта способно люминесцировать под действием падающего на него излучения. Такое тело способно превращать энергию падающего излучения в энергию испускаемых фотонов, минуя стадию равномерного распределения энергии по степеням свободы. Если такое тело поместить в полость с $T_{ст} > T_T$, то к его *T. и.* прибавится излучение *люминесценции* под действием падающего на него более интенсивного излучения. В равновесных условиях, когда $T_{ст} = T_T$, элементарные акты, к-рые приводили к возникновению люминесценции, конечно, тоже происходят, но их число меньше (т. к. меньше интенсивность падающего излучения) и оказывается как раз таким, чтобы обеспечить выполнение закона Кирхгоффа. В этом случае излучение будет строго тепловым, а люминесценции не будет, т. к. она, по определению, есть избыток над *T. и. T. о.*, *T. и.* отличается от люминесценции не тем, какие элементарные акты при этом происходят, а тем, сколько их происходит в единицу времени. Если же $T_{ст} < T_T$, то тело, способное люминесцировать, будет испускать меньше, чем требуется по закону Кирхгоффа, т. к. те степени свободы, к-рые участвуют в процессе люминесценции, не будут получать необходимой им энергии из-за малой мощности падающего на тело излучения. Такое явление наз. отрицательной люминесценцией. Его приходится учитывать в *пирометрии оптической*, когда по излучению накаливаемого тела стремятся определить его темп-ру. Методы оптич. пирометрии применимы лишь в случае, когда излучение накаливаемого тела в исследуемой области — тепловое. Особенно часто с отрицательной люминесценцией приходится встречаться при исследовании веществ в газообразном состоянии, т. к. их способность к люминесценции сохраняется вплоть до высоких *T*. Отрицательная люминесценция твердых и жидких тел встречается реже, но и тут во избежание ошибки следует всякий раз убеждаться в ее отсутствии.

Лит.: 1) Беккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.—М., 1936; 2) Планк М., Теория теплового излучения, пер. с нем., Л.—М., 1935; 3) Ландсберг Р. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 4) Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 4 изд., М., 1963; 5) Стеланов Б. И., Основы спектроскопии отрицательных световых потоков, Минск, 1961. *М. В. Фок.*

ТЕПЛОВОЕ ПОДОБИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ — см. *Подобия теория и Моделирование.*

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ — изменение размеров тела в процессе его нагревания при постоянном давлении. Количественно *T. p.* характеризуется объемным коэфф. $T. p. \alpha = (1/V) (\partial V / \partial T)_p$, где *V* — объем, *T* — темп-ра, *p* — давление. Для большинства тел $\alpha > 0$, но существуют исключения, напр. *вода* при нагреве от 0° С до 4° С при атм. давлении сжимается ($\alpha < 0$). Значение коэфф. *T. p.* в общем виде может быть получено из уравнения состояния

$$p = \frac{RT}{v} + \frac{2\pi N(N-1)}{3v^2} \int_0^\infty \frac{dU(r)}{dr} g(r, v, T) r^3 dr, \quad (1)$$

где *v* — объем моля, *N* — Авогадро число, *g* (*r, v, T*) — радиальная ф-ция распределения, т. е. вероятность

встретить другую молекулу на расстоянии *r* от выбранной при данных *v* и *T*, *R* — газовая постоянная. В ур-нии (1) 1-е слагаемое зависит от кинетич. энергии, 2-е — от потенциальной. *T. к.* вид потенциала *U* (*r*) известен приближенно, а ф-ция *g* (*r, v, T*) точно определена лишь для идеального газа и идеального кристалла, то решение (1), как правило, недоступно. Поэтому обычно пользуются зависимостью $p = p(v, T)$ в виде *вириального разложения* $p = RT [1 - \sum_i B_i v^{-i}]$, где *B_i* — вириальный коэфф.

фициент. Для идеального газа $U(r) = 0$ и $\alpha_{ид.г.} = 1/T$. При $T = 273,15^\circ\text{K}$ (0°С) $\alpha_{ид.г.} \approx 3,66 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$.

Такого же порядка α имеют в *нормальных условиях* и реальные газы; для ряда жидкостей и твердых тел значения коэфф. *T. p.* приведены в табл.

Значение коэфф. теплового расширения некоторых газов, жидкостей и твердых тел при атмосферном давлении

Коэфф. объемного расширения			Коэфф. линейного расширения		
Вещество	Темп-ра, °С	$\alpha \cdot 10^3, \text{град}^{-1}$	Вещество	Темп-ра, °С	$\alpha_l \cdot 10^6, \text{град}^{-1}$
Газы			Твердые тела		
Гелий	0—100	3,658	Углерод:		
Водород	»	3,661	1. алмаз	20	1,2
Воздух (без СО)	»	3,671	2. графит	»	7,9
Кислород	»	3,665	Кремний	3—18	2,5
Азот	»	3,674	Кварц:		
Жидкости			1. оси	40	7,8
Вода	5—10	0,073	2. ⊥ оси	»	14,1
»	20—40	0,320	3. плавильный	0—80	0,4
»	60—80	0,587	Стекло:		
Ртуть	20	1,182	1. крон	0—100	~ 9
Глицерин	»	0,500	2. флинт	»	~ 7
Бензол	»	1,060	Вольфрам	20	4,3
Толуол	»	1,080	Медь	»	16,8
Этиловый спирт	»	1,100	Латунь	»	18,9
Гексан	»	1,350	Алюминий	»	22,8
Ацетон	»	1,430	Инвар (три сорта)	»	от — 0,3 до + 2,5
Этиловый эфир	»	1,679	Сталь	20	10,5
Метил бромистый	»	1,684			

Зависимость α от *T* наиболее заметна у газов, у жидкостей она проявляется слабее. У ряда твердых веществ — *кварца, инварных магнитных сплавов* — α мал и практически постоянен в широком интервале темп-р. Для *T. p.* твердых тел справедлив *Грюнегайна закон*. Для характеристики *T. p.* анизотропных твердых тел наряду с α вводят коэфф. линейного *T. p.* $\alpha_l = (1/l) (dl/dT)_p$, где *l* — первоначальная длина тела вдоль выбранного направления. В общем случае $\alpha = \alpha_x + \alpha_y + \alpha_z$, причем различие или равенство линейных коэфф. *T. p.* $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ вдоль кристаллографич. осей *x, y, z* определяются симметрией кристалла; напр., для кристаллов кубич. системы, так же как и для изотропных тел, $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = \alpha_l$ и $\alpha = 3\alpha_l$. Экспериментальное определение α и α_l осуществляется методами *дилатометрии*. *T. p.* тел учитывается при конструировании всех установок, приборов и машин, работающих в переменных темп-рных условиях. На *T. p.* основано действие ряда физич. приборов (см. *Тепловая электроизмерительная система, Виметалл*). *Лит.*: 1) Робертс Дж., Теплота и термодинамика, пер. с англ., М.—Л., 1950; 2) Гиршфельдер Дж. (и др.), Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1962; 3) Теплофизические свойства веществ, под ред. Н. Б. Варгафтика, М.—Л., 1956.

ТЕПЛОВЫЙ ВЗРЫВ — прогрессивное автоускорение химич. реакции до очень больших скоростей, обусловленное накоплением в системе тепла. См. *Самовоспламенение*.

ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК — вектор, направленный в сторону, противоположную градиенту темп-ры, и равный по абс. величине количеству теплоты, проходящей через изотермич. поверхность в единицу времени. Измеряется в *ваттах* или *ккал/час* ($1 \text{ ккал/час} = 1,1630 \text{ вт}$). Т. п., отнесенный к единице изотермич. поверхности, наз. *плотностью Т. п.* (обознач. q), или уд. Т. п., в технике — *тепловой нагрузкой*. Единицами измерения q служат вт/м^2 и $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{час}$.

ТЕПЛОВЫЙ РЕАКТОР (реактор на тепловых нейтронах) — *ядерный реактор*, в котором деление ядер происходит в основном при захвате тепловых нейтронов. Тепловые нейтроны в Т. р. образуются в результате замедления быстрых нейтронов ядрами замедлителя (воды, тяжелой воды, бериллия, графита). Делящиеся изотопы (U^{238} , Pu^{239}) в области малых энергий нейтронов обладают большими сечениями деления, что позволяет достичь критич. массы Т. р. при сравнительно малых нагрузках делящегося вещества. В Т. р. с замедлителями из тяжелой воды или графита ядерным топливом может служить естественный уран.

ТЕПЛОВЫЕ ЕДИНИЦЫ. Измерение тепловых величин, согласно ГОСТ 8550—61, устанавливается в *Международной системе единиц*. Темп-ра измеряется в градусах *Международной практической температурной шкалы*, количество теплоты в ед. энергии — *джоулях*. Соответственно уд. термодинамич. ф-ции: внутренняя энергия, энтальпия, теплота фазового перехода, термодинамич. потенциал и др., выражаются в *дж/кг* (или *дж/кмоль*), а энтропия и теплоемкость в *дж/(кг·град)*. В ур-ниях теплопередачи тепловой поток выражается в *ваттах*, коэфф. теплопроводности в вт/(м·град) , коэфф. теплопередачи в $\text{вт/(м}^2 \cdot \text{град)}$. Временно допускается применение внесистемной ед. количества теплоты — *калории*, определенной в Международной системе единиц по соотношению $1 \text{ кал} = 4,1868 \text{ дж}$ (точно), откуда $1 \text{ дж} = 0,238846 \text{ кал}$ ($\approx 0,239 \text{ кал}$). В науке и технике часто применяются также соотношения $1 \text{ квт} \cdot \text{ч} = 3600 \text{ кдж} = 859,845 \text{ ккал}$ ($\approx 860 \text{ ккал}$), $1 \text{ ккал} = 1,163 \text{ вт} \cdot \text{ч}$ (точно) = $426,935 \text{ кгс} \cdot \text{м}$ ($\approx 427 \text{ кгс} \cdot \text{м}$). Д. Д. Калафати.

ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ — замедленные нейтроны, находящиеся в тепловом равновесии с ядрами замедлителя (см. *Замедлители нейтронов*, *Нейтрон*).

ТЕПЛОЕМКОСТЬ — отношение количества теплоты ΔQ ; сообщенного телу (системе), к соответствующему повышению темп-ры ΔT (при $\Delta T \rightarrow 0$):

$$C = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} (\Delta Q / \Delta T) = dQ / dT. \quad (1)$$

Обычно Т. наз. количество теплоты, к-рое необходимо затратить для изменения темп-ры тела на 1° . Т., отнесенная к единице количества вещества, наз. *удельной* (к 1 кг вещества — *массовой*), отнесенная к молю — *молярной* (молярной, или молекулярной), к единице объема — *объемной*. Единицами измерения Т. служат: дж/(кг·град) , дж/(моль·град) , $\text{дж/(м}^3 \cdot \text{град)}$ и внесистемная единица кал/(моль·град) .

Поскольку Q не является ф-цией состояния тела, а зависит от характера процесса, в результате к-рого тело перешло в новое состояние, то и Т. определяется этим процессом. Так, для термодинамич. системы, состояние к-рой определяется параметрами P , V и T , различают C_V и C_P — Т. при постоянном объеме и постоянном давлении. Из 1-го и 2-го начал термодина-

мики следует, что $dQ = TdS = dU + PdV$, где S — *энтропия*, U — *внутренняя энергия*. Т. о., в общем случае:

$$C \equiv dQ/dT = T(dS/dT) = (\partial U/\partial T)_V + P(\partial V/\partial T)_P. \quad (2)$$

При $dV = 0$ (*изохорический процесс*):

$$C_V \equiv T(\partial S/\partial T)_V = (\partial U/\partial T)_V. \quad (3)$$

Соответственно для *изобарического процесса* ($dP = 0$):

$$C_P \equiv T(\partial S/\partial T)_P = C_V + [(\partial U/\partial V)_T + P](\partial V/\partial T)_P. \quad (4)$$

Равенство (4) с помощью термодинамич. тождеств может быть приведено к виду:

$$C_P - C_V = -T(\partial P/\partial T)_{\xi} / (\partial P/\partial V)_T. \quad (5)$$

Поскольку во всех реальных устойчивых состояниях $(\partial P/\partial V)_T < 0$, а $C_V > 0$, ур-ние (5) показывает, что всегда $C_P > C_V$. Для 1 моля *идеального газа* $C_P - C_V = R$, т. е. *газовой постоянной*. Из равенств (2—4) следует более строгое физич. определение Т. как величины, пропорциональной производной от энтропии системы по темп-ре при соответствующих условиях. Из них следует также, что Т. в *изотермическом процессе* ($dT = 0$) равна бесконечности, а Т. при *адиабатическом процессе* ($dS = 0$) — нулю. В принципе можно вычислить и измерить Т., характеризующую любой *политропический процесс*: $C_n = T(dS/dT)_n$ (индекс n указывает характер процесса); напр. Т. жидкости при давлении ее насыщенных паров (т. е. вдоль кривой равновесия жидкость — пар).

В системах, содержащих более одного компонента или находящихся во внешнем поле (напр., гравитационном, магнитном, электрическом), увеличивается число независимых параметров, определяющих состояние системы, и, соответственно, возникают новые виды Т., напр. C_H и C_E , характеризующие изменение энтропии системы с темп-рой при данных магн. H или электрич. E полях.

Классические теории теплоемкости. Внутренняя энергия идеального газа складывается из кинетич. энергий молекул и для моля равна $U = iNkT/2$ (i — число степеней свободы молекулы, N — *Авогадро число*, k — *Больцмана постоянная*), т. к. средняя кинетич. энергия, приходящаяся на одну поступательную или вращательную степень свободы молекулы, равна $kT/2$ (см. *Равнораспределения закон*). Т. идеального газа $C_V = iNk/2$, т. е. она постоянна (не зависит от T). Т. идеального одноатомного газа (3 поступат. степени свободы) $C_V = 3Nk/2$ или $12,5 \text{ дж/моль} \cdot \text{град}$; Т. идеального двухатомного газа (3 поступат. и 2 вращат. степени свободы) $C_V = 5Nk/2$ или $20,8 \text{ дж/моль} \cdot \text{град}$. Это приближение достаточно для реальных газов при высоких T и низких P (действительно, при 1 атм и 273°K Т. азота N_2 — $20,8$, кислорода O_2 — $20,9$, водорода H_2 — $20,3 \text{ дж/моль} \cdot \text{град}$). Эксперимент при низких T и повышенных P показал сильную зависимость C_V газов от T , что заставило предположить «замораживание» нек-рых степеней свободы при низких T . Это явление полностью объясняется квантовой теорией (см. ниже).

Внутренняя энергия *твердого тела* (вернее температуразависящая ее часть) при высоких T определяется, в первом приближении, только колебаниями атомов в узлах решеток. Решетка одноатомного кристалла с N узлами имеет $3N$ колебательных степеней свободы, на каждую из к-рых приходится энергия kT , так что $U = 3NkT$, а $C_V = 3Nk \approx 6 \text{ кал/г-ат} \cdot \text{град}$. Этот результат приблизительно соответствует эксперимент. данным по многим твердым телам при высо-

ких T (Дюлонга и Пти закон). С понижением T теплоемкость всех тел убывает (при $T \rightarrow 0$ $C \rightarrow 0$). Это явление связано с *третьим началом термодинамики* и может быть объяснено только в рамках квантовой теории.

Ввиду того, что большинство *жидкостей* существует при T , соответствующих для твердых тел области применения закона Дюлонга и Пти, а характер теплового движения атомов при плавлении меняется сравнительно мало, T жидкости близка к T соответствующих твердых тел и медленно меняется с темп-рой.

Квантовая теория теплоемкости основывается на вычислении значения *статистической суммы* системы с учетом вида квантовой статистики, к-рой подчиняются частицы, и закона дисперсии для этих частиц. Общее выражение для энергии системы частиц $E = \int \epsilon dN$ выглядит по-разному в зависимости от закона дисперсии. Число частиц в элементе *фазового пространства*

$$dN = gV p^2 dp / 2\pi^2 \hbar^3 \{ \exp[(\epsilon - \mu)/kT] \pm 1 \},$$

где p — импульс частицы, ϵ — ее энергия, μ — *химический потенциал*, $g = 2s + 1$ (s — спин частицы), \hbar — *Планка постоянная*, деленная на 2π .

Так что при $\epsilon = p^2/2m$, где m — масса частицы,

$$E = \frac{gV m^{3/2}}{\sqrt{2} \pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2} d\epsilon}{\exp[(\epsilon - \mu)/kT] \pm 1}. \quad (6)$$

Знак «+» соответствует *Ферми — Дирака статистике*, а знак «-» — *Бозе — Эйнштейна статистике*. При законе дисперсии $\epsilon = cr$

$$E = \frac{gV}{2\pi^2 \hbar^3 c^4} \int_0^\infty \frac{\epsilon^3 d\epsilon}{\exp[(\epsilon - \mu)/kT] \pm 1}. \quad (7)$$

Рассмотрим нек-рые частные случаи.

Для газа *Ферми частиц* (напр., электронов) при абс. нуле темп-ры и энергии $\epsilon > \mu$ фазовый объем оказывается незаполненным ($dN = 0$), а для всех значений $\epsilon < \mu$ ячейки фазового объема заполнены: $dN = gV p^2 dp / 2\pi^2 \hbar^3$. Тогда граничная энергия $\epsilon_0 = \mu$ (*Ферми энергия*) определяет самый высокий возможный для данной системы при $T = 0$ энергетич. уровень. При достаточно низких T (т. е. когда $kT \ll \epsilon_0$) можно в первом приближении положить $(\epsilon - \mu)/\epsilon_0 \approx kT/\epsilon_0$. Реальный вклад в температурозависящие ф-ции дадут только частицы, находящиеся в непосредственной близости к энергии ϵ_0 , т. к. только для них ф-ция распределения определяется темп-рой. Тогда, если в разложении (6) в ряд по степени kT ограничиться двумя первыми членами, получим:

$$E = E_0 + N\pi^2 k^2 T^2 / 4\epsilon_0 + \dots \quad (8)$$

Для T такой системы получается линейная зависимость от темп-ры: $C = \alpha T$, где α — постоянный коэфф. В таком приближении нет смысла различать C_V и C_P , т. к. их разность при низких T гораздо меньше самих величин: $C_P - C_V \ll C_V$.

Для газа *Бозе частиц* с законом дисперсии $\epsilon = cr$ (напр., фотонов, тогда c — скорость света) при числе частиц, определяемом условиями равновесия $\mu = (\partial F / \partial N)_{T,V} = 0$ (F — свободная энергия), из (7) для полной энергии и T получаются следующие выражения:

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^4 V}{15 \hbar^3 c^3} T^4, \quad C_V = \frac{4\pi^2 \hbar^4 V}{15 \hbar^3 c^3} T^3.$$

(Таковы, напр., энергия и T *теплового излучения*). Более сложный случай — газ с квадратичным законом дисперсии $\epsilon = p^2/2m$. При нек-рой T_0 , называемой темп-рой *Бозе — Эйнштейна конденсации*, обращается в нуль хим. потенциал газа, так что при $T < T_0$ $\mu = 0$, и в температурозависящие величины

дают вклад лишь частицы с энергией $\epsilon > \mu = 0$. В этом случае выражение (6) принимает вид:

$$E = \frac{gV m^{3/2} \hbar^5 / 2 T^{5/2}}{\sqrt{2} \pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{z^{3/2} dz}{e^z - 1} = 0,128 gV \frac{m^{3/2} \hbar^5 / 2}{\hbar^3} T^{5/2} \quad (9)$$

(переменная интегрирования $z = \epsilon/kT$).

Из (9) следует, что T такой системы (т. наз. *вырожденного Бозе-газа*) $C_V \sim T^{3/2}$. В точке T_0 теплоемкость имеет макс. значение и разрыв производной (излом). Действительно, ф-ла (6) при малых $\mu \neq 0$ дает совершенно др. зависимость C_V от T , чем при $\mu = 0$.

Квантовая теория для всех случаев устанавливает стремление T к нулю при $T \rightarrow 0$. Это соответствует третьему началу термодинамики, из к-рого для C_P и C_V с необходимостью следует:

$$C = T \left\{ \frac{\partial S}{\partial T} \right\} = \frac{\partial S}{\partial \ln T} \rightarrow 0 \quad \begin{matrix} T \rightarrow 0 \\ T \rightarrow 0, S \rightarrow 0 \end{matrix}$$

Теплоемкость реальных тел. Реальные тела лишь отчасти и только в особых условиях соответствуют тем идеализированным схемам, к-рые поддаются теоретич. изучению. Тем не менее на основе квантовой статистики удается объяснить очень многие существенные черты явлений в реальных газах, кристаллах, жидкостях, а в нек-рых случаях даже добиться их колич. описания. Напр., если уровни энергии колебаний двухатомной молекулы представить как уровни гармонич. *осциллятора*: $\epsilon_n = \hbar\omega (n + 1/2)$ (ω — круговая частота, $n = 0, 1, 2, \dots$), то колебат. T двухатомного газа, т. е. значение добавки к T газа, возникающей за счет наличия у него колебательных степеней свободы, запишется в виде:

$$C_{\text{кол}} = NK \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^2 \frac{\exp(\hbar\omega/kT)}{[\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^2}. \quad (10)$$

В предельном случае высоких темп-р ($T \gg \hbar\omega/k$) $C_{\text{кол}}/NK \rightarrow 1$, что соответствует классич. энергии kT на одну колебат. степень свободы. При низкой T величина T стремится к нулю, что соответствует вышеупомянутому «вымерзанию» степеней свободы (рис. 1). Аналогично вычисляется и «вращательная» T . $C_{\text{вр}}$ двухатомных молекул. Колебат. T сказывается при более высоких T , чем вращательная (так, для N_2 вращат. T близка к классич. значению при $T > 2,9^\circ \text{K}$, а колебат. — при $T > 3340^\circ \text{K}$; для O_2 соответственно, при 2,1 и 2230°K).

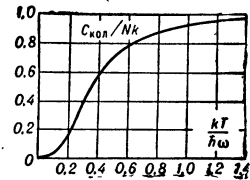


Рис. 1. Зависимость колебательной части теплоемкости двухатомного газа от параметра $kT/\hbar\omega$.

Полная T газа запишется в виде суммы: $C_V = C_{\text{посв}} + C_{\text{кол}} + C_{\text{вр}}$, в к-рой отдельные слагаемые по-разному зависят от T , но при $T \rightarrow 0$ все они стремятся к нулю.

Теплоемкость твердых тел в квантовой теории тоже представляют как сумму слагаемых, соответствующих тепловым колебаниям кристаллич. решеток, электронным и др. степеням свободы (см. ниже). При низких T энергия кристаллич. решетки, содержащей N атомов,

$$E = N\epsilon_0 + kT \sum_{n=0}^\infty \ln [1 - \exp(-\hbar\omega_n/kT)] \quad (11)$$

($N\epsilon_0$ — нулевая энергия решетки) определяется в основном энергией низкочастотных (звуковых) колебаний атомов, т. к. в E заметно сказываются лишь члены с $\hbar\omega < kT$. Т. о., при $T \ll \hbar u/ak$ (u — скорость звука в кристалле, a — межатомное расстояние) колебания решетки можно рассматривать как звуковые волны, или *фононы*. Поскольку для звуковых волн, как и для

оптич., выполняется закон суперпозиции колебаний и закон дисперсии $\epsilon = c\bar{v}$ (где c теперь равно u), то совокупность фононов можно рассматривать как газ неких квазичастиц (спин их, естественно, равен нулю и потому они относятся к Бозе-частицам). Тогда из (7) (при $\mu = 0$, как и у фотонов) следует (см. Дебая модель твердого тела):

$$E = N\epsilon_0 + (V\pi^2k^4/10\hbar^3\bar{u}^3)T^4. \quad (12)$$

Скорость звука \bar{u} берется как средняя по различным кристаллографич. направлениям. Т. о., Т. твердого тела при низких T (см. Дебая закон теплоемкости):

$$C = (2\pi^2k^4V/5\hbar^3\bar{u}^3)T^3. \quad (13)$$

Практически ур-ние (13) для простых кристаллич. решеток начинает выполняться при T порядка десятков °К.

При $T \gg \hbar u/ka$ ф-ла (7) приводит к $E \sim T$ и к классич. значению Т. — закону Дюлонга и Пти. Т. о., представление о фононах, как о газе квазичастиц, позволяет объяснить поведение Т. в предельных случаях низких и высоких темп-р. Для вычисления термодинамич. величин в промежуточной области Т. необходимо знать распределение частот в спектре колебаний. Если считать, что это распределение такое же, как в ф-ле (7) (к-рое справедливо, вообще говоря, при низких T), то одновременно для согласования с законом Дюлонга и Пти необходимо предположить, что при нек-рой макс. частоте ω_m спектр обрывается (рис. 2). Тогда, если обозначить $\hbar\omega_m = k\theta$, (7) преобразуется к виду:

$$E = N\epsilon_0 + 3NkT \cdot D(\theta/T) \quad (14)$$

[т. наз. интерполяционная ф-ла Дебая, где θ — дебаевская температура, $D(\theta/T)$ — ф-ция Дебая

$D(x) = \frac{3}{x} \int_0^x \frac{z^3 dz}{e^z - 1}$, практически пропорциональная

$(T/\theta)^3$ при $T \ll \theta/4$ и равная единице при $T \gg \theta/4$]. Теории Дебая удалось воспроизвести качественную картину изменения Т. твердых тел с темп-рой во всем

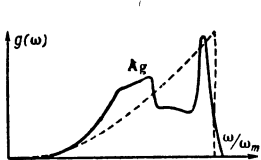


Рис. 2. Колебательный спектр Ag (сплошная кривая) и параболич. спектр Дебая (пунктирная кривая). $g(\omega)$ — плотность распределения колебаний по частотам.

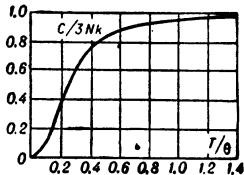


Рис. 3. Зависимость теплоемкости твердых тел от параметра T/θ (хорошо выполняется для большинства элементов и ряда простых соединений).

интервале темп-р (рис. 3). Однако применимость теории Дебая не следует переоценивать. Правильная теория должна основываться на истинном виде спектра (рис. 2), однако, ввиду сложности подобной задачи, она еще далека от разрешения. В нек-рых специфич. случаях «слоистых» или «цепочечных» кристаллов удается получить интерполяционные ф-лы типа Дебая с др. зависимостью C от T .

В металлах, кроме кристаллич. решетки, существенную роль играют свободные электроны. Их Т. может быть вычислена по ф-ле (8). Поскольку Т. решетки $\sim T^3$, а Т. электронов $\sim T$, при очень низких T электронная Т. может быть того же порядка или даже больше решеточной. Полная Т. тогда выражается ф-лой типа:

$$C = \alpha T + \beta T^3. \quad (15)$$

Для разделения решеточной и электронной частей Т. строят зависимость (C/T) от T^2 , к-рая будет в таком

случае прямой линией (рис. 4). Ее наклон определяет β , а отрезок, отсекаемый на оси ординат, равен α . Смысл этих констант понятен из ф-л (8) и (13). Наличие у ферро- и антиферромагнетиков упорядоченного расположения атомных магнитных моментов, подверженных тепловым возбуждениям, приводит к дополнительному (магнитному) члену в Т. решетки, к-рый может быть учтен на основе представлений о спиновых волнах как о квазичастицах.

Реальные жидкости весьма плохо поддаются теоретич. рассмотрению, кроме случая квантовых жидкостей — He^4 и He^3 . При низких T первой из них соответствует ф-ле (13), а второй — ф-ле (8). Это связано с тем, что He^4 представляет собой Бозе-систему и при низких T тепловые возбуждения в ней соответствуют фононам, а He^3 — Ферми-жидкость (спин ядра равен $3/2$), и к нему применимы выражения (6), (8).

Теплоемкость и фазовые переходы. Появление дополнительных степеней свободы, изменения агрегатного состояния вещества, изменения в законе дисперсии или в спектре частот системы приводят к изменениям Т. и ее зависимости от T . Благодаря этому измерения Т. служат методом изучения фазовых превращений. Особый интерес представляют фазовые переходы второго рода, в к-рых внутренняя энергия непрерывна, а Т. изменяется скачком. Экспериментальные кривые зависимости C от T при фазовом переходе II рода имеют характерный л-образный вид (рис. 5), так что кажется весьма вероятным, что Т. или ее производная обращаются в точке перехода в бесконечность. Теории, напр. [1], основывающиеся на предположении об отсутствии особенности этих величин в точке перехода, не могут, естественно, объяснить этот факт.

Для модели Изинга двухмерной решетки (см. Онсагера теория) удалось получить для Т. симметрич. логарифмич. особенность $C \sim \ln |T - T_c|$ в окрестности точки перехода T_c . Приближенные численные расчеты и эксперимент [3] подтверждают наличие логарифмич. особенности и в трехмерных системах. Аналогичную особенность C_V имеют все жидкости в критич. точке (см. Критическое состояние).

О методах измерения Т. см. Калориметрия. Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5); 2) Физика низких температур, пер. с англ., под ред. А. И. Шальникова, М., 1959; 3) Вускингхэм М. Дж., Файрбанк В. М., в кн.: Progress in low-temperature physics, ed. C. J. Gorter, v. 3, Amst., 1961. А. В. Воронель.

ТЕПЛОЗАЩИТА — средство для обеспечения нормального темп-рного режима в установках и аппаратах, работающих в условиях подвода к поверхности значит. тепловых потоков ($q \gg 10 \text{ вт/см}^2$), когда применение простой теплоизоляции становится невозможным. Наибольшее распространение Т. получила в авиац. и ракетной технике для защиты летат. и кос-

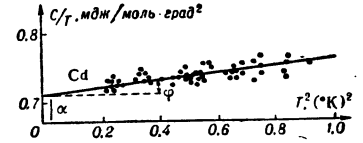


Рис. 4. Зависимость C/T от T^2 для Cd при $T < 1^\circ K$: α — электронная составляющая теплоемкости, $\beta = \text{tg } \varphi$ — решеточная составляющая.

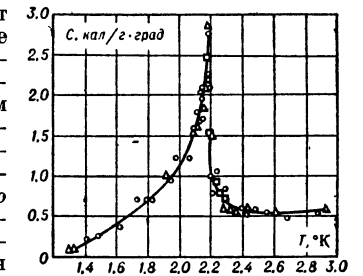


Рис. 5. Изменение теплоемкости при фазовом переходе гелия в сверхтекучее состояние (HeI в $HeII$).

мич. аппаратов от *аэродинамического нагрева* при движении в плотных слоях атмосферы, а также для защиты камер сгорания и сопел воздушно-реактивных и ракетных двигателей. Существуют различные методы Т.:

1. Конвективное охлаждение — подходящие к тонкой металл. обшивке тепловые потоки отводятся в охлаждающую жидкость или газ, к-рые протекают с другой стороны обшивки.

2. Заградит. охлаждение — через отверстие или щель вблизи охлаждаемой поверхности в направлении потока подается струя холодного газа. Заградит. эффект струи уменьшается по мере ее перемешивания с горячим газом.

3. Пленочное охлаждение — аналогично заградительному с той разницей, что через щель или отверстие подается жидкий охладитель, образующий на охлаждаемой поверхности защитную пленку. Защитный эффект уменьшается по мере испарения пленки и ее разбрызгивания.

4. Пористое охлаждение — жидкий или газообразный охладитель подается через пористую или перфорированную поверхность аппарата. При охлаждении жидкостью расход ее подбирается т. о., чтобы жидкость испарялась внутри пор.

5. Т. с помощью теплопоглощающей оболочки — подходящее к поверхности тепло поглощается за счет теплоемкости достаточно толстой оболочки при повышении темп-ры последней. Большой эффект достигается при дополнит. использовании теплоты плавления и нагревания жидкой фазы материала, а также теплоты химич. разложения. Однако в этих случаях необходимо заключать теплопоглотитель в жесткую металл. оболочку.

6. Отвод тепла радиацией — проблема Т. решается посредством создания материала, выдерживающего высокую темп-ру, при к-рой все подводимое тепло может излучаться в пространство; при этом, согласно *Стефана — Больцмана закону излучения*, излучаемый поверхностью тепловой поток равен $q_{рв} = \epsilon \sigma_0 T_w^4$, где ϵ — суммарная испускает. способность внешнего покрытия, σ_0 — постоянная Стефана, а T_w — абс. темп-ра поверхности. Сложность практич. применения данного метода Т. связана с тем, что при высокой темп-ре металлы, из к-рых изготавливается излучающая оболочка, окисляются кислородом воздуха. Для борьбы с окислением внешняя поверхность 2 (рис. 1) покрывается

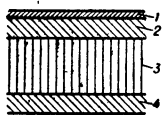


Рис. 1.

тонким слоем пленки 1, устойчивой к окислению. Между излучающей поверхностью и частями конструкции 4 помещается легкая изоляция 3. Этот способ может применяться лишь для Т. внешних поверхностей аппаратов.

7. Т. с помощью разрушающихся (уносимых) покрытий осуществляется за счет поглощения большого количества тепла в процессе уноса массы этих покрытий. Поглощаемое тепло идет на нагрев материала, а также на различные фазовые и химич. превращения.

При применении методов 4 и 7, а также частично — методов 2 и 3 возникает дополнит. заградит. эффект в результате вдува газообразного охладителя в пограничный слой, что приводит к снижению подходящего к поверхности теплового потока. При не слишком больших расходах газообразного охладителя G_v снижение теплового потока $q = q_0 - \beta (I_{00} - I_w) G_v$, где q_0 — тепловой поток к непроницаемой поверхности, I_{00} — энтальпия торможения, а I_w — энтальпия внешнего газа при темп-ре стенки. Коэфф. вдува $\beta = a (M_e/M_v)^b$, где M_e и M_v — молекулярные веса внешнего и вдуваемого газов, причем коэфф. a и b

зависят от геометрии тела и режима течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный).

Наиболее распространена в совр. ракетной технике Т. с помощью разрушающихся покрытий, к-рая применяется как для головных частей баллистич. ракет и космич. аппаратов, так и для камер сгорания и сопел ракетных двигателей. Метод Т. с помощью разрушающихся покрытий — пассивный и поэтому обладает повыш. надежностью по сравнению с активными методами Т., для к-рых требуются спец. системы подачи охладителя по заданной программе. Эффективность разрушающихся теплозащитных покрытий измеряется т. н. эффективной энтальпией $I_{эф} = q_0/G$ (где G — масса, уносимая с ед. поверхности в ед. времени), характеризующей количество тепла, необходимое для уноса единицы массы материала.

Разрушающиеся теплозащитные покрытия подразделяются на классы в соответствии с механизмом разрушения. а) Плавящиеся покрытия — разрушаются в результате перехода материала из твердого состояния в жидкое. Образующаяся на поверхности материала пленка расплава может частично или полностью переходить в газообразное состояние. Кристаллич. материалы (напр., металлы) характеризуются наличием фиксированной темп-ры плавления и сравнит. малой вязкостью расплава. Жидкая пленка на поверхности этих материалов имеет незначит. толщину и почти не перегревается, из-за чего расплав практически не испаряется. Аморфные (стеклообразные) материалы при нагревании постепенно переходят из твердого состояния в жидкое в связи с тем, что их вязкость представляет собой экспоненциальную ф-цию темп-ры $\mu = \exp(C_1/T + C_2)$, где C_1 и C_2 — постоянные. Жидкая пленка на их поверхности обладает большой вязкостью, благодаря чему доля испарения ψ в нек-рых случаях может приближаться к единице. $I_{эф}$ плавящихся покрытий равна: $I_{эф} = c (T_w - T_0) + r + \psi [l + \beta (I_{00} - I_w)]$, где c — удельная теплоемкость материала, r и l — соответственно скрытые теплоты плавления и испарения (для аморфных материалов $r=0$), а T_0 — темп-ра непрогретого материала. б) Сублимирующие покрытия — разрушаются в результате фазового перехода из твердого состояния непосредственно в газообразное — *сублимацию*. $I_{эф}$ таких покрытий равна $I_{эф} = c (T_w - T_0) + l + \beta (I_{00} - I_w)$. Темп-ра поверхности T_w заранее не известна и определяется из совместного решения ур-ния баланса энергии на поверхности и ур-ния Кнудсена — Ленгмюра для скорости сублимации. в) Разлагающиеся покрытия — разрушаются в результате химич. реакции термич. разложения. Для них $I_{эф}$ рассчитывается по той же ф-ле, что и для сублимирующих покрытий, с заменой скрытой теплоты испарения на тепловой эффект реакции разложения. Для определения темп-ры поверхности совместно рассматриваются ур-ние баланса энергии и кинетич. ур-ние реакции термич. разложения. Пример разлагающихся покрытий — термoplastы: фторопласт, полиметилметакрилат, полиэтилен и др. г) Теплозащитные покрытия — разрушаются в результате химического взаимодействия с внешним потоком. Унос массы этих покрытий происходит гл. обр. за счет гетерогенных химических реакций между материалом покрытия и набегающим потоком газа, в результате которых образуются газообразные соединения. Для расчета скорости разрушения покрытий данного класса обычно пользуются т. н. безразмерной скоростью уноса массы $\bar{G} = G(I_{00} - I_w)/q_0$, к-рая определяется протекающими химич. реакциями и слабо изменяется в широком диапазоне внешних условий.

Большинство применяемых на практике теплозащитных покрытий — довольно сложные композиции.

В процессе уноса массы таких покрытий протекают различные физико-химич. превращения как внутри материала, так и на его поверхности и в газообразном пограничном слое. Однако, как правило, к.-л. процесс — определяющий. Напр., в случае покрытия из стеклопластика, состоящего из стеклянных волокон и органич. связки (рис. 2), по мере прогрева глубинных слоев материала 1 при нек-рой темп-ре начинается термич. разложение органич. связки (коксование). Коксование протекает в области 2 и полностью заканчивается до начала плавления стекловолокна. Обра-

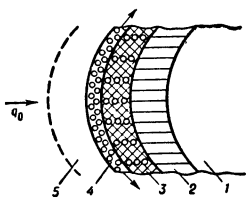


Рис. 2.

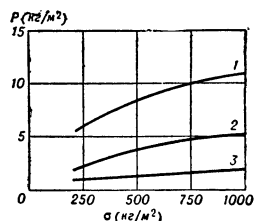


Рис. 3.

зующиеся при коксовании газы вырываются наружу, а твердый остаток — кокс — вместе со стекловолокном располагается непосредственно под поверхностью в слое 3. На поверхности покрытия стекловолокно плавится и образует жидкую пленку 4, в к-рой содержатся твердые частицы кокса. Пары стекла вместе с газообразными продуктами разложения органич. связки и продуктами окисления частичек кокса поступают в газообразный пограничный слой 5. Для стеклопластика определяющим является процесс плавления и испарения наполнителя из стекла, поэтому данный материал может быть отнесен к классу плавящихся покрытий.

Выбор конкретного способа Т. производится с учетом особенностей работы установки или аппарата. В качестве примера на рис. 3 приведена сравнит. весовая характеристика различных методов Т. искусств. спутника Земли, входящего в атмосферу по баллистич. траектории. По оси ординат отложен полный вес Т. P , а по оси абсцисс — баллистич. коэфф. $\sigma = m/C_D S$, где m — масса спутника, C_D — его коэфф. сопротивления, а S — площадь поперечного сечения. Кривая 1 характеризует пористое охлаждение, кривая 2 — Т. с помощью плавящегося покрытия, для к-рого $\psi = 0,25$, а кривая 3 — Т. с помощью сублимирующего покрытия.

Лит.: 1) Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике, под общ. ред. В. К. Кошкина, М., 1960, гл. 10—12, 14, 15; 2) А д а м с, Последние достижения в теории абляции, «Вопросы ракетной техники», 1960, № 4; 3) С к а л а, Тепловая защита возвращающегося на Землю спутника, там же, 1960, № 5; 4) М а к э л л и с т е р, У о л к е р, Р о й, Разработка и развитие разрушающихся материалов для сопел ракетных двигателей, там же, 1964, № 2, 3; 5) П о л е ж а е в Ю. В., Теоретический анализ нестационарного прогрева и разрушения стеклопластика в окрестности критической точки, «Изв. АН СССР. Механика и машиностроение», 1964, № 3; 6) А н ф и м о в Н. А., Горение графита в потоке воздуха при высоких температурах, там же, 1964, № 5. Н. А. Андимов.

ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

— плохо проводящие тепло материалы, применяемые в теплоэнергетике и строительстве для уменьшения тепловых потерь в окружающую среду, в технике низких темп-р — для защиты аппаратуры от притока тепла извне, в авиации и ракетной технике — для защиты конструкций от воздействия высокотемп-рного газового потока (см. Теплозащита). Коэфф. теплопроводности λ Т. м. изменяется от значений, близких к теплопроводности воздуха $0,02 \text{ вт/м} \times \text{град}$ (для нек-рых пенопластов), до величин порядка $10 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ (для высокотемп-рной изоляции).

Т. м. могут быть получены на основе веществ органического (хлопок, дерево, пластмассы) и неоргани-

ческого (асбест, шлаки, минералы) происхождения. При темп-рах выше 150°C применяются в основном Т. м. неорганич. происхождения. В большинстве случаев Т. м. имеют пористую структуру. Перенос тепла в пористых телах определяется одновременно теплопроводностью твердого вещества, конвекцией и теплопроводностью газа, заполняющего поры, и излучением (см. Лучистый теплообмен) [1]. Относительный вклад этих составляющих в λ пористых тел может быть различным в зависимости от пористости (т. е. общего объема газовых включений, отнесенного к единице объема материала), размера пор и темп-ры. С увеличением пористости λ Т. м. уменьшается, что объясняется малой теплопроводностью газа, заполняющего поры, по сравнению с теплопроводностью твердого вещества, образующего скелет Т. м. Перенос тепла излучением резко возрастает с увеличением темп-ры t . Влияние естественной конвекции становится пренебрежимо малым при размерах пор, меньших 1 мм .

В случае мелкодисперсных материалов с размерами пор порядка $0,1$ — 10 мк длина свободного пробега молекул газа становится сравнимой с размерами пор. Теплопроводность газа, находящегося в порах, уменьшается с понижением давления относительно атмосферного и при 10^{-2} — $10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ становится пренебрежимо малой. Мелкодисперсные материалы, такие как азрогель кремневой кислоты, перлит, применяются для создания высокоэффективной вакуумно-пористой теплоизоляции сосудов для сжиженных газов. Коэфф. теплопроводности такой изоляции достигает величины $0,001 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ при темп-ре -85°C и давлении $0,01 \text{ мм рт. ст.}$ Еще меньшую теплопроводность имеет вакуумно-многослойная изоляция, представляющая собой набор экранов из металлиз. фольги, уменьшающих перенос тепла излучением с прослойками из листовых стекловолокнистых материалов. Коэфф. теплопроводности вакуумно-многослойной изоляции не превышает в большинстве случаев $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ и для лучших образцов достигает $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ [2].

При t до 90°C широко применяются как Т. м. войлок, шерсть, древесная стружка и опилки, торф. Для этих материалов в сухом состоянии λ находится в пределах $0,04$ — $0,05 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ и существенно возрастает с увеличением влажности. Теплопроводность строительных материалов (железобетон, кирпич красный, известняк) находится в пределах $1,3$ — $0,5 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$.

Теплопроводность Т. м. существенно увеличивается с повышением t и обычно подсчитывается по ф-ле $\lambda = \lambda_0 + at$, где λ_0 — коэфф. теплопроводности при 0°C , a — температурный коэфф., зависящий от свойств материала. При t до 540°C хорошим изолятором является стеклянная вата ($\lambda = 0,045 + 0,00058t \text{ вт/м} \times \text{град}$), до $t \sim 670^\circ \text{C}$ — шлаковая вата ($\lambda = 0,06 + 0,000145t \text{ вт/м} \cdot \text{град}$). До 870°C применяется асбестовая ($\lambda = 0,107 + 0,00019 t \text{ вт/м} \cdot \text{град}$) и диатомитовая ($\lambda = 0,091 + 0,00028 t \text{ вт/м} \cdot \text{град}$) изоляция. При темп-рах до 1450 — 1700°C в металлургии и теплоэнергетике основными Т. м. являются шамотные, диасовые, корундовые и хромомagneзитовые кирпичи с большим содержанием SiO_2 и Al_2O_3 и тугоплавкими присадками окислов металлов TiO_2 , Fe_2O_3 , CaO , MgO . При 1100°C теплопроводность этих Т. м. находится в пределах $0,3$ — $0,8 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ [3, 4]. При темп-рах выше 2000°C используются различные керамич. материалы на основе карбидов и окислов металлов, обладающие высокой жаростойкостью и коррозионной устойчивостью (см. Керамика, Керметы, Теплоустойчивость). Теплопроводность этих материалов находится в пределах 2 — $18 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ [3, 4]. Для защиты элементов конструкций авиационной и ракетной техники от воздействия высокотемп-рного газового потока применяются покрытия, поглощаю-

щие подводимое со стороны горячих газов тепло в процессах фазового превращения (см. *Теплозащита*). Защитные покрытия могут быть изготовлены из неких стекловидных материалов, тефлона, различных пластмасс, армированных стекловолокном.

Лит.: 1) Чудновский А. Ф., Теплофизические характеристики дисперсных материалов, М., 1962; 2) Кэганер М. Г., Теплоизоляция с использованием вакуума, М., 1963; 3) Чиркин В. С., Теплопроводность промышленных материалов, 2 изд., М., 1962; 4) его же, Теплофизические свойства материалов, М., 1959. А. П. Солодов.

ТЕПЛОНОСИТЕЛИ — жидкие и газообразные вещества, применяемые для передачи теплоты от тел с большей темп-рой к телам с меньшей темп-рой. Т. обычно циркулируют в замкнутых системах и применяются для целей нагрева и охлаждения в тепловых и атомных энергетич. установках, системах теплоснабжения, устройствах технологич. назначения и т. п.

Т. должны обладать высокой интенсивностью теплообмена, низкой упругостью паров, высокой $T_{кип}$ и низкой $T_{пл}$, химич. инертностью по отношению к металлам, теплоустойчивостью, максимально низкой токсичностью, низкой стоимостью. Т. в атомной энергетике, кроме того, должны обладать радиационной стойкостью, малой активацией при облучении, небольшим поперечным сечением захвата нейтронов. Т., удовлетворяющих в сем перечисленным требованиям, не существует.

В качестве Т. широко применяются газы, водяной пар, вода, реже — органич. и кремнийорганич. соединения, расплавленные металлы, ртуть, расплавленные соли, минеральные масла.

К газовым высокотемп-рным Т. относятся газы и их смеси, гл. обр. дымовые газы и продукты сгорания твердого, жидкого и газообразного топлив. Эти Т. могут осуществлять теплообмен при высоких темп-рах (напр., дымовые газы при 1000—2000° С) без термич. разложения. Существенный недостаток газовых Т. — низкая интенсивность теплообмена (коэфф. теплопередачи, как правило, не превышает 50 ккал./м² · час), что приводит к громоздким конструкциям теплообменников.

Наиболее распространенный Т. — вода. Свойства воды как Т. определяются прежде всего зависимостью давления p ее насыщенного пара от T (см. *Водяной пар*). Повышение темп-ры Т. связано с увеличением давления, что нежелательно по конструктивным соображениям.

Органич. Т., в отличие от воды, имеют низкую упругость паров; кроме того, они не вызывают коррозии конструкционных материалов. Однако под действием высоких темп-р и радиационного облучения они разлагаются. Граница теплоустойчивости этих веществ 350—420° С. Из числа органич. Т. наиболее широко применяются вещества ароматич. ряда (дифенил, моноизопропилфенил, изомеры терфенила), обладающие наибольшей термич. и радиационной стойкостью.

Эвтектич. смеси органич. Т., приведенные в табл. 1, применяются в теплообменных аппаратах (дифенильная смесь), а также в ядерных реакторах (сантоваксы).

Табл. 1. — Органические теплоносители.

Название	Состав	Дифенил (вес, %)	Дифенил-оксид (вес, %)	Терфенилы (вес. %)		
				орто-	мета-	пара-
Дифенильная смесь		26,5	73,5	—	—	—
Сантовакс Р		0,3	—	11,7	60	28,1
Сантовакс ОМ		—	—	65,2	32,3	2,5

Кремнийорганич. Т. применяются только в жидкой фазе, поскольку пары их нестойки. Они обладают

высокой $T_{кип}$ при атм. давлении (300—440°С) и низкой $T_{пл}$; граница теплоустойчивости 300—350°С. Жидкометаллич. Т. не требуют повышения давления, они применяются в жидком и газообразном состояниях в нагревательных установках, ядерных реакторах и парогенераторах. Недостатками жидкометаллич. Т. являются: большая агрессивность относительно конструкционных материалов, высокая токсичность паров, бурное взаимодействие щелочных металлов с водой, значительная активность при облучении. Наибольшее применение находят: Na, K, Li, Hg и ряд эвтектич. сплавов.

Табл. 2. — Теплофизические свойства наиболее распространенных теплоносителей.

Теплоноситель	Мол. вес	$T_{пл}$ (°С)	$T_{кип}$ (°С)	$T_{крит}$ (°С)	Критич. давление (атм)
Гелий	4,00	—	-268,94	-267,96	2,26
Углекислый газ	44,01	-56,6	-78,48	31,04	75,28
Вода	18,01	0,0	100,0	374,15	225,65
Дифенил	154,08	69,5	256	530	43
Дифенильная смесь	165,84	12,0	258	528	41
Сантовакс Р	—	60—148	377,4	654	34,4
Силикон № 3	360	-60	306	594	17,2
Ртуть	200,61	-38,83	356,60	1460,0	1640
Натрий	22,99	97,6	878	—	—
Калий	39,10	63,5	759	—	—

Лит.: 1) Варгафтик Н. Б., Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей, М., 1963; 2) Ривкин С. Л., Термодинамические свойства воздуха и продуктов сгорания топлив, 2 изд., М., 1962; 3) Вукалович М. П. [и др.], Термодинамические свойства газов, М., 1953; 4) Вукалович М. П., Термодинамические свойства воды и водяного пара, 6 изд., М., 1958; 5) Четчик А. В., Высокотемпературные теплоносители, 2 изд., М.—Л., 1962; 6) Жидкие металлы. Сб. статей, М., 1963.

Ю. М. Бабинов.

ТЕПЛООТДАЧА — теплообмен между поверхностью тела и окружающей средой. Т. может осуществляться конвективным теплообменом и лучистым теплообменом. В 1-м случае говорят о конвективной Т., во 2-м — от Т. излучением. Интенсивность Т. характеризуют коэфф. теплоотдачи $\alpha = dQ/(t_n - t_{oc}) dF$ [вт/м² · град], где dQ — результирующий тепловой поток, dF — поверхность теплообмена, $\Delta t = t_n - t_{oc}$ — темп-ный напор, t_n — темп-ра поверхности тела, t_{oc} — темп-ра окружающей среды. В технич. приложениях обычно рассматривают средний коэфф. теплоотдачи $\bar{\alpha}$, определяемый по ф-ле $\bar{\alpha} = Q/F \cdot \Delta t$ при соответствующем законе усреднения Δt . Если конвективная Т. ($\alpha_{конв}$) сопровождается Т. излучением ($\alpha_{луч}$), то $\alpha = \alpha_{конв} + \alpha_{луч}$.

Лит. при ст. *Конвективный теплообмен*, *Лучистый теплообмен*. В. П. Исаченко.

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА — 1) в широком смысле — процесс переноса теплоты; 2) процесс передачи теплоты от одной среды к другой через разделяющую их стенку. Основное ур-ние теории Т. связывает пространственный перенос теплоты с изменением объемной плотности энергии w в единицу времени в нек-рой точке M темп-рного поля: $\text{div } q + \partial w / \partial \tau = 0$ (в отсутствие источников энергии). Здесь q — плотность теплового потока, τ — время. Второе фундаментальное ур-ние Т., определяющее q , отражает специфику механизма переноса теплоты теплопроводностью, конвекцией и излучением. В конкретных случаях перенос теплоты может осуществляться любым сочетанием указанных способов Т.

При Т. от горячего теплоносителя к холодному через стенку поверхность стенки может получать (отдавать) теплоту всеми тремя способами Т.; перенос теплоты

через стенку обычно осуществляется теплопроводностью в чистом виде (исключения могут составить пористые тела — см. *Теплоизоляционные материалы*). Стационарный тепловой поток через плоскую стенку в единицу времени определяется ур-нием $dQ = k \Delta t dF$, где k [вт/м² · град] — коэфф. Т., $\Delta t = t_1 - t_2$ — темп-ный напор, t_1 и t_2 — темп-ры горячего и холодного теплоносителей, F — поверхность теплообмена. В общем случае по поверхности теплообмена изменяется как k , так и Δt (в теплотехнич. расчетах обычно пользуются их средними значениями). Методы и приложения теории Т. рассмотрены в ст. *Теплопроводность, Конвективный теплообмен, Лучистый теплообмен, Подобия теория, Пограничный слой, Теплозащита*.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ УРАВНЕНИЕ — дифференциальное ур-ние в частных производных 2-го порядка (параболич. типа), описывающее процесс распространения теплоты в среде. По своей структуре Т. у. аналогично ур-нию неразрывности гидромеханики, оно устанавливает связь между изменением внутренней энергии элементарного объема тела, количеством теплоты, поступающим через поверхность этого объема и плотностью внутренних тепловых источников:

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} = -A(x, y, z, t). \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность среды, c_v — теплоемкость при постоянном объеме, T — темп-ра, t — время; (x, y, z) — пространственные координаты, а q_x, q_y, q_z — проекции вектора плотности теплового потока на координатные оси, к-рые согласно основному закону *теплопроводности* в изотропной среде имеют вид:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, \quad q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (2)$$

Если коэфф. теплопроводности λ постоянен во всем заданном объеме, то Т. у. преобразуется к виду:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{A}{\lambda}, \quad (3)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа, $a = (\lambda/\rho c)$ — коэфф. *температуропроводности*. В стационарном состоянии, когда темп-ра в каждой точке не меняется со временем, Т. у. (3) превращается в *Пуассона уравнение* ($A \neq 0$) или *Лапласа уравнение* ($A \equiv 0$). Ур-ния этого типа описывают также процессы диффузии, нек-рые процессы, рассматриваемые в электродинамике, и т. д.

В случае однородного анизотропного тела (см. *Теплопроводность*) Т. у. принимает след. вид:

$$\begin{aligned} \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = & \lambda_{11} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_{22} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda_{33} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \\ & + (\lambda_{12} + \lambda_{21}) \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y} + (\lambda_{13} + \lambda_{31}) \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial z} + \\ & + (\lambda_{23} + \lambda_{32}) \frac{\partial^2 T}{\partial y \partial z} - A(x, y, z, t). \end{aligned} \quad (4)$$

В общей теории теплопроводности твердых тел [3] доказано, что ур-ние (4) можно преобразовать к новой системе прямоугольных координат (ϵ, η, ξ) так, что все вторые смешанные производные обратятся в нуль. Новые оси координат наз. главными осями теплопроводности. В этих координатах ур-ние (4) по виду не отличается от Т. у. для изотропного тела. Поэтому в случае неогранич. тела или тел, ограниченных плоскостями, перпендикулярными главным осям теплопроводности, решение задач для анизотропного тела оказывается не сложнее, чем для изотропного. Ур-ние (4) содержит величины λ_{ik} только в виде суммы $(\lambda_{ik} + \lambda_{ki})$, поэтому симметрия последних или ее отсутствие не влияет на выводы из этого ур-ния.

Т. у. (1), обобщенное на случай движения жидкости и газа, называют ур-нием сохранения энергии (баланса энергии, см. *Гидромеханика*). Частная производная от внутренней энергии по времени $\partial U/\partial t$ заменяется в этом случае субстанциональной производной от энтальпии h по времени $Dh/dt = \partial h/\partial t + V \nabla h$ (V — вектор скорости), причем $V \nabla h$ представляет собой конвективную составляющую производной, в правой же части ур-ния (1) наряду с плотностью тепловых источников появляются члены, соответствующие работе сил давления (сжатия) и теплоте, выделяющейся вследствие работы сил трения.

В многокомпонентных газовых смесях приходится учитывать т. н. перекрестные эффекты: потоки массы, вызванные темп-ным градиентом (*термодиффузия*, или эффект Соре), и потоки энергии, обусловленные градиентом плотности (диффузионный термоэффект, или *Дюфора эффект*). Эти эффекты подчиняются соотношениям взаимности (см. *Онсагера теорема*). Плотность теплового потока в ν -компонентной смеси газов записывается в виде суммы:

$$\begin{aligned} q = & -\lambda \text{grad } T + \sum_{i=1}^{\nu} n_i h_i V_i + \\ & + \frac{\kappa T}{n} \sum_{i=1}^{\nu} \sum_{j \neq i}^{\nu} \frac{n_j D_j^T}{m_i D_{ij}} (V_i - V_j), \end{aligned}$$

где n и n_i — общее число молекул и молекул данного вида в единице объема, h_i — энтальпия на одну молекулу i -го вида, V_i — скорость диффузии, D_{ij} — коэфф. бинарной диффузии, D_j^T — коэфф. термодиффузии, k — *Больцмана постоянная*. В соответствии с этим помимо отмеченной выше конвекции существует три механизма передачи энергии через многокомпонентный газ: 1) под действием градиента темп-ры, 2) диффузионным потоком молекул относительно среднemasовой скорости и 3) с помощью эффекта Дюфора. Общий вид Т. у. (ур-ния сохранения энергии) в этом случае остается аналогичным классич. ур-нию гидромеханики.

Наиболее распространенными задачами для Т. у. служат задача Коши и смешанная *краевая задача*. В одномерной постановке для ур-ния (3) задача Коши состоит в отыскании решения $T(x, t)$ при $t > 0$ по заданному значению $T(x, 0) = f(x)$. Это решение дается *Пуассона интегралом*:

$$T(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi a t}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(x-\xi)^2/4at} f(\xi) d\xi$$

($-\infty < x < \infty$).

На практике огромное разнообразие экспериментальных задач, как правило, может быть сведено к следующим типам начальных и граничных условий: I. **Н а ч а л ь н ы е у с л о в и я**. При $t = 0, T(x, y, z, 0) = f(x, y, z)$. Если $f(x, y, z)$ — непрерывная ф-ция координат или имеет конечное число разрывов в точках или на поверхностях, то требуется найти такое решение, к-рое при $t \rightarrow 0$ стремится к $f(x, y, z)$ во всех точках, где $f(x, y, z)$ — непрерывная ф-ция. II. **Г р а н и ч н ы е у с л о в и я**, или условия на поверхности. 1-го рода: задано значение темп-ры поверхности $T_{\Pi} = f(t)$. 2-го рода: задано значение плотности теплового потока к поверхности $q_{\Pi} = \Phi(t)$, что согласно основному закону теплопроводности равносильно заданию $\text{grad } T$ по нормали к поверхности n , т. е. $q_{\Pi} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Pi}$. Наиболее часто встречаются случаи: $q_{\Pi} = 0$ (теплоизолированная поверхность), $q_{\Pi} = \text{const}$ (в излучательных печах) и $q_{\Pi} = f(z)$ — закон распределения q по поверхно-

сти, z — координата (ядерные реакторы). 3-го рода: задана темп-ра T_c окружающей среды и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой: $q_n = \alpha (T_c - T_n)$ — т. наз. закон Ньютона, где α — коэфф. теплообмена. Этот случай и некоторые его видоизменения характеризуют конвективный нагрев в газе и жидкости (см. *Аэродинамический нагрев*). Обычно граничное условие этого рода пишут в виде: $\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_n + \alpha (T_c - T_n) = 0$. 4-го рода: задан теплообмен тел с окружающей средой по закону теплопроводности $\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_n = \lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial n}$ или теплообмен системы тел, находящихся в тепловом контакте: $T_n(t) = T_c(t)$.

Аналитич. решение смешанной задачи находят обычно с помощью метода Лапласа или *разделения переменных метода* [2].

Лит. см. при статье *Теплопроводность*. Ю. В. Полежаев.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ — процесс распространения теплоты от более нагретых элементов тела к менее нагретым, приводящий к выравниванию темп-р. Т. — один из видов *теплопередачи* (наряду с *конвективным теплообменом* и *лучистым теплообменом*), отличительной чертой к-рого является атомно-молекулярный характер переноса энергии, не связанный с макроскопич. перемещениями в теле (с макроскопич. работой). Теплопроводностью часто называют также, для краткости, коэфф. Т. (см. ниже).

Всякому неравновесному состоянию тела, характеризующему нек-рыми распределениями (полями) темп-р и физ. параметров, соответствует определенное распределение (поле) плотностей тепловых потоков. В изотропной среде, в к-рой структура и свойства одинаковы по всем направлениям, вектор плотности теплового потока q совпадает с направлением нормали к изотермич. поверхности в каждой ее точке.

Основной закон Т. состоит в пропорциональности q градиенту темп-ры T . В случае изотропных тел он принимает форму закона Фурье:

$$q = -\lambda \text{grad } T = -\lambda (\partial T / \partial n) n, \quad (1)$$

где λ — коэфф. Т., не зависящий от $\text{grad } T$, а символ $\partial / \partial n$ означает дифференцирование вдоль внешней нормали n к изотермич. поверхности.

Молекулярно-кинетич. теория газов и жидкостей [1] позволяет строго обосновать границы применимости линейного закона Т.: соотношение (1) справедливо в условиях, когда относит. изменение T на расстоянии \bar{l} — средней длины свободного пробега молекул — мало по сравнению с единицей: $|\bar{l} \partial \ln T / \partial x| \ll 1$. Если данное условие нарушено, то выражение для q приобретает более сложный характер, чем (1); оно включает тогда производные высших порядков от темп-ры и скорости течения газа, а также производные производных менее высоких степеней от этих параметров. Квадратичное приближение для q было принято Барнеттом при построении системы дифференц. ур-ний, обобщающих *Навье—Стокса уравнения гидромеханики* [2]. Однако неопределенность в постановке граничных условий не позволяет замкнуть систему ур-ний Барнетта и, следовательно, найти ее решение.

При 20°C и давлении $p \sim 1 \text{ атм}$ величина \bar{l} в газе $\sim 10^{-7} \text{ м}$. Следовательно, при $p \geq 1 \text{ атм}$ только в условиях экстремально больших $\text{grad } T$, напр. в ударных волнах, могут появиться отклонения от (1). Однако с уменьшением давления \bar{l} возрастает, и предельное значение $\text{grad } T$ должно быть соответственно снижено.

Эксперимент подтверждает справедливость соотношения (1) для широкого круга веществ в различных агрегатных состояниях — газообразном, жидком,

твердом (кроме жидкого гелия II). При этом λ может зависеть как от T , так, в ряде случаев, и от p .

При очень малых плотностях газа молекулы чаще сталкиваются со стенками содержащего газ объема, чем друг с другом, поэтому понятие локальной темп-ры теряет свой смысл и следует говорить не о T . в газе, а о теплообмене между телами в нем.

Среди твердых тел распространены анизотропные вещества (кристаллы, осадочные горные породы, слоистые и пиролитич. материалы), для к-рых положение о совпадении q с направлением нормали к изотермич. поверхности несправедливо. Простейшее допущение, обобщающее гипотезу Фурье, состоит в том, что каждый компонент вектора q в точке (x, y, z) представляет собой линейную комбинацию всех компонентов темп-рного градиента в ней:

$$q_x = \lambda_{11} \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda_{12} \frac{\partial T}{\partial y} + \lambda_{13} \frac{\partial T}{\partial z} \text{ и т. д.}, \quad (2)$$

причем коэфф. Т. λ_{ik} анизотропного тела образуют тензор второго ранга. Для кристаллов с точностью до ошибок измерения установлено, что Т. во взаимно противоположных направлениях одинакова. Это косвенно подтверждает справедливость соотношений типа (2). Определенное Т. изменение темп-ры в теле может быть получено как ф-ция координат и времени — с помощью *теплопроводности уравнения*, конкретный вид и решение к-рого весьма разнообразны и определяются термодинамич. и физич. параметрами системы.

С появлением быстродействующих вычислит. машин решение ур-ния Т. в самой общей форме уже не представляет принципиальных трудностей. Однако развитие прикладной физики, особенно в области высоких и сверхвысоких темп-р, приводит к тому, что экспериментальных данных по коэфф. Т. часто оказывается недостаточно. Поэтому большое значение приобретают теоретич. и полуэмпирич. методы расчета λ и др. коэфф. переноса. Такие методы наиболее полно развиты для газов. Менее изучено поведение жидкостей, а теория процессов переноса в реальных твердых телах еще только начинает развиваться.

Теория теплопроводности газов. Т. в газах связана с переносом энергии молекулами газа, подобно тому, как *вязкость* связана с переносом импульса, а *диффузия* — с переносом массы. Поэтому все эти явления переноса существенно зависят от \bar{l} .

Для модели газа из твердых, не взаимодействующих на расстоянии сферич. молекул, обладающих только энергией поступательного движения, коэфф. Т. λ определяется *кинетической теорией газов* как $\lambda = 1/3 \rho C_V v \bar{l}$, где ρ — плотность газа, C_V — теплоемкость единицы массы при постоянном объеме, v — среднеарифметич. скорость движения молекул. Коэфф. вязкости μ для такого газа равен $1/3 \rho v \bar{l}$. Вследствие слишком упрощенной модели газа, положенной в основу расчета λ и μ , трудно ожидать хорошего совпадения для них теоретич. и эксперимент. значений. В частности, не оправдывается вывод теории о независимости λ от p (поскольку $\rho \sim p$, а $\bar{l} \sim 1/p$). Однако внутренняя связь коэфф. переноса ($\lambda = \mu C_V$) подмечена верно.

Современная кинетич. теория [1, 5] учитывает существование сил притяжения и отталкивания между молекулами. Выражение для этих сил может быть получено из квантовой механики. Однако до настоящего времени математич. трудности ограничивают возможность точного расчета свойств реальных газов. Поэтому взаимодействие между двумя молекулами описывается обычно простыми эмпирич. ф-циями — потенциалами взаимодействия (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Подбор потенциалов взаимодействия

и более точное вычисление квазиравновесной функции распределения позволили построить теоретич. модели [1, 5], достаточно хорошо аппроксимирующие эксперимент. данные для одноатомных газов во всем диапазоне темп-р, за исключением самых низких, где в поведении легких газов начинают проявляться квантовые эффекты.

Учет внутренних степеней свободы многоатомных молекул обычно проводится с помощью поправки Эйкена (A. Eucken): $\lambda = \mu (2,5 C_{\Pi} + C_e)$, где C_{Π} — часть теплоемкости, связанной только с поступательным движением молекул, а C_e — та часть ее, к-рая обусловлена энергией вращат. и колебат. степеней свободы, а также электронной энергией. Учитывая, что $C_{\Pi} = 3R/2M$, а $C_V = C_{\Pi} + C_e$, можно записать:

$$\lambda = \mu \left[2,5 \frac{3R}{2M} + \left(C_V - \frac{3R}{2M} \right) \right] = \mu C_V \left[(9\gamma - 5)/4 \right], \quad \gamma = C_p/C_V,$$

где M — молекулярный вес, а C_p — теплоемкость при постоянн. давлении.

Соотношение Эйкена можно объяснить теоретически [1], если допустить, что обмен энергией между поступат. степенями свободы и остальными происходит достаточно быстро, т. е. время релаксации мало. Известно, что для установления энергетич. равновесия между вращат. и поступат. степенями свободы требуется неск. десятков столкновений, а при наличии колебат. степеней свободы для установления равновесия требуется до неск. тысяч столкновений. Этим объясняется тот факт, что предположение Эйкена лучше соответствует действительности при высоких T , когда число столкновений молекул в сек. велико. Среднее отклонение от эксперимент. данных по λ при учете поправки Эйкена обычно составляет менее 10%, хотя для отдельных газов (CO_2 , H_2O) доходит до 20—30%.

Молекулярно-кинетич. теория учитывает только парные столкновения молекул, поэтому результаты ее не применимы при больших плотностях газа, когда

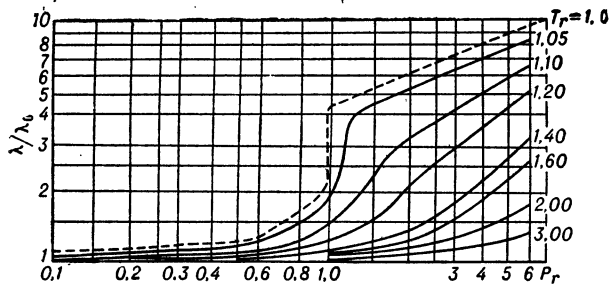


Рис. 1. Обобщенная зависимость коэфф. Т. газа λ/λ_0 от приведенного давления p_r и приведенной темп-ры T_r , полученная с помощью корреляции данных для 7 газов на основе закона соответственных состояний, λ_0 — коэфф. Т. того же вещества при той же темп-ре и «низком» давлении $p_r < 1$ мм рт. ст. $< p < 1$ бар, когда влияние p на λ ничтожно мало и газ близок к идеальному ($p_r = p/p_c$, $T_r = T/T_c$, где p_c и T_c — критич. значения давления и темп-ры).

начинают играть значительную роль тройные столкновения. Эксперимент. данные показывают, что с повышением p коэфф. Т. всех газов увеличивается (рис. 1). Установлено, что при низких и средних давлениях (до неск. бар или $p_r = p/p_c < 0,3$) эффект увеличения λ с ростом p сравнительно мал и не превышает 1% от коэфф. Т. на 1 бар.

Т. газовых смесей, вообще говоря, не является линейной ф-цией состава смеси и может быть больше или меньше, чем для к.-л. из исходных компонентов.

Для смесей неполярных газов Брокау (Brokaw R. S.) предложил простое правило, хорошо подтвердившееся на практике: $\lambda_{sm} = 0,5 (\lambda_{sm} + \lambda_{rm})$, где λ_{sm} и λ_{rm} — средние коэфф. Т., определяемые как: $\lambda_{sm} = x_1 \lambda_1 + x_2 \lambda_2 + \dots$; $(1/\lambda_{rm}) = (x_1/\lambda_1) + (x_2/\lambda_2) + \dots$ (x_1, x_2, \dots — молярные доли компонентов). Для газовых смесей, содержащих полярные молекулы, или для смесей при высоком давлении ф-лу Брокау приходится заменять более сложными выражениями [3].

Теория теплопроводности жидкостей. Удовлетворительной теории Т. жидкостей не существует. Божьшинство теоретич. или полуэмпирич. выражений основано на модели, предложенной Бриджманом (Bridgman P. W.) [4]. Модель учитывает, что скорость звука u_s в жидкости в 5—10 раз превышает скорость движения самих молекул, определенную из кинетич. теории. Поэтому коэфф. Т. жидкости, отражающий скорость переноса в ней энергии, должен отличаться от значения, рассчитанного по теории Т. газов. Современные методы расчета жидкостей [4] основываются на предположении, что энергия молекул жидкости, пропорциональная C_p , передается от горячего изотермич. слоя к более холодному со скоростью, равной скорости звука, или $\lambda = \rho C_p u_s L$, где ρ — плотность, а L — среднее межмолекулярное расстояние: $L = \Delta - d$ (Δ — расстояние между центрами молекул диаметра d). Расхождение расчетных и эксперимент. данных составляет 5—15%, но иногда доходит до 50%.

Коэфф. λ и μ жидкостей подчиняются значительно более сложным закономерностям, чем те же коэфф. у газов. В частности, не существует характерной для газов простой пропорциональности между λ и μ . Как правило, μ и λ жидкостей убывают с темп-рой. Это связано с тем, что λ и μ жидкостей определяются взаимодействием межмолекулярных силовых полей, препятствующих любому относ. движению между двумя смежными слоями. С возрастанием T энергия теплового движения молекул способствует преодолению молекулярных сил притяжения, вследствие чего μ и λ жидкостей должны уменьшаться, в то время как у газов с повышением T передаваемая энергия, а следоват., и λ , увеличиваются. У жидкостей влияние темп-ры на λ значительно слабее, чем на μ . Оно может быть аппроксимировано линейной зависимостью с коэфф. пропорциональности α от $-0,0005$ до $-0,002$ для различных типов жидкостей.

Данных о влиянии давления на λ жидкостей еще очень мало. Замечено, что коэфф. Т. жидкостей растет с повышением давления и при $p = 12000$ бар он на 50—70% (первое — для воды, второе — для н-пентана) превышает свое значение при атм. давлении. До 30—40 бар влияние p на λ ничтожно мало.

Теория теплопроводности твердых тел. а) Д-э-л-э-к-т-р-и-к-и. Процессы, управляющие Т. твердых тел, столь разнообразны, что могут быть рассмотрены лишь в самых общих чертах. Особые трудности возникают при изучении вопроса о переносе теплоты колебаниями решетки.

У диэлектриков, не имеющих свободных электрич. зарядов, Т. обусловлена коллективными колебаниями атомов кристаллич. решетки, принимающих вид волн смещения. Эти колебания вызывают флуктуации плотности, к-рые могут проявляться как изменения коэфф. преломления. Последующие волны смещения, несущие энергию теплового движения, встречая область, в к-рой коэфф. преломления отличен от его средн. объемного значения, будут рассеиваться. Это рассеяние тем сильнее, чем больше макс. смещение атомов от их средних положений в решетке, т. е. чем выше T . Тем самым объясняется экспериментально установленный факт убывания Т. твердых диэлектриков при достаточно высоких темп-рах: $\lambda \sim 1/T$.

Пикообразный характер изменения λ при низких T смогла объяснить лишь квантовая механика (рис. 2). В квантовой теории *твёрдого тела* показано, что тепловые колебания решетки можно представить как совокупность конечного числа *нормальных колебаний*,

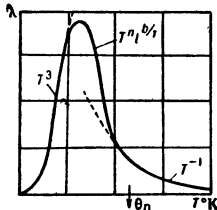


Рис. 2. Характерный вид зависимости коэфф. T . λ диэлектрика (искусственный сапфир) от темп-ры T (θ_D — дебаевская темп-ра).

при интерференции к-рых образуются волновые пакеты — *фононы*. При таком описании решетка рассматривается как объем, заполненный газом фононов, а к последнему применяется вывод простейшей кинетич. теории газов: $\lambda = \frac{1}{3} \bar{c} \bar{v} l$, где \bar{c} — теплоемкость, \bar{v} — скорость распространения фононов, равная скорости звука, а l — длина свободного пробега фононов.

Установлено, что наиболее важные для T . процессы заключаются в обмене энергией между тремя фононами: один фонон

аннигилирует и рождаются два других либо два фонона исчезают и рождается третий. Эти трехфононные процессы делятся на два класса: нормальные процессы рассеивания, в к-рых квазимпульс сохраняется, и процессы переброса, существенно изменяющие квазимпульс, что в конечном счете обуславливает переход системы из неравновесного состояния в равновесное. Доказано, что величина λ твердых тел полностью определяется *перебросами процессами*.

При темп-рах, ниже *дебаевской температуры* θ_D , столкновения длинноволновых фононов не приводят к процессам переброса, поэтому диссипация энергии фононов прекращается и длина их свободного пробега l экспоненциально возрастает с уменьшением T : $l \sim \exp(\theta_D/bT)$, где $b \approx 2$. В соответствии с законом Дебая теплоемкость $c \sim (T/\theta_D)^3$, следовательно, коэфф. T . λ должен увеличиваться как $(T/\theta_D)^3 \exp(\theta_D/bT)$.

При $T < (1/20)\theta_D$ величина l становится сравнимой с размерами реального кристалла, а поскольку границы кристаллов обычно плохо отражают фононы, l можно считать константой, равной размеру кристалла. Т. о., при $T \rightarrow 0$ коэфф. T . λ должен убывать с убыванием T как T^3 .

Эта же теория объяснила поведение коэфф. T . аморфных веществ, в к-рых нет дальнего порядка, т. е. «кристаллы» их имеют размеры порядка атомных. В силу этого рассеяние на «границах» в подобных веществах должно преобладать при всех T , а $l = \text{const}$. Коэфф. T . у них должен быть $\sim T^3$ при низких темп-рах и не зависеть от темп-ры при умеренных и высоких T ($T > \theta_D$). Все эти положения дают качественное объяснение поведения большинства реальных кристаллов и многих др. диэлектриков, но они не могут предсказать точную величину и даже порядок λ . Теория не в состоянии учесть отклонения от периодичности решетки, вызванные наличием примесей атомов других элементов и собственных изотопов [7, 8].

б) М е т а л л ы. T . металлов обусловлена движением и взаимодействием носителей тока — электронов зоны проводимости (см. *Зонная теория*). В общем случае λ равно сумме решеточного λ_L и электронного λ_e компонентов: $\lambda = \lambda_L + \lambda_e$. Соотношение между λ_e и λ_L зависит от T , при обычных темп-рах, как правило, $\lambda_e \gg \lambda_L$. Если применить к потоку свободных электронов простейшую кинетич. теорию газов и предположить, что длина свободного пробега их не зависит от скорости, то из теории следует, что $\lambda_e = 2(k/e)^2 \sigma T$, где e — заряд электрона, k — *Больцмана постоянная*, σ — *электропроводность*. Это ур-ние содержит

в себе *Видемана — Франца закон*. Строгая квантово-механич. теория учитывает не только то, что возможны переходы между энергетич. состояниями всех электронов зоны проводимости, но и то, что только электроны с наиболее высокими энергиями (в интервале kT около *Ферми уровня*) могут давать вклад в перенос теплоты. Статистика Ферми — Дирака дает возможность вычислить λ_e для полностью вырожденного металла: $\lambda_e = (\pi^2/3)(k/e)^2 \sigma T$. Этот закон позволяет свести задачу об определении электронной T . λ_e к расчету электропроводности металлов σ (рис. 3), однако он нарушается при $T < \theta_D$, когда существенно электрон — фононное взаимодействие. Возможность рассеяния электронов быстро уменьшается с T (σ растет с убыванием T как T^{-5}), однако электрон — фононные столкновения могут приводить к значительному изменению энергии электронов, так что λ_e растет

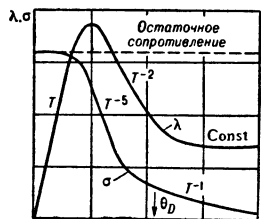


Рис. 3.

Сравнительное поведение зависимостей коэфф. электропроводности σ и коэфф. T . λ металла от темп-ры T (θ_D — дебаевская температура).



Рис. 4.

Типичное изменение коэфф. T . λ простого примесного полупроводника с увеличением коэфф. электропроводности σ (темп-ра T принята постоянной, коэфф. T . решетки λ_L считается независимым от доли примесей и, следовательно, от σ).

несколько медленнее (как T^{-2}). При $T \rightarrow 0$ рассеяние на фононах становится пренебрежимо малым и закон пропорциональности $\lambda_e \sim \sigma T$ снова имеет место. Из всех металлов только у Bi и Sb λ_L оказывается существенным по сравнению с λ_e , что объясняется их сравнительно низкой электропроводностью.

в) П о л у п р о в о д н и к и можно разделить на два класса в зависимости от величины σ . Те из них, к-рые наиболее широко применяются в *транзисторах*, имеют наибольшую σ и поэтому при низких и умеренных T их коэфф. T . приближается к λ_L диэлектрич. кристаллов (рис. 4). У второго класса полупроводников (с заметной σ) λ_e сравнима с λ_L .

Если предположить, что при низких концентрациях x носителей тока длина их свободного пробега не зависит от скорости, то должны быть справедливы положения простейшей кинетич. теории газов (см. *Металлы*), согласно к-рой $\partial \lambda / \partial \sigma = 2(k/e)^2 T$. Поскольку при дальнейшем росте x газ становится вырожденным, то можно ожидать, что скорость изменения $d\lambda/d\sigma$ возрастает до тех пор, пока не станет, как в металле, равной $d\lambda/d\sigma = \frac{\pi^2}{3}(k/e)^2 T$ (рис. 4). Действительный характер зависимости λ от σ оказывается сложное благодаря влиянию примесей на λ_L и многим до сих пор малоисследованным процессам (биполярной диффузии, переносу *экситонов* и т. д.).

Влияние давления на коэфф. T . твердых веществ с хорошей точностью можно принять линейным, при этом у минералов и многих металлов λ возрастает с ростом p .

М е т о д ы и з м е р е н и я коэфф. T . [9—11] отличаются большим разнообразием, что связано с раз-

личием физ. свойств объектов исследования и условий исследования.

Лит.: 1) Гиршфельдер Д.ж. [и др.], Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; 2) Паттерсон Г. Н., Молекулярное течение газов, пер. с англ., М., 1960; 3) Карслоу Г., Егер Д., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1964; 4) Рид Р., Шервуд Т., Свойства газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1964; 5) Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; 6) Лыков А. В., Теория теплопроводности, М., 1952; 7) Займан Д.ж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; 8) Драбл Д.ж., Голдсмит Г., Теплопроводность полупроводников, пер. с англ., М., 1963; 9) Чудновский А. Ф., Теплофизические характеристики дисперсных материалов, М., 1962; 10) Микрюков В. Е., Теплопроводность и электропроводность металлов и сплавов, М., 1959; 11) Цедерберг Н. В., Теплопроводность газов и жидкостей, М.—Л., 1963.

Ю. В. Полежаев.

ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЕ — то же, что *энтальпия*.

ТЕПЛОСТОЙКОСТЬ (термическая стойкость) — способность материалов сохранять свои механические свойства (твердость, упругость и т. д.) и структуру при многократных термич. воздействиях. Величина предельной темп-ры $T_{пред}$ при к-рой начинается изменение механ. свойств и структуры вещества, является мерой теплостойкости.

Табл. 1 — Предельные температуры $T_{пред}$ для некрых огнеупорных и изоляционных изделий.

Наименование изделия	$T_{пред}$ (°C)	Наименование изделия	$T_{пред}$ (°C)
Асбест	700	кирпич	до 1430
Асботермит	550		
Минеральная вата	550		
Шлаковая вата	750		
Пенобетонные блоки	300	изделия	1700
Пеношамот	1300		
		пироксидные	1800
		графитовые	2000

Для *теплоносителей* мерой T служит темп-ра, при к-рой начинается интенсивное термич. разложение вещества, сопровождающееся изменением его физ. свойств (плотности, вязкости и др.) и состава.

Табл. 2. — Температуры начала интенсивного разложения некрых веществ.

Теплоноситель	Граница теплостойкости (°C)
Дифенил	420
о-терфенил	415
м-терфенил	415
Моноизопротилдифенил	400
Дифенильная смесь	400
Минеральные масла	250

Лит.: 1) Теплотехнический справочник, т. 1, М., 1957; 2) Чечеткин А. В., Высокотемпературные теплоносители, 2 изд., М.—Л., 1962. Ю. М. Бабиков.

ТЕПЛОТА — как тепловое движение представляет собой беспорядочное движение образующих тело (систему) частиц (молекул, атомов, электронов, фотонов и т. п.). Закономерности теплового движения и его влияние на свойства тел изучаются *термодинамикой, статистической физикой, кинетикой физической*. Энергия теплового движения входит составной частью во внутреннюю энергию U системы.

Термином T наз. также одну из форм обмена энергии Q между телами (др. формой является работа, см. *Первое начало термодинамики*). При обмене энергией в форме теплоты (при теплообмене), часть внутр. энергии тела, обладающего более высокой темп-рой, передается телам с меньшей темп-рой. Эта часть изменения внутр. энергии тела наз. *количеством*

теплоты (Q). В отличие от U — однозначной ф-ции параметров состояния, количество теплоты, являясь лишь одной из составляющих полного изменения U , не может быть представлено в виде разности значений нек-рой ф-ции параметров состояния. Следовательно, элементарное количество теплоты (соответствующее элементарному изменению состояния тела) не может быть дифференциалом к.л. ф-ции параметров состояния. В соответствии с этим Q , переданное при изменении состояния тела, еще не определяется значениями его начального и конечного состояний. Для определения Q должен быть известен процесс изменения состояния, т. е. все промежуточные состояния. Измеряется Q в единицах энергии (*джоулях*).

ТЕПЛОТА ПАРООБРАЗОВАНИЯ (испарения) — количество *теплоты*, к-рое необходимо сообщить веществу в равновесном *изотермическом процессе* (при темп-ре насыщения паров), чтобы полностью превратить его в пар (см. *Парообразование*). Различают удельную T п. [дж/г, кал/г] и мольную T п. [дж/моль, кал/моль]. T п. r как теплота фазового перехода 1-го рода может быть определена из *Клапейрона — Клаузиуса уравнения*. Для оценки r при норм. $T_{кип}$ применяют также *Трутона правило*. Графич. методы определения T п. основаны на сравнении неизвестной величины r с T п. эталонного вещества (напр., по диаграмме Кокса — Отмера [4]). Существуют также эмпирич. соотношения между r и критич. параметрами веществ [4].

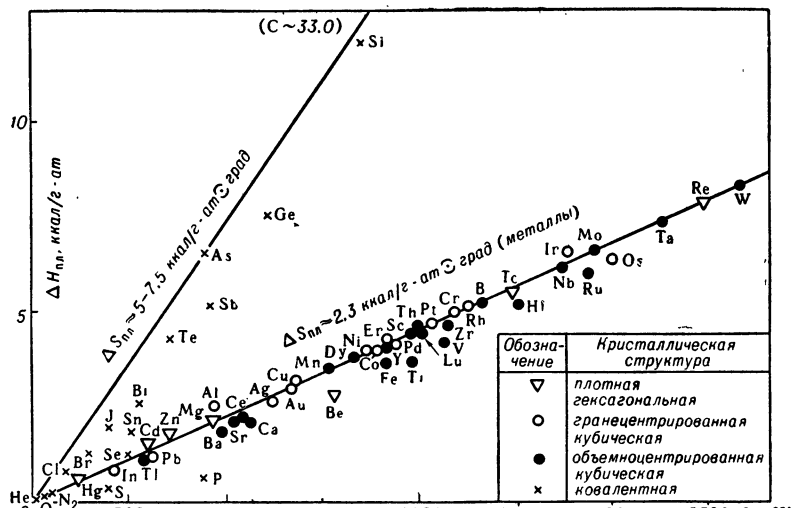
К экспериментальным методам определения T п. относятся: метод ввода тепла, метод смешения, метод протока и их модификации [5, 6, 7].

Теплота парообразования r при давлении $p_0 = 760$ мм рт. ст. *

Вещество	Хим. ф-ла	Мол. вес	$T_{кип}$ (°C)	r (дж/г)	r (кал/г)
Аммиак	NH ₃	17,032	-33,4	1369	327,00
Анилин	C ₆ H ₇ N	93,12	184,4	448	107
Ацетон	C ₃ H ₆ O	58,08	56,1	523,3	125
Бензол	C ₆ H ₆	78,108	80,100	394,4	94,21
Бутиловый спирт (н)	C ₄ H ₁₀ O	74,12	117,7	590,3	141
Вода	H ₂ O	18,016	100,0	2256,7	539,0
Гексан (н)	C ₆ H ₁₄	86,172	68,74	337,1	80,52
Гептан (н)	C ₇ H ₁₆	100,198	98,43	317,8	75,90
Метан	CH ₄	16,042	-161,49	510,5	121,92
Метиловый спирт	CH ₃ O	32,04	64,51	1121,7	267,92
Нафталин	C ₁₀ H ₈	128,164	117,955	341	81,44
Нитробензол	C ₆ H ₅ N	123,11	210,6	410	98
Оксис углерода	CO ₂	28,011	-191,5	215,6	51,51
Октан (н)	C ₈ H ₁₈	114,224	125,66	303	72,30
Пропилен	C ₃ H ₆	42,078	-47,70	440,5	105,22
Пропан (н)	C ₃ H ₈	44,094	-42,07	446	106,61
Пентан (н)	C ₅ H ₁₂	72,146	36,07	358	85,51
Силикан (диэтил-полисилоксан)	—	400	282	122,6	29,28
Тяжелая вода	D ₂ O	20,029	101,43	2070	494,48
Толуол	C ₇ H ₈	92,134	110,625	363	86,70
Уксусная кислота	C ₂ H ₄ O ₂	60,05	118	390	93,27
Фреон 113	C ₂ F ₃ Cl	187,39	47,68	144	34,52
Циклогексан	C ₆ H ₁₂	84,156	80,738	360	85,93
Этилен	C ₂ H ₄	28,052	-103,71	481	114,89
Этан	C ₂ H ₆	30,068	-88,63	485	115,85
Этилбензол	C ₈ H ₁₀	106,160	136,186	339	80,94
Этиловый спирт	C ₂ H ₅ O	46,07	78,3	963	229,97

* Значения r для элементов см. в соответствующих ст. ФЭС.

Лит.: 1) Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, т. 1, М.—Л., 1964; 2) Варгафтик Н. Б., Справочник по теплотехническим свойствам газов и жидкостей, М., 1963; 3) Термодинамические свойства индивидуальных веществ, под ред. В. П. Глушко, т. 1—2, М., 1962; 4) Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1953; 5) Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; 6) Вревский И. М. С., Работы по теории растворов, М.—Л., 1953; 7) Кириллин В. А., Шейндлин А. Е., Исследования термодинамических свойств веществ, М.—Л., 1963. А. Н. Гуреев.



Связь между теплотой $\Delta H_{пл}$ плавления и $T_{пл}$ в зависимости от характера межатомного взаимодействия.

ТЕПЛОТА ПЛАВЛЕНИЯ ($\Delta H_{пл}$) — количество

теплоты, к-рое необходимо сообщить твердому кристаллич. веществу в равновесном изотермич. процессе (при $T_{пл}$), чтобы перевести его в жидкое состояние. Различают удельную $T. п.$ [$дж/г, ккал/г$] и молярную (грамм-атомную) $T. п.$ [$дж/моль, ккал/моль$ или $ккал/г-ат$]. $T. п.$ затрачивается на ослабление межатомных (межмолекулярных) связей в веществе и разрушение части их, приводящее к плавлению.

Теплота плавления некоторых веществ.

Металлы		Неметал. элементы		Соединения					
Вещ-ство	$\Delta H_{пл}^*$	Вещ-ство	$\Delta H_{пл}^*$	Вещ-ство	$\Delta H_{пл}^{**}$	Вещ-ство	$\Delta H_{пл}^{**}$		
Li	0,69	Mo	6,65	B	5,30	MgO	18,5	HfN	88,2
Na	0,62	W	8,42	C	(33,0)	CaO	18	ZrN	82,2
K	0,55	Mn	3,20	Si	12,11	SrO	16,7	TiN	80,5
Rb	0,52	Re	7,9	Ge	7,60	BaO	13,8	VN	60,1
Cs	0,50	Fe	3,70	O	0,106	Al ₂ O ₃	26	TaN	60,0
Mg	2,14	Co	3,75	S	0,337	Cr ₂ O ₃	25	NbN	56,8
Al	2,55	Ni	4,22	Se	1,30	ThO ₂	18	TiSi ₂	42,9
Pb	1,14	Rh	5,2	Te	4,3	TiO ₂	15,5	NbSi ₂	30
Cu	3,12	Pd	4,2	H	0,028	SiO ₂	2,2	CrSi ₂	28,2
Ag	2,69	Os	6,4	F	0,122	HfC	73,7	TaSi ₂	26,2
Au	3,05	Ir	6,6	Cl	1,531	ZrC	47,7	MoSi ₂	26,0
Ti	3,7	Pt	4,7	Br	2,52	TiC	43,8	WSi ₂	22,4
Hf	5,2	Th	4,6	J	3,77	TaC	36,8	ZrB ₂	78
Nb	6,3	U	3,0	He	0,005	NbC	33,6	TiB ₂	70
Cr	4,60	Pu	0,69	Ar	0,281	VC	30,2	NbB ₂	36

* В ккал/г-ат. ** В ккал/моль.

$T. п.$ металлов, как и их $T_{пл}$, возрастает с повышением электронной концентрации (увеличением энергии межатомных связей) и достигает макс. значений у Cr, Mo и W (VI группа периодич. системы элементов). Многие ковалентные кристаллы плавятся с полным разрушением направленных двухэлектронных связей и переходят в металлич. состояние (Si, Ge, Sb, Bi и др.). Их $T. п.$ также максимальны (см. рис. 4, б в ст. *Плавление*). Аморфные стекловидные вещества, не имеющие постоянной $T_{пл}$ и размягчающиеся в интервале темп-р, не имеют и предел. $T. п.$ (см. *Стеклообразное состояние*). Сплавы, затвердевающие в интервале темп-р (между темп-рами *ликвидуса* и *солидуса*),

можно характеризовать $T. п.$, отнесенными к температурному интервалу их плавления.

$T. п.$ связана с $T_{пл}$: с повышением $T_{пл}$ при одном и том же типе межатомных связей $T. п.$ возрастает. Отношение $\Delta H_{пл}/T_{пл} = \Delta S_{пл}$ (энтропия плавления) для металлов близко к 2,3 ккал/г-ат·град, а для ковалентных кристаллов, переходящих в металлич. состояние при плавлении, достигает 5—7,5 ккал/г-ат·град. У ковалентных кристаллов, плавящихся без разрушения ковалентных связей (сера, фосфор), она значительно ниже (см. рис.).

$\Delta H_{пл}$ как теплота фазового перехода 1-го рода может быть определена из *Клапейрона — Клаузиуса уравнения* или непосредственно методами *калориметрии*.

Лит.: 1) Базаров И. П., Термодинамика, М., 1961; 2) Stull D. R., Sinkov G. C., Thermodynamic properties of the elements, Wash., 1956; 3) Handbook of thermophysical properties of solid materials, у. 1, Oxf. — [a. o.], 1961. В. К. Григорович.

ТЕПЛОТА ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ (λ) —

определяется изменением внутренней энергии вещества и совершенной в процессе превращения работой. Различают молярную $T. ф. п.$ (измеряемую в дж/моль) и удельную ($дж/г$). Фазовые превращения в большинстве случаев могут протекать как в прямом, так и в обратном направлениях; при этом абс. значения λ одинаковы, но их знаки противоположны: $\lambda > 0$ при поглощении теплоты и $\lambda < 0$ при выделении теплоты.

Первое начало термодинамики применительно к фазовому превращению записывается

$$\delta\lambda = dU + p dv + \delta A', \quad (1)$$

где dU — приращение внутренней энергии, $p dv$ — работа расширения (p — внешнее давление, dv — приращение объема); $\delta A'$ — работа против электр., магнитных и др. сил, не связанная с расширением.

Если превращение протекает равновесно, т. е. химические потенциалы обеих фаз равны, то $\delta A' = 0$ и

$$\delta\lambda = dU + p dv. \quad (2)$$

Работа расширения — положительная (при увеличении объема системы, вызванным фазовым превращением) или отрицательная (в противоположном случае) — неизбежна при всяком фазовом превращении, т. к. ни одно вещество не образует двух различных фаз с одинаковыми молярными объемами.

Каждой темп-ре, при к-рой 2 фазы могут быть в равновесии, отвечает строго определен. давление p , как, напр., в системах вода — пар, вода — лед и т. п. $T. о.$, равновесно и изотермически проходящие фазовые превращения являются одновременно и процессами изобарическими. Интегрирование (2) при постоянном p дает

$$\lambda = U_2 - U_1 + p v_2 - p v_1 = H_2 - H_1, \quad (3)$$

где $H = U + p v$ — *энтальпия* соответственно исходной (H_1) и конечной (H_2) фаз, v_2 и v_1 — молярные или уд. объемы этих фаз.

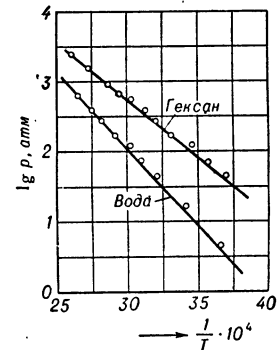
$T. ф. п.$ в ряде случаев (конденсация насыщенного пара воды, плавление льда и т. п.) может быть определена непосредственно калориметрически (см. *Калориметрия*). Если же такое определение технички неосуществимо, напр. при переходе моноклинной серы S_M в ромбич. S_p , то λ рассчитывается косвенно по измеренным в калориметре ΔH других реакций.

Так, в данном случае λ находится по ΔH сгорания каждой из кристаллических модификаций серы: $\lambda_{(S_M \rightarrow S_P)} = \Delta H_{S_M \text{ сгор}} - \Delta H_{S_P \text{ сгор}}$.

При равновесном протекании фазового превращения зависимость между λ , p и T выражается Клапейрона — Клаузиуса уравнением

$$\lambda = T (v_2 - v_1) dp/dT. \quad (4)$$

Ур-ние (4) мало пригодно для расчета Т. ф. п. в конденсированных системах по опытным данным. Это обусловлено тем, что, во-первых, требуется большая точность при измерении v_2 и v_1 , поскольку в случае плавления, полиморфного превращения и т. п. разность $(v_2 - v_1)$ мала. Во-вторых, при указанных фазовых превращениях производная dp/dT очень велика, и находить ее значение с требуемой точностью по измеренным T и p трудно.



Для расчета λ испарения и возгонки ур-ние (4) применяется очень широко, поскольку его можно проинтегрировать, допустив, что давление образующегося пара мало, пар подчиняется законам идеальных газов и что λ от T не зависит. Интегрирование дает: $\lg p = -\lambda/2,3RT + \text{const}$, т. е. ур-ние прямой, так что значение λ можно определить графически (рис.). Тангенс угла наклона полученной прямой равен $-\lambda/2,3R$, где λ — средняя Т. ф. п. для охваченного измерениями температурного интервала. Указанные выше допущения неверны, если система находится вблизи критич. точки и если температурный интервал слишком велик.

Располагая опытными данными относительно p , T и v , можно рассчитать $\Delta U = U_2 - U_1$ при фазовом превращении:

$$\Delta U = (T dp/dT - p) (v_2 - v_1). \quad (5)$$

Ф-ла (5) получается подстановкой (4) в (3). О трудностях расчета сказано выше.

Зависимость Т. ф. п. от T описывается ф-лой Кирхгофа

$$\lambda_{T_2} = \lambda_{T_1} + \int_{T_1}^{T_2} (c_{p_K} - c_{p_H}) dT,$$

где c_{p_K} и c_{p_H} — молярные или, соответственно, уд. теплоемкости исходной и конечной фаз.

Если рассматривается фазовый переход при условиях, не отвечающих равновесию, напр. переход воды в лед при $p = 1 \text{ атм}$ и $T < 0^\circ \text{C}$, то полезная работа $\delta A'$ уже не равна нулю и связана с Т. ф. п. ур-нием $A' = -\lambda + T (\partial A' / \partial T)_p$.

Лит.: 1) Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, т. 1, М., 1963, гл. 2, § 5, 7, 8 и гл. 4, § 3, 4, 8, 9, 11; 2) Вукалович М. П., Новиков И. И., Техническая термодинамика, М.—Л., 1955, гл. 6, § 3, 6, 7.

В. П. Древинг.

ТЕПЛОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МАНОМЕТР — прибор, действие к-рого основано на зависимости теплопроводности разреженных газов от давления. Т. м. представляет собой герметичный баллон, внутри к-рого расположена нагреваемая электрич. током проволока. При изменении давления газа p в баллоне изменяется теплоотвод от нити. Если в процессе работы Т. м. поддерживается постоянным ток I , текущий по проволоке, или подаваемое на нее напряжение U , или подводимая к ней мощность W , то изменение p вызывает изменение ее темп-ры T . Режим работы Т. м., при к-ром мерой давления газа служит темп-ра,

наз. нормальным. Возможен другой режим, когда T поддерживают постоянной (изменяют W , режим постоянной темп-ры); мерой давления при этом служит обычно I или W .

По способу измерения темп-ры различают: термомпарные манометры, где темп-ра проволоки измеряется присоединенной к ней термопарой, и Т. м. с опротивления (манометры Пирани), в к-рых темп-ра нити определяется по ее электрич. сопротивлению. В последних для повышения чувствительности проволоку иногда заменяют терморезистором.

Нижний предел измерений Т. м., определяемый тепловыми потерями на излучение и нагрев холодных держателей, обычно $\sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$. Верхний предел измерений обусловлен тем, что при больших p теплопроводность газа перестает зависеть от давления. В нормальном режиме верхний предел соответствует более низким давлениям (0,1—1 мм рт. ст.), чем в режиме постоянной темп-ры (10—50 мм рт. ст.), так как с ростом p темп-ра нити падает и приближается к темп-ре баллона, что уменьшает теплоотвод через газ.

Т. к. теплопроводности газов различны, то градуировочные характеристики Т. м. для разных газов отличаются одна от другой. Для термомпарного манометра в нормальном режиме они подобны. Поэтому, если известна зависимость эдс термопары манометра от p для одного газа, то давление другого газа получают умножением на коэфф. q . Для наиболее распространенного Т. м. с платиновой проволокой по отношению к воздуху:

$$q = 0,81 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\sqrt{M}}{1 - \exp(0,244 \sqrt{M})},$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, M — молекулярный вес газа.

Для термомпарного манометра в режиме постоянной темп-ры:

$$I = \sqrt{I_0^2 + Hp/(S + p)},$$

где I_0 — ток при $p = 0$, H и S — коэфф., зависящие от рода газа. Если H и S известны, напр., для воздуха (H_B, S_B), то для др. газа $H = H_B \lambda/\lambda_B$ и $S = S_B q\lambda/\lambda_B$, где λ и λ_B — теплопроводности газа и воздуха при высоких давлениях (табулированы).

Измерит. устройства содержат: для термомпарных манометров — схемы питания и милливольтметр для измерения эдс термопары; для Т. м. с опротивления — мостовую схему, в одно из плеч к-рой включена нить Т. м. Для Т. м., работающих в режиме постоянной темп-ры, существуют также измерит. устройства с автоматич. стабилизирующей темп-ры нити.

Лит.: 1) Грошковский Я., Технология высокого вакуума, пер. с польск., М., 1957; 2) U b i s c h H. v. o. n. «Arkiv mat., astron., fys.», 1947, bd 34A, № 14; 3) Хавкин Л. П., «ЖТФ», 1955, т. 25, вып. 4, с. 726; 4) Григорьев А. М., Хавкин Л. П., Чыбина Н. В., «ЛТЭ», 1958, № 3, с. 97. Л. П. Хавкин.

ТЕРБИЙ (Terbium) Ть — хим. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; относится к тербиевой подгруппе редкоземельных элементов; п. н. 65, ат. в. 158, 924. Природный Т. состоит из 1 изотопа Ть¹⁵⁹. Важнейший искусственный изотоп Ть¹⁶⁰ (β^- , $T_{1/2} = 72,3$ дня). Электронная конфигурация $4f^8 5d 6s^2$. Энергия ионизации Ть⁰ → Ть⁺ 6,74 эв.

Т. — металл серебристо-белого цвета, на воздухе окисляется и темнеет. Имеет полиморфное превращение ок. 1317° (все темп-ры в °С). Решетка α -Т. гексагональная плотноупакованная, $a = 3,599 \text{ \AA}$, $c = 5,696 \text{ \AA}$; для β -Т. данных нет. Атомный радиус 1,773—1,782 \AA ; ионный радиус Ть³⁺ 1,09 \AA ; Ть⁴⁺ — 0,89 \AA . Плотность ($\rho/\text{см}^3$, 25°) 8,253—8,272. $t_{\text{пл}}$ 1356°,

$t^{\circ}_{\text{кип}} 3040^{\circ}$. Теплота плавления и испарения (ккал/моль) 3,9. Уд. теплоемкость $0,041 \text{ ккал/г} \cdot \text{град} (0^{\circ})$. Коэфф. термич. расширения $7,0 \cdot 10^{-6} (25^{\circ})$. Уд. электросопротивление $116 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{см} (25^{\circ})$.

До 230° К Т. парамагнитен, ниже — ферромагнитен. Магнитная восприимчивость $172000 \cdot 10^{-6} (25^{\circ})$.

Модуль Юнга $5,75 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$, модуль сдвига $2,28 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$; коэфф. Пуассона 0,261; сжимаемость $2,45 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{кг}$ (при 27°).

В хим. соединениях Т. 3-валентен (редко 4-х). Окраска солей Tb^{3+} — зеленоватая.

Лит.: 1) Серебрянников В. В., Химия редкоземельных элементов, т. 1—2, Томск, 1960—61; 2) Металлургия редкоземельных металлов. Сб. Переводных статей, под ред. Л. Н. Комиссаровой и В. Е. Плющева, М., 1962.

Ю. Н. Михайлов.

ТЕРМАЛИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ — процесс установления равновесного распределения нейтронов в веществе. В Т. н. рассматривают сильно замедлившиеся нейтроны — с энергиями $< 1 \text{ эв}$ (тепловые нейтроны). При столь низких энергиях (порядка и ниже энергии химич. связи и теплового движения атомов вещества) нейтроны при столкновениях с ядрами среды не только теряют энергию, но и эффективно приобретают ее. Двусторонний обмен энергией между термализующимися нейтронами и средой обуславливает постепенное приближение нейтронного газа к тепловому равновесию со средой. Если бы это равновесие достиглось, то нейтроны описывались бы максвелловским распределением, определяемым только темп-рой вещества. В действительности, однако, тепловое равновесие не достигается из-за наличия поглощения нейтронов, утечки их из среды, неравновесного характера нейтронных источников и др. Так, напр., поглощение приводит к тому, что нейтроны выбывают из процесса раньше, чем испытывают число соударений, достаточное для установления теплового равновесия. В результате распределение нейтронов оказывается смещенным по сравнению с равновесным распределением в сторону более высоких энергий. При наличии утечки (этот процесс важен для систем небольших размеров) более эффективно уходят из системы нейтроны с более высокими скоростями. В результате в распределении нейтронов ослабляется высокоэнергетич. часть (явление диффузионного охлаждения). Характер неравновесных распределений термализующихся нейтронов зависит как от поглощения, источников, конечности и неоднородности среды, так и от особенностей химич. связи и теплового движения атомов данной среды. Химич. связь затрудняет обмен энергией между нейтронами и замедлителем. Так, в предельном случае абс. жесткой связи рассеяние нейтронов должно было бы быть полностью упругим, что отвечало бы полному отсутствию обмена энергией между нейтронами и средой.

Изучение Т. н. важно для реакторостроения. В обычных расчетах тепловые нейтроны в реакторе рассматриваются как одна моноэнергетич. группа и используются сечения, усредненные по равновесному распределению. Расчеты гетерогенных реакторов с сильным поглощением, большими темп-рами и градиентами темп-р требуют учета немонотонности тепловых нейтронов и неравновесности их распределений. Сечения ряда делящихся изотопов имеют резонансы поглощения в тепловой области (напр., U^{235} и Pu^{239} имеют сильные резонансы при $0,3 \text{ эв}$), поэтому малые изменения в распределении нейтронов могут заметно повлиять на реактивность.

Распределение термализующихся нейтронов по энергиям в пространстве и во времени описывается нек-рой ф-цией $\Phi(r, E, \Omega, t)$, для определения к-рой надо решить соответствующее кинетич. ур-ние (см. ур-ние (1) в ст. Нейтронов кинетическая теория). В теории Т. н. основной интерес представляет ф-ция

$\Phi(r, E, t) = \int d\Omega \phi(r, E, \Omega, t)$, к-рая наз. энергетич. спектром нейтронов. В стационарном случае спектр описывается более простой функцией: $\Phi(r, E)$. Для однородного бесконечного замедлителя с равномерным распределением источников пространственная зависимость спектра исчезает. Отсутствие пространственной зависимости спектра будет приближенно иметь место также в том случае, когда система неоднородна, но можно применить метод гомогенизации. Для этого надо, чтобы средняя длина свободного пробега нейтронов была больше или, во всяком случае, сравнима с размерами областей неоднородности.

Рассмотрим характер отклонений спектра $\Phi(E)$ в замедлителе от равновесного максвелловского спектра, описываемого ф-цией:

$$M(E) = \text{const} \cdot E \cdot (kT)^{-2} \exp(-E/kT), \quad (1)$$

где T — темп-ра среды. На рис. 1 качественно сравнивается спектр $\Phi(E)$, измеренный в водном растворе борной кислоты, со спектром $M(E)$. Сравнение обнаруживает 2 основных различия: 1) в области больших E спектр $\Phi(E)$ следует закону $1/E$ в соответствии с теорией замедления Ферми (см. Замедление нейтронов); 2) в области низких E спектр $\Phi(E)$ похож на максвелловский, но смещен по сравнению с ним в сторону более высоких энергий. Это ужесточение спектра связано, во-первых, с влиянием поглощения, а во-вторых, с влиянием химич. связи.

Низкоэнергетич. (тепловой) максимум спектра $\Phi(E)$ выражен тем слабее, чем эффективнее поглощение нейтронов. Для качественного описания эффективности поглощения вводят параметр:

$$\gamma(E) = \sum_a (E) / [\xi \sum_s (E)], \quad (2)$$

где \sum_a и \sum_s — макросечения поглощения и рассеяния соответственно, ξ — средняя логарифмич. потеря энергии на одно столкновение. На рис. 2 приведена расчетная зависимость произведения $E\Phi(E)$ от энергии для разных значений параметра $\gamma(E)$, взятого при $E = kT$. При малом поглощении виден четкий тепловой пик и довольно низкий горизонтальный фермиевский участок. При увеличении эффективности поглощения тепловой пик исчезает.

При малых поглощениях тепловой максимум спектра $\Phi(E)$ приближенно описывают выражением (1), используя в нем темп-рату T_n , неск. более высокую, нежели темп-ра T замедлителя. T_n наз. «нейтронной темп-рой» и определяется ф-лой: $T_n = T [1 + a\gamma(kT)]$, где a — эмпирич. численный множитель.

Вопрос о степени влияния особенностей химич. связи на детали спектра термализующихся нейтронов — один из наиболее острых вопросов в теории Т. н. Существуют факторы, понижающие степень этого влияния (условие сохранения числа нейтронов, принцип детального равновесия), однако преувеличивать значение этих факторов не следует. На рис. 3 сравниваются расчетные и измеренные спектры в полиэтилене при двух разных количествах поглотителя [3].

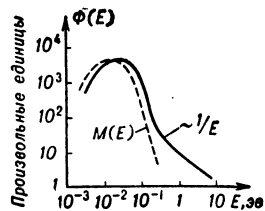


Рис. 1. Сравнение спектра термализующихся нейтронов с максвелловским спектром (пунктир).

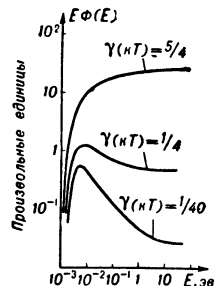


Рис. 2. Влияние поглощения на спектр нейтронов.

Расчет производился по газовой модели и модели, учитывающей химич. связь. Сравнение позволяет сделать след. заключения: 1) учет химич. связи приводит к существенно лучшему согласию с опытом, нежели расчет по газовой модели; 2) эффект химич.

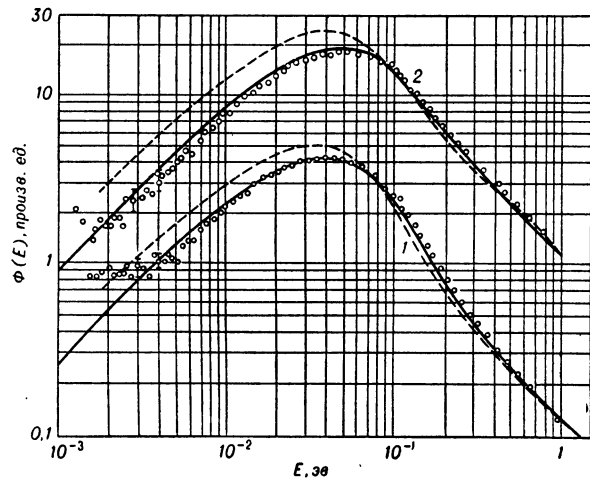


Рис. 3. Сравнение расчетных и измеренных спектров в полиэтилене (1 — случай поглощения 3 барна/Н-атом, 2 — случай поглощения 6 барна/Н-атом; пунктир — расчет по газовой модели, сплошная линия — расчет по модели, учитывающей химич. связь).

связи проявляется в дополнительном ужесточении спектра; 3) при меньшем поглощении расхождение между расчетными кривыми оказывается меньшим — нейтроны в этом случае ближе к состоянию теплового равновесия и поэтому их распределение менее чувствительно к особенностям динамики замедлителя.

Другой острый вопрос в теории Т. н. — вопрос учета пространственной зависимости спектра термализующихся нейтронов, к-рый связан с решением значительно более сложных кинетич. ур-ний, чем в случае однородной среды. Это заставляет пользоваться максим. упрощенными индикатриссами рассеяния (напр., модель тяжелого газа).

Экспериментальные работы по Т. н. ведутся в следующих основных направлениях: 1) изучение сечений рассеяния для замедлителей в тепловой области энергий нейтронов, 2) изучение спектров тепловых и эпитепловых нейтронов в различных размножающих и замедляющих средах, 3) изучение процесса установления теплового спектра нейтронов во времени, 4) изучение нейтронных спектров в средах с большими градиентами темп-р. Подробнее см.: [1—6].

Лит.: 1) Турчин В. Ф., Медленные нейтроны, М., 1963; 2) Сб. трудов симпозиума по прикладной математике Американского матем. о-ва, т. 2 — рус. пер.: Теория ядерных реакторов, под ред. Г. Биркхофа и Э. Вигнера, пер. с англ., под ред. Г. А. Батя, М., 1963; 3) Термализация нейтронов. Труды Брукхейвенской конференции, США (30 апр. — 2 мая 1962 г.), пер. с англ., под ред. М. В. Казарновского и В. И. Мостового, М., 1964; 4) Майоров Л. В. [и др.], Влияние химической связи на термализацию нейтронов, в кн.: Труды 3 Международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях, Женева, 1964, М., 1965; 5) Мостовой В. И. [и др.], Экспериментальные исследования по термализации нейтронов, там же; 6) Марчук Г. И. [и др.], Расчеты спектров медленных нейтронов, там же.

Л. В. Тарасов.

ТЕРМЕХВАКО (термомеханически обработанный ванадиево-кобальтовый сплав) — высококоэрцитивный сплав для магнитов постоянных (см. Высококоэрцитивные сплавы).

ТЕРМИСТОР (терморезистор) — активное полупроводниковое сопротивление, величина которого резко зависит от темп-ры (подробнее см. Терморезистор).

ТЕРМИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА — излучение звука при изменении темп-ры границы теплового источника, сопровождающееся расширением и сжатием окружающей среды, или при автоколебаниях в тепловых системах, в к-рых обратная связь обеспечивается возникшей звуковой волной, оказывающей влияние на процессы нагрева или горения и т. о. регулирующей преобразование энергии теплового источника в энергию звуковых колебаний [1], [2]. Пример использования Т. г. з. при периодич. изменении темп-ры границы теплового источника — *термофон*.

Термич. генерация шума имеет место, напр., в турбулентной струе воздуха, в к-рой происходит горение: кроме шума турбулентного происхождения, имеющего квадрупольный характер (см. *Акустический излучатель*), в турбулентном пламени возникает также монопольное излучение, создаваемое сгорающими элементами объема горючего [3]; этот шум имеет существенное значение при сравнительно малых скоростях потока v , т. к. интенсивность шума, порожденного монополями, $\sim v^4$, а создаваемого квадрупольными $\sim v^8$ (см. *Аэродинамическая генерация звука*). Акустич. шум в твердом теле возникает при бомбардировке его поверхности электрич. зарядами, напр. электронами, вследствие нагревания ими этой поверхности.

При возмущениях вязкого теплопроводящего сжимаемого газа или жидкости нелинейное взаимодействие изменений давления и темп-ры может при определенных условиях привести к неустойчивости потока и Т. г. з. благодаря возникшим автоколебаниям, напр. *поющее пламя*, явление Рийке [4], т. н. вибрационное горение и т. д. Механизм излучения звука в подобных случаях можно проследить на примере явления Рийке. Если в вертикальной трубе, открытой с обоих концов, установить на расстоянии $1/4$ ее длины от нижнего конца нагретую металлич. сетку с частыми ячейками, то возникшие в трубе колебания воздуха будут поддерживаться за счет энергии теплового источника; теплота будет сообщаться в момент наибольшего сжатия газа у сетки (т. е. при наибольшей темп-ре этого участка газа) и отниматься при наибольшем разрежении. При этом существ. роль играет конвекция газа в трубе (тяга).

В ряде важных в технике случаев Т. г. з. связана с возбуждением колебаний различных частот в камере сгорания реактивных двигателей, топках котлов и т. д. [5, 6]. Эти колебания (т. н. вибрационное горение) могут играть как полезную (повышение эффективности сгорания топлива), так и вредную роль (неустойчивость горения в ракетных двигателях и выход их из строя); помимо Т. г. з., большое значение в этих случаях имеют другие механизмы возбуждения колебаний.

Лит.: 1) Mawardi O. K., «Repts Progr. Phys.», 1956, v. 19, p. 156; 2) Trilling L., «J. Acoust. Soc. America», 1955, v. 27, № 3, p. 425; 3) Bragg S. L., «J. Inst. Fuel», 1963, v. 36, № 264, p. 12; 4) Стрэтт Дж. (Лорд Рэлея), Теория звука, пер. с англ., т. 2, М.—Л., 1944; 5) Раушенбах Б. В., Вибрационное горение, М., 1961; 6) Крококо Л. Чжень Си нь-и, Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях, пер. с англ., М., 1958.

В. А. Красильников.

ТЕРМИЧЕСКАЯ ДИССОЦИАЦИЯ — распад молекул под действием тепла. См. *Диссоциация*.

ТЕРМИЧЕСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ — ионизация газа при высокой темп-ре. При термодинамич. равновесии газа при достаточно высокой темп-ре в составе газа наряду с нейтральными молекулами появляются ионы и электроны, относительная концентрация к-рых может быть определена термодинамическим или статистическим путем. Приближенное выражение для степени ионизации получено М. Саха (см. *Саха формула*). Т. и. играет существенную роль в астрофизике, электрич. разрядах в газах при больших

плотностях тока и высоких давлениях (см. *Дуговой разряд*), физике высокотемпературной плазмы.

Аналогичный Т. и. процесс — появление проводимости в *полупроводниках* при их нагревании.

Л. А. Сена.

ТЕРМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ — исследование превращений вещества в процессе нагревания или охлаждения. Т. а. применяется для определения темп-р *фазовых превращений* (плавление, кипение, полиморфные превращения, диссоциация и т. д.), для построения *состояния диаграмм*, для установления фазового состава механич. смесей, определения чистоты индивидуальных веществ и др.

Т. а. осуществляется методом кривых нагревания и охлаждения (термография, или дифференциальный Т. а. — ДТА), в нек-рых случаях — визуальным методом. Запись кривых нагревания или охлаждения производится автоматич. регистрирующими установками чаще всего в координатах: темп-ра образца $t_{об}$ — время τ (пирометр Н. С. Курнакова) или t — разность Δt темп-р образца и эталона (аппарат Ле Шателье — Саладена). Кривые регистрируются или фотозаписью (зеркальный *гальванометр*), или пером самописца (*потенциометр*).

Для записи кривых $t_{об}$ — τ тигли или пробирки с образцом и эталоном (веществом, не испытывающим превращений в исследуемом интервале темп-р) нагреваются в печи с регулируемой постоянной скоростью. В образец и эталон вставляются рабочие спай простой и дифференциальной термопар, смонтированных вместе. 1-я показывает t образца, 2-я — Δt , возникающую между нагреваемыми в одинаковых условиях эталоном и образцом в момент превращения последнего. Если в процессе нагревания (охлаждения) не происходит превращений, связанных с поглощением или выделением теплоты, кривая $t_{об}$ — τ представляет собой непрерывную наклонную линию, дифференциальная запись — прямую, перпендикулярную к оси темп-р (нулевое положение). При наличии же термич. эффектов наблюдается отклонение этих линий от первоначального направления или к оси времени (эндотермич. процесс) или в противоположную сторону (экзотермич. процесс). В 1-м случае на кривой $t_{об}$ — τ появляется горизонтальная площадка или излом, обусловленные замедлением скорости нагревания образца, и вследствие этого — отклонение дифференциальной записи от нулевого положения с последующим возвращением ее после окончания процесса в прежнее положение (пик). Во 2-м случае, вследствие возрастания скорости нагревания образца, наблюдается внезапный подъем и на простой и на дифференциальной записях. По наличию отклонений и их положению на термограммах устанавливаются темп-ры фазовых превращений.

В практике часто применяют т. н. комплексный ДТА, в к-ром одновременно с записью кривых нагревания регистрируются кривые изменения веса (термогравиметрия), объема, электропроводности, кривые газовой выделения и т. д.

Визуальный метод применим для установления темп-р кристаллизации в прозрачных средах, напр. солевых и органич. системах. В растворах или расплавах различного состава, помещаемых в тигли или пробирки, визуально определяются t исчезновения последних кристаллов (при нагревании) или появления первых кристаллов (при охлаждении). В нек-рых случаях для наблюдения кристаллизации применяют микроскоп с нагревательным столиком.

Лит.: 1) Курнаков Н. С., Избр. труды, т. 1, М., 1960, с. 210; 2) Аносов В. Я., Погодиной С. А., Основы начала физико-химического анализа, М.—Л., 1947, с. 210; 3) Пуринов Г. Г., Пирометр Н. С. Курнакова, М., 1953; 4) Берг Л. Г., Введение в термографию, М., 1961; 5) Smith

hers W. J., Chiang Yao, The differential thermal analysis, N. Y., 1958; 6) The differential thermal investigation of clays, ed. R. C. Mackenzie, L., 1957. И. С. Рассонская.

ТЕРМИЯ — единица измерения количества теплоты в МТС системе единиц. За 1 Т. принято количество теплоты, необходимое для нагревания 1 т воды на 1° С. 1 Т. = 1000 ккал = 4186,8 дж.

ТЕРМОАНЕМОМЕТР — прибор для измерения скорости потока жидкости или газа от 0,1 м/сек и выше, принцип действия к-рого основан на зависимости между скоростью потока v и теплоотдачей, помещенной в поток проволоочки, нагретой электрич. током. Основная часть Т. — *мост измерительный* (рис. 1), в одно плечо к-рого включен чувствит. элемент в виде нити из чистого инертного металла (Pt, W, Ni) длиной 3—12 мм и диаметром 0,005—0,15 мм, укрепленной на тонких конич. стержнях — электродах. Количество тепла, передаваемое нагретой проволоочкой потоку жидкости (газа), зависит от физ. характеристик

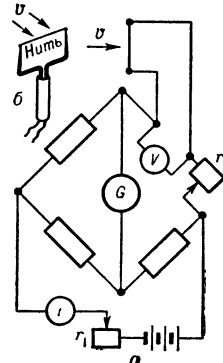


Рис. 1. Принципиальная схема термоанемометра.

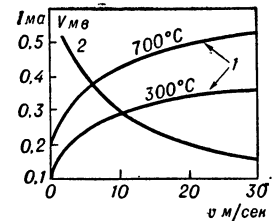


Рис. 2. Типичные тарировочные кривые: 1 — для $V = \text{const}$; 2 — для $I = \text{const}$.

движущей среды, геометрии и ориентации проволоочки. Наиболее распространены 2 типа Т.: постоянного сопротивления (температуры) и постоянной силы тока. В первом для приведения моста к равновесию регулируется r_1 ($V = \text{const}$), во втором — регулируется r_2 ($I = \text{const}$). С увеличением темп-ры проволоочки чувствительность Т. увеличивается. Благодаря малой инерционности, высокой чувствительности и точности при малых v вплоть до 0,1 м/сек и компактности Т. широко применяется при изучении неустановившихся движений и течений в *пограничном слое* вблизи стенки, для определения направления скорости потока (двух- и трехниточные Т.) и гл. обр. турбулентности воздушных потоков. Т. используются для зондирования потоков как при обычных давлениях, так и при больших разрежениях.

Лит.: 1) Горлин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения, М., 1964; 2) Попов С. Г., Измерение воздушных потоков, М.—Л., 1947. Л. В. Козлов.

ТЕРМОБАРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ — комбинация взаимно связанных полей темп-ры и давления в атмосфере. Часто под Т. п. подразумевают сочетание полей темп-ры и давления на к-л. уровне атмосферы. Т. п. используются при анализе развития атм. процессов для прогноза погоды. Для исследования Т. п. удобны карты *барической топографии*.

ТЕРМОГАЛЬВАНОМЕТР — распространенное назв. термоэлектрич. прибора высокой чувствительности с *магнетозлектрическим гальванометром* в качестве указывающего прибора (подробнее см. *Термоэлектрическая измерительная система*).

Лит.: Червякова В. И., Термоэлектрические приборы, М.—Л., 1963.

ТЕРМОДИНАМИКА изучает тепловые свойства макроскопич. систем, не обращаясь, в отличие от *статистической физики*, к микроскопич. строению составляющих систему тел. Феноменологич. Т. строится на основе нескольких основных принципов —

начал Т., к-рые являются обобщением многочисленных наблюдений за свойствами макроскопич. систем. Обоснование законов Т., их связь с законами движения частиц, из к-рых построены макроскопич. тела, дается статистической физикой, к-рая одновременно позволяет выяснить границы применимости Т.

Основная область применения Т. — системы, находящиеся в состоянии *термодинамического равновесия*, т. е. таком состоянии, в которое переходит изолированная макроскопич. система по истечении достаточно большого промежутка времени (время *релаксации*). Т. к. равновесное состояние устанавливается, строго говоря, бесконечно долго, то равновесный процесс, при к-ром система проходит через непрерывный ряд равновесных состояний, является бесконечно медленным процессом и как таковой обратим (см. *Обратимый процесс*). В случае необратимых процессов Т. указывает направление их протекания; изучение вопроса о скоростях таких процессов является предметом термодинамики *необратимых процессов*.

Если замкнутая (или изолированная) система находится в равновесном состоянии, то в равновесии находятся и отдельные ее части — подсистемы. Равновесное состояние системы может быть полностью охарактеризовано небольшим числом физич. параметров (напр., темп-рой Т и давлением *p*, если речь идет об однородной жидкости или газе), значения к-рых не меняются со временем. Необходимо подчеркнуть, что неизменность во времени состояния к.-л. тела еще не является достаточным признаком того, что тело находится в состоянии термодинамич. равновесия. Так, помещенный в термостат участок электрич. цепи, по к-рому течет постоянный ток, находится в неизменном состоянии практически неограниченное время. Однако это состояние не является состоянием термодинамич. равновесия: протекание тока сопровождается необратимым превращением энергии электрич. тока в тепло, отводимое в термостат. Близким, по существу, примером систем, к-рые могут находиться в стационарном, но не равновесном состоянии, являются все т. н. *открытые системы* (см. также *Биоэнергетика*). Во всех подобных случаях рассматриваемое тело является частью большой системы, находящейся в неравновесном состоянии.

Для формулировки феноменологич. Т. большое значение имеет понятие функции состояния. Величина, характеризующая систему, называется ф-цией состояния, если ее значение не зависит от способа, посредством к-рого система была приведена в данное состояние. *Первое начало термодинамики* (Р. Майер, 1842; Гельмгольц, 1847) утверждает, что *внутренняя энергия* системы *U* является ф-цией состояния, и ее изменение определяется разностью между количеством тепла *dQ*, сообщенным системе, и *работой dA*, совершенной системой: $dU = dQ - dA$.

Согласно *второму началу термодинамики* (Р. Клаузиус, 1850; В. Томсон, 1851), существует ф-ция состояния, наз. *энтропией* системы *S*, изменение к-рой определяется соотношением $dS = dQ/T$, причем всякий необратимый *адиабатический процесс* сопровождается возрастанием *S*, к-рая остается постоянной только в случае обратимого адиабатич. процесса.

Классич. пример применения второго начала Т. — определение макс. кпд тепловой машины. Исторически исследование в этой области послужило исходным пунктом Т. Из второго начала Т. следует, что 1) тепловая машина должна содержать не менее двух тел, находящихся при различных темп-рах, — нагревателя при темп-ре T_2 и холодильника при темп-ре $T_1 < T_2$; 2) для получения макс. работы перенос тепла от нагревателя к холодильнику должен осуществляться обратимо. Для выполнения последнего

условия необходимо участие еще одного, т. н. рабочего тела, совершающего обратимый цикл. Отношение совершенной работы к переданному количеству тепла — кпд машины η — одинаково для всех обратимых циклов с равными темп-рами T_1 и T_2 холодильника и нагревателя: $\eta = (T_2 - T_1)/T_2$. Кпд необратимого цикла всегда меньше (см. также *Карно цикл*). Широко используется, в особенности при решении технич. задач, рассмотрение и др. термодинамич. циклов (см., напр., *Адиабатическое размагничивание, Сжигание газов*).

Для получения различных общих соотношений между физич. свойствами макроскопич. тел наиболее эффективен метод *потенциалов термодинамических*.

Существование термодинамич. потенциалов как ф-ций состояния является прямым следствием первого и второго начал Т. Выбор того или иного потенциала определяется тем, какой набор независимых переменных используется для описания системы (основные термодинамич. переменные — *T* и *S*, термические, и *p* и *V*, механические). Связь между к.-л. тремя переменными, напр. между *T*, *p* и *V*, зависит от конкретной природы тела и наз. *уравнением состояния*. За независимые переменные могут быть выбраны только две из них. Так, *T* и *V* являются естественными переменными для потенциала $F = U - TS$, наз. *свободной энергией* системы; при этом $S = -(\partial F/\partial T)_V$, $p = -(\partial F/\partial V)_T$. Независимость вторых смешанных производных термодинамич. потенциалов от порядка дифференцирования приводит к ряду важных ф-л. В частности, можно получить соотношение между теплоемкостями:

$$C_p - C_V = -T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p^2 / \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_T = -T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V^2 / \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T$$

Равновесие термодинамическое соответствует экстремальным значениям термодинамич. потенциалов, что непосредственно вытекает из принципа возрастания энтропии.

В зависимости от конкретного вида термодинамич. системы для полной характеристики ее равновесных состояний оказывается необходимым введение, наряду с перечисленными выше основными переменными, еще нек-рых параметров. Так, во многих случаях удобно мысленно фиксировать объем определенной части системы и рассматривать число частиц в этом объеме как независимую переменную. Тогда к полным дифференциалам всех термодинамич. потенциалов необходимо добавить член μdN , где величина μ наз. *химическим потенциалом*, является производной термодинамич. потенциалов по числу частиц при постоянных значениях соответствующих естественных переменных.

В соответствии со вторым началом Т. энтропия определяется через приращение $dS = dQ/T$, т. е. с точностью до произвольной аддитивной постоянной. Вместе с этим остаются неопределенными и линейные по *T* члены в выражениях для свободной энергии *F*, термодинамич. потенциала Φ и т. п. Эта неопределенность устраняется *третьим началом термодинамики* (В. Нерст, 1906): энтропия любой системы стремится к нулю при $T \rightarrow 0$ и определенным образом фиксированных условиях (напр., при постоянном *p* или *V*). Отсюда вытекает ряд важных физич. следствий. В частности при $T \rightarrow 0$ обращаются в нуль теплоемкость, коэфф. теплового расширения, термич. коэфф. давления. Третье начало Т. получает естественную интерпретацию в квантовой статистич. физике.

Круг вопросов, при исследовании к-рых оказывается эффективным термодинамич. подход, чрезвычайно широк. Получаемые при этом результаты имеют весьма большую общность и не требуют привлечения упрощенных моделей рассматриваемых систем.

Напр., в основе применений Т. в теории упругости лежит выражение для работы сил внутренних напряжений (на единицу объема): $\delta A = -\sigma_{ik}\delta U_{ik}$, где σ_{ik} — тензор напряжений, δU_{ik} — изменение тензора деформации. Изменение свободной энергии равно: $dF = -SdT + \sigma_{ik}dU_{ik}$, так что имеет место общее термодинамич. соотношение $\sigma_{ik} = (dF/dU_{ik})_T$. Если же, напротив, заданы напряжения, то тензор деформаций находится из соотношения $U_{ik} = -(d\Phi/d\sigma_{ik})_T$. Определяя из к.-л. соображений характер зависимости F от U_{ik} (или Φ от σ_{ik}), можно получить связь тензоров напряжений и деформаций. В случае малых деформаций F можно разложить по U_{ik} до квадратичных членов (линейные члены отсутствуют в силу условий равновесия). Это приводит к закону Гука в обычной линейной теории деформаций.

Важная область применения Т. — изучение поведения диэлектриков в электрич. поле (некоторые результаты приведены в ст. *Потенциалы термодинамические*), *термодинамика магнитных явлений*, *термодинамика сверхпроводимости*. Обширные разделы Т. составляют теория *фазовых превращений* (см. также *Критическое состояние*, *Состояния диаграмма*), теория поверхностных явлений и др.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, М., 1964 (Теор. физика, т. 5); 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика); 3) Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955; 4) Левич В. Г., Введение в статистическую физику, 2 изд., М., 1954; 5) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; 6) Кричевский И. Р., Понятия и основы термодинамики, М., 1962; 7) Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М., 1948.

Г. М. Элиашберг.

ТЕРМОДИНАМИКА БИОЛОГИЧЕСКАЯ (термодинамика живых организмов) — основана на приложении классич. термодинамики и термодинамики необратимых процессов к биологич. явлениям. Живые организмы полностью подчиняются этим законам, но их проявление ограничено действием более высоких биологич. закономерностей, чем и определяется выделение Т. б. Напр., изменения энтропии сопровождают все процессы жизнедеятельности, но они не являются регулируемыми в развитии организмов или в упорядоченности их структуры и слаженности процессов обмена веществ. Частная Т. б. изучает изменения термодинамич. параметров при различных процессах жизнедеятельности, преимущественно на молекулярном уровне. См. *Биоэнергетика*, *Открытые системы*.

Лит.: 1) Пасынский А. Г., Биофизическая химия, М., 1963; 2) Кребс Г. А., Корнберг Г. Л., Превращение энергии в живых системах, пер. с англ., М., 1959; 3) Иноковалев Л. А., Биокатализаторы и их модели, М., 1964.

А. Г. Пасынский.

ТЕРМОДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ — раздел термодинамики и магнетизма, в котором изучаются особенности влияния теплового движения на свойства магнетиков. Термодинамич. равновесие магнетика, помимо обычных параметров (тем-ра T , давление p), определяется еще заданием в каждой точке одного из векторов — намагниченности I , магнитной индукции B или напряженности магнитного поля H , связанных между собой «магнитными» ур-ниями состояния. Термодинамич. потенциал магнетика оказывается, т. о., функцией T , p и еще одной величины: I , B или H . Вывод термодинамич. соотношений для магнетиков имеет особенности (по сравнению с диэлектриками в электрич. поле), обусловленные тем, что магнитное поле, действуя на движущийся заряд, не совершает работы (т. к. Лоренца сила перпендикулярна скорости заряда). Для определения изменения энергии магнетика при его намагничивании надо поэтому вычислить электрич. поле E и определить его работу над токами (источниками магнитного поля). Поле E , создаваемое изменением со временем магнитной индукции $\partial B/\partial t$, определяется из Максвелла уравнения: $\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$ (c — скорость света). За время δt работа — δA , производимая над токами

$$\text{плотности } j = \frac{c}{4\pi} \text{rot } H \text{ полем } E, \text{ равна:} \\ -\delta A = \delta t \int j E d\tau = -\frac{1}{4\pi} \int H \delta B d\tau, \quad (1)$$

где интеграл берется по объему, занятому токами. При условии жесткой конфигурации, когда можно не учитывать изменения объема (в общем случае из-за неоднородности магнетика объем нельзя выбрать в качестве термодинамич. координаты), основные ур-ния термодинамики для плотностей энергии u и свободной энергии f имеют вид:

$$du = T ds + \zeta d\rho + \frac{1}{4\pi} H dB, \quad (2)$$

$$df = -s dT + \zeta d\rho + \frac{1}{4\pi} H dB, \quad f = u - Ts, \quad (3)$$

где s — энтропия ед. объема, ρ — плотность и ζ — хим. потенциал. Выбору переменных T , ρ и H соответствует потенциал $f' = f - \frac{1}{4\pi} H \cdot B$,

$$df' = -s dT + \zeta d\rho - \frac{1}{4\pi} B dH. \quad (4)$$

Вводят также потенциал

$$F'' = \int \left(f' + \frac{H^2}{8\pi} \right) d\tau = F' + \frac{1}{8\pi} \int H_e^2 d\tau, \quad (5)$$

где H_e — поле, создаваемое токами в отсутствии магнетиков. Разность потенциалов $F'' - F'$ не зависит от термодинамич. свойств магнетика. Можно показать, что

$$\delta F'' = -\int I \delta H_e d\tau \text{ или } df'' = -I dH_e. \quad (6)$$

— $I dH_e$ в (6) нельзя рассматривать как изменение плотности свободной энергии магнетика, т. к. $F'' \neq 0$ и вне его, а H_e отлично от истинного поля H .

Условия равновесия в Т. м. н. находят из требования минимума интегралов типа:

$$F = \int f(T, \rho, B) d\tau, \quad F' = \int f'(T, \rho, H) d\tau. \quad (7)$$

Равенство нулю 1-й вариации F или F' дает необходимые условия минимума (7) при заданной T . В случае магнетика в вакууме ($j = 0$) из равенства нулю 1-й вариации и (3) следует, что $(\partial f/\partial B)_{T, \rho} = H/4\pi = 0$ и $\text{div } B = 0$. Для ферромагнетика имеем тривиальное решение $H = B = 0$. В ферромагнетике при $H = 0$ возможно $B = 4\pi I \neq 0$, но при условии, что в магнетике $\text{div } B = 4\pi \text{div } I = 0$, т. е. нет магнитных зарядов. Достаточные условия минимума (7) находят из 2-й вариации F или F' в виде термодинамич. неравенства:

$$\frac{\partial^2 f'}{\partial \rho^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 f'}{\partial \rho^2} \frac{\partial^2 f'}{\partial H^2} - \left(\frac{\partial^2 f'}{\partial \rho \partial H} \right)^2 > 0. \quad (8)$$

В силу (3) 1-е неравенство (8) примет вид $(\partial \zeta/\partial \rho) > 0$, а 2-е имеет характер якобиана: $\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\partial(H, \zeta)}{\partial(H, \rho)} > 0$. Переходя в нем от H и ρ к H и ζ , получим

$$\frac{\partial(B, \zeta)}{\partial(H, \zeta)} \frac{\partial(H, \zeta)}{\partial(H, \rho)} = \left(\frac{\partial B}{\partial H} \right)_{\zeta, T} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \rho} \right)_{H, T} > 0,$$

или

$$\left(\partial B/\partial H \right)_{\zeta, T} = \mu > 0.$$

Полученное условие специфично для магнетиков, оно требует положительности магнитной проницаемости μ . Это требование — единственное ограничение Т. м. я.

Основные дифференциальные соотношения Т. м. я. можно получить из равенства смешанных частных производных 2-го порядка любого потенциала, напр.

$$\left(\partial s/\partial H \right)_{T, \rho} = \frac{1}{4\pi} \left(\partial B/\partial T \right)_{\rho, H},$$

$$-\left(\partial \zeta/\partial H \right)_{T, \rho} = \frac{1}{4\pi} \left(\partial B/\partial \rho \right)_{T, H}.$$

Пользуясь этими соотношениями, можно установить общие связи между различными величинами, характе-

ризующими микроскопич. свойства магнетика (см., напр., *Магнитокалорический эффект*). Т. м. я. позволят также сделать определенные выводы о природе магнитных превращений [5].

Лит.: 1) Вонсовский Я. С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика); 3) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; 4) Киттель Ч., Элементарная статистическая физика, пер. с англ., М., 1960; 5) Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959. С. В. Вонсовский.

ТЕРМОДИНАМИКА НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ — см. *Необратимые процессы*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ (статистический вес) макроскопич. состояния физич. системы — число, пропорциональное количеству тех физически различных микросостояний, к-рым может быть реализовано данное макросостояние. В *статистической физике* доказывается, что Т. в. W состояния связана с его энтропией S соотношением $S = k \ln W + c$, где k — постоянная Больцмана,

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА — система, для к-рой справедливы начала *термодинамики*. Такие системы принципиально состоят из большого числа частиц. Практически достаточно сотен частиц, чтобы статистич. закономерности явились определяющими в поведении системы (иногда даже меньше, напр., в статистич. теории ядра). Характерна для Т. с. возможность состояния *термодинамического равновесия* (а следовательно, и определенность понятия *температуры* как параметра состояния).

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА — см. *Температура, Температурные шкалы*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ (статистическая теория возмущений) — приближенный метод вычисления физических величин в термодинамике и статистической физике. При вычислении термодинамич. величин классич. системы бывают случаи, когда в энергии $E(p, q)$ тела (q, p — координаты и импульсы частиц системы) можно выделить относительно малые члены, к-рым в 1-м приближении можно пренебречь: $E(p, q) = E_0(p, q) + V(p, q)$, где $V(p, q) \ll E_0(p, q)$.

Если термодинамич. величины для системы с $E = E_0(p, q)$ известны, то влияние малой добавки $V(p, q)$ можно учесть при помощи разложения *свободной энергии* системы F для $E = E_0(p, q)$ в ряд по степеням V . Первые 2 члена этого ряда, т. н. ряда Т. т. в., имеют вид

$$F = F_0 + \bar{V} - (1/2kT) (\bar{V} - \bar{V})^2, \quad (1)$$

где $F_0(T, V, N)$ — свободная энергия невозмущенной системы, T — темп-ра, k — постоянная Больцмана. Черточкой обозначено усреднение по «невозмущенному» распределению Гиббса ρ_0 :

$$\bar{V} = \int \rho_0(p, q) V(p, q) dp dq, \quad (2)$$

$$\rho_0 = \exp \{ [F_0 - E_0(p, q)] / kT \}.$$

В квантовомеханич. случае, т. е. при учете квантовых свойств статистич. системы,

$$F = F_0 + \bar{V}_{nn} - \frac{1}{2} \sum_n \sum_m' \frac{|V_{nm}|^2 (W_m^{(0)} - W_n^{(0)})}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} - \frac{1}{2kT} (\bar{V}_{nn} - \bar{V}_{nn})^2, \quad (3)$$

где $E_n^{(0)}$ — невозмущенные уровни энергии, V_{nm} — матричные элементы оператора возмущения \hat{V} , а $W_n^{(0)}$ — статистич. матрица невозмущенного распределения Гиббса $W_n^{(0)} = \exp \{ (F_0 - E_n^{(0)}) / T \}$. Черта означает усреднение с $W_n^{(0)}$, т. е. $\bar{V}_{nn} = \sum W_n^{(0)} V_{nn}$. Ряд Т. т. в. для *термодинамического потенциала* Ω имеет вид (3) с заменой F и F_0 соответственно на Ω и Ω_0 ,

а статистич. матрицы $W_n^{(0)}$ на статистич. матрицу Гиббса *распределения* большого канонического $W_{nn}^{(0)} = \exp [(\Omega_0 - E_n + \mu N) / T]$, где N — число частиц, μ — *химический потенциал*.

Условие применимости разложения для классич. случая: $|V| / kT \ll 1$; для квантового случая: $|V_{nn}| / kT \ll 1$ либо, при нарушении этого неравенства: $|V_{nn}| < |E_n^{(0)} - E_m^{(0)}|$, (условие применимости ф-лы квантовомеханич. *возмущений теории* для уровней энергии).

Ф-лы (1, 3) позволяют вычислить первые два члена разложения. Однако даже написание большого числа членов ряда Т. т. в., не говоря уже об их вычислении, является само по себе нелегкой задачей. С другой стороны, в реальных задачах статистич. физики встречаются случаи, когда необходимо просуммировать бесконечное число членов ряда Т. т. в. Поэтому в последние годы в *статистической задаче многих тел* получили распространение методы, связанные с применением *Фейнмана диаграмм*, заимствованные из квантовой теории поля. В этих методах ряд Т. т. в. пишется не непосредственно для свободной энергии, а для *Грина функций*, через к-рые свободная энергия выражается при помощи простых соотношений. Автоматизм, присущий диаграммной технике, оперирующей с ф-циями Грина, дает возможность наглядно представить структуру и характер любого приближения. За последние годы диаграммным методом было решено большое число задач, к-рые не поддавались разрешению классич. методами [2].

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5); 2) Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962. И. Е. Дзялошинский.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ — см. *Потенциалы термодинамические*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ Φ (термодинамический потенциал Гиббса) — *потенциал термодинамический*, естественными переменными к-рого являются темп-ра T , давление p , а также и др. макроскопич. параметры (напр., электрич. индукция). Т. п. Φ (иногда обозначается G) связан с внутренней энергией U , свободной энергией F и энтальпией H соотношениями:

$$\Phi = U - TS + pV = F + pV = H - TS.$$

Если число частиц N системы является переменной величиной, то $d\Phi = -SdT + Vdp + \mu dN$, где μ — *химический потенциал*.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. Г. М. Элиашберг.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ Ω — *потенциал термодинамический*, для к-рого независимыми переменными являются темп-ра T , объем V , химич. потенциал μ , а также и др. макроскопич. параметры. Т. п. Ω наиболее удобен для описания систем с нефиксированным числом частиц N . Связь Ω с *термодинамическим потенциалом* Φ дается соотношением $\Omega = \Phi - pV = \mu N$. Частные производные Ω по V, T, μ определяют давление, энтропию и число частиц системы: $p = -\partial\Omega/\partial V, S = -\partial\Omega/\partial T, N = -\partial\Omega/\partial\mu; d\Omega = -SdT - pdV - Nd\mu$. Т. п. Ω непосредственно связан с *Гиббса распределением большим каноническим*:

$$\Omega = -T \ln \sum_N \exp (\mu N / T) \sum_n \exp (-E_{nN} / T).$$

Благодаря этому Т. п. Ω (наряду со свободной энергией F) весьма удобен для микроскопич. расчета термодинамич. свойств различных систем.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5), § 24, 25; 2) Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962. Г. М. Элиашберг.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ — состояние термодинамич. системы, когда ее параметры состояния не меняются с течением времени и когда в системе отсутствуют потоки любого типа. С микроскопич. точки зрения такое состояние есть состояние динамического (или подвижного) равновесия (между отдельными частями системы возможен, напр., обмен частицами), так что равновесные значения термодинамич. параметров не фиксированы строго во времени, а соответствуют статистическим средним величинам, около к-рых возможны флуктуации. В термодинамике полагают, что состояние Т. р. обладает след. свойствами: если система, помещенная в неизменные внешние условия (напр., изолированная или находящаяся в термостате), достигла состояния Т. р., то она не может самопроизвольно выйти из этого состояния (свойство устойчивости, самоненарушаемости Т. р.); если система A находится в равновесии порознь с системами B и C , то две последние при тепловом контакте также будут находиться в Т. р. друг с другом (свойство транзитивности Т. р.). Первое свойство ограничивает круг рассматриваемых в термодинамике систем теми, в к-рых флуктуации их характеристик несущественны и для описания к-рых можно отвлечься от молекулярной структуры вещества. Второе позволяет ввести общую макроскопич. характеристику систем, находящихся в равновесии — темп-ру, одинаковую для любой части равновесной системы.

Равновесные значения термодинамич. характеристик системы соответствуют экстремальным значениям *потенциалов термодинамических*: для адиабатически изолированной системы, характеризуемой параметрами U (внутренняя энергия), N (число частиц), V и x (объем и другие внешние параметры), равновесное состояние, согласно второму началу термодинамики, соответствует максимальному значению энтропии S (максимум по отношению к изменению др. параметров, напр. темп-ры T , давления p , концентраций в отдельных частях системы и т. д.); для системы, находящейся в термостате (переменные T , V , x , N), — минимуму *свободной энергии* (по отношению к изменению S , p , концентраций в отдельных частях системы и т. д.); для систем, характеризующихся параметрами T , p , x , N , — минимуму термодинамического потенциала Гиббса, и т. д. Условия экстремума определяют равновесные значения величин, сопряженных к выбранному независимым переменным, а условия максимума (или минимума) — условия устойчивости данного равновесного состояния.

В частности, равновесное состояние однофазной пространственно однородной системы осуществляется при равных значениях T , p и т. д. во всех точках системы, а условия устойчивости этого состояния имеют вид $(\partial p / \partial V)_T < 0$, $C_p > 0$ и являются критериями устойчивости по отношению к механическому и тепловому воздействиям на систему. Если однофазная система состоит из неск. химически реагирующих веществ A_1, \dots, A_k (химич. реакция записывается

в виде $\sum_{i=1}^k \nu_i A_i$, где ν_i — целые числа), то условие

Т. р. приводит к закону $\sum_i \mu_i(p, T) \nu_i = 0$, где μ_i —

химический потенциал для i -го компонента (следствием этого соотношения является *действующих масс закон*). Условия равновесия многофазной системы выражаются в виде серии равенств химических потенциалов каждого из n фаз для каждого из k компонентов системы: $\mu_i^{(1)} = \dots = \mu_i^{(n)}$, где $i = 1, \dots, k$. Каждое из равенств $\mu_i^{(1)}(p, T) = \mu_i^{(2)}(p, T)$ определяет кривую фазового равновесия в переменных (p, T) . Если при рассмотрении Т. р. учесть силы, действующие со стороны по-

верхности раздела фаз (натяжение), то к условию равенства химич. потенциалов необходимо сделать дополнение, физически соответствующее учету несоответствия величин давления в различных частях системы. При наличии действующего на систему внешнего поля она уже не является пространственно однородной. В частности, условие равновесия однофазной системы в статич. поле, описываемом потенциалом $\Phi(r)$, будет выглядеть как $\mu[p(r), T] + \Phi(r) = \text{const}$. Для идеального классич. газа эта формула соответствует распределению Больцмана, а в случае однородного поля — барометрич. распределению.

Возможны случаи, когда термодинамич. потенциал имеет несколько экстремальных значений и система может находиться в одном из соответствующих этим значениям устойчивых состояний; однако совершенно стабильным ее состоянием будет то, к-рое соответствует наименьшему значению этого потенциала (в изолированной системе — наибольшему значению энтропии).

Лит.: 1) Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; 2) Базаров И. П., Термодинамика, М., 1961. И. А. Квасников.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ — состояние термодинамич. системы, определяемое значениями внешних параметров и темп-ры. Конкретный выбор термодинамич. переменных в качестве внешних параметров определяется тем, каким образом рассматриваемая система выделена из среды окружающих ее тел и других систем. Существуют две возможности такого выделения. а) Рассматриваемая система заключена в сосуд с непроницаемыми стенками. Параметрами, определяющими состояние системы, являются число частиц N , внешние параметры, определяемые расположением внешних по отношению к данной системе тел (объем V , внешние поля x_1, \dots, x_k) и темп-ра T . Внутренними параметрами будут «сопряженные» величины, как ф-ции N, V, x_i и T : химический потенциал μ , давление p , обобщенные силы X_1, \dots, X_k и энтропия S . Разделение на внутренние и внешние параметры условно; можно, напр., за внешний параметр выбрать p (газ в цилиндре, давление создается внешними телами, действующими на подвижный поршень), тогда объем будет «внутренним» параметром системы. б) Система заключена в «сосуд» с проницаемыми стенками, возможен переход частиц от рассматриваемой системы к окружающей ее системам и наоборот. Параметрами системы будут μ , а также V, x_i и T . Варианты а) и б) являются равноценными.

Конкретизация системы в макроскопич. теории выражается в определении того, как данная система реагирует на изменение внешних параметров и тепловое воздействие, т. е. заданием характеризующих ее термических (по числу внешних параметров) и калорич. ур-ний состояния; напр., для газа это $p = p(V, T)$ и $C_V = C_V(V, T)$. По этим ур-ниям можно определить любые характеристики системы при заданных значениях N (или μ), внешних параметров и темп-ры. При этом устойчивому термодинамич. состоянию соответствует минимум характеристической функции в выбранных переменных (подробнее см. *Потенциалы термодинамические*).

В статистич. теории, исходя из микроскопич. задания системы, можно в принципе построить соответствующий термодинамический потенциал (напр., в переменных N, V, x_i, T — это *свободная энергия*), частные производные к-рого определяют все макроскопич. характеристики системы.

Если система не находится в термодинамическом равновесии, то для определения ее состояния необходимо задать локальные значения темп-ры, плотности

и т. д., а, кроме ур-ний состояния, — еще и *кинетические коэффициенты*, как ф-ции выбранных переменных.

ТЕРМОДИФФУЗИЯ (термическая, или тепловая, диффузия) — *диффузия*, обусловленная наличием в смеси газов или растворе градиента темп-ры. Т. нарушает однородность системы: концентрация компонентов в областях повышенной (T'') и пониженной (T') темп-р становится различной (эффект Соре). При постоянном градиенте ∇T темп-ры устанавливается стационарный градиент концентрации. В результате, одновременно с Т. вдоль темп-рного градиента, способствующей частичному разделению смеси (раствора), возникает противоположно направленная диффузия, стремящаяся выровнять концентрации и восстановить однородность системы. Для бинарной смеси газов в отсутствие внешних сил и градиента давления полный диффузионный поток определяется ф-лой $j_i = -nD_{12} \nabla c_i - nD_T (1/T) \nabla T = -nD_{12} (\nabla c_i + k_T \nabla \ln T)$, где D_{12} — коэфф. диффузии, D_T — коэфф. Т., n — число частиц смеси в единице объема, $c_i = n_i/n$ — концентрация частиц i -го компонента ($n = 1, 2$). Термодиффузионное отношение $k_T = D_T/D_{12}$ пропорционально произведению $c_1 \cdot c_2$, т. е. $k_T = \alpha c_1 c_2 D_{12}$, где α — термодиффузионный фактор. Величина α значительно медленнее меняется с составом, чем k_T , а для смесей изотопов в первом приближении вообще не зависит от концентрации. Распределение концентрации в стационарном состоянии может быть найдено из условия $j_i = 0$, откуда: $\nabla c_i = -k_T \nabla \ln T$.

Для 1-го компонента (обычно рассматривается компонент с большим молекулярным весом) в соответствии с теоремой о среднем значении интеграла $c'_1 - c''_1 = -k_T (\bar{T}) \ln (T''/T')$, где \bar{T} — средняя темп-ра, лежащая между T'' и T' . Разность $S = c'_1 - c''_1$ определяет разделение компонентов в результате Т. при данной разности темп-р $T'' - T'$. Эффект однократного разделения мал (для газов $\alpha \sim 0,02-0,3$), поэтому практическое применение Т. для разделения компонентов стало возможным лишь при комбинировании Т. с тепловой конвекцией (см. *Разделение изотопов*).

Фактор α в случае газов — сложная ф-ция молекулярных весов, концентраций, эффективных диаметров молекул. Кроме того, α параметрически зависит от закона *межмолекулярного взаимодействия*. В зависимости от знака α , определяемого сочетанием перечисленных свойств газовой смеси, 1-й компонент может диффундировать либо в холодную область (при $\alpha > 0$), либо в нагретую (при $\alpha < 0$). Так, тяжелый компонент смеси нейтральных газов концентрируется в холодной области, а тот же компонент в смеси ионизованных газов — в нагретой (различие в знаке эффекта обусловлено различием в силах межмолекулярного взаимодействия). Т. о., Т. в газах служит ценным источником сведений о силах межмолекулярного взаимодействия. Теоретич. расчет показывает, что чем ближе взаимодействие молекул газа к взаимодействию их в модели твердых упругих шаров, тем больше α .

Теория эффекта Соре для растворов разработана в наиболее общем виде пока лишь в рамках термодинамики необратимых процессов [5]. Термодиффузионный поток компонента в растворе $j_i = -D_i^c \sigma_i \nabla T$, где σ_i — коэфф. Соре, D_i^c — коэфф. самодиффузии. Если в бинарном растворе $D_1^c = D_2^c$, то в стационарном состоянии $\nabla \ln a_i = -\sigma_i \nabla T$, где a_i — термодинамич. активность. Теоретич. расчет σ_i осложнен неразработанностью теории жидкого состояния и возможностью одновременного осуществления нескольких механизмов диффузии. Т. в жидкой фазе

может применяться для разделения изотопов в термодиффузионных колоннах и смесей органич. веществ, трудно разделяемых другими способами.

Экспериментальное определение α в бинарной смеси газов сводится, в принципе, к определению концентраций компонентов в двух заполненных смесью ячейках, термостатированных при темп-рах T'' и T' . Ячейки соединяются трубкой, вдоль к-рой устанавливаются градиенты темп-ры и концентраций. Если c'_1 и c'_2 — концентрации 1-го и 2-го компонентов в более нагретой ячейке, а c''_1 и c''_2 — в более холодной, то $\alpha = \ln q / \ln (T''/T')$, где $q = \frac{c'_1}{c'_2} / \frac{c''_1}{c''_2}$ — коэфф.

разделения. Изменение состава газовой смеси в ячейках, вызванное Т., определяют по изменению одного из физич. свойств: теплопроводности, вязкости, показателя преломления, радиоактивности (если один компонент радиоактивен). Применяют также масс-спектрометрич. методы анализа. Точность определения этими методами $\alpha \sim 0,2-1\%$, $S = c'_1 - c''_1$ от 0,02% до 0,2%. Для определения α и S смеси газов применяют также *Дюбора эффект* [2].

Экспериментальное исследование Т. в конденсированных средах затруднено тем, что из-за малости коэфф. диффузии время установления стационарного состояния в них очень велико. Наиболее широко Т. в конденсированных средах изучена у растворов электролитов, на меньшем числе объектов — у растворов неэлектролитов (напр., сахара), расплавов металлов (Pb — Sn и др.), изотопных соединений [Li^7 (Li^6) NO_3 и др.], твердых растворов (напр., Cu — Au), растворов газов в металлах (α -Fe — N_2 и др.).

При Т. в ионных системах или в растворах электролитов возникают термодиффузионные разности потенциалов, достигающие 1 мв/град. *Термоэлектрические явления* в металлах и полупроводниках объясняются Т. носителей электрич. тока (электронов и дырок).

Лит.: 1) Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; 2) Грю К. Э., Иббс Т. Л., Термическая диффузия в газах, пер. с англ., М., 1956; 3) Гиршфельдер Дж. Ли др., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; 4) Waldmann L., в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. von S. Flügge, Bd 12, В. — [u. a.], 1958; 5) Гроот С. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964. А. А. Сазыкин.

ТЕРМОИОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание заряженных частиц (ионов) накалинными телами. Следует различать Т. э. химически сложных тел (нек-рых минералов, солей, стекол и др.) и Т. э. металлов. В первом случае Т. э. имеет сложный характер, слабо изучена — не выяснены основные закономерности, нет общей физич. картины. Т. э. металлов может идти либо за счет испускания ионов самого металла (собственная Т. э), либо ионов других веществ, находящихся в металле в виде примесей и загрязнений и попадающих на его поверхность извне. Т. э. изучена в последнем случае наиболее полно и наз. *поверхностной ионизацией*.

ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, возникающая при нагревании нек-рых веществ, предварительно возбужденных светом или жестким излучением.

Т. наблюдается у многих *кристаллофосфоров*, в нек-рых стеклах и минералах и объясняется освобождением электронов, захваченных на ловушках, и их последующей излучательной рекомбинацией с ионизованными при возбуждении *центрами люминесценции* (см. *Высвечивание люминофоров*). Т. может наблюдаться также у органич. *люминофоров*, обладающих достаточно глубоким метастабильным энергетич. уровнем и возбужденных при низкой темп-ре.

Лит.: Даниельс Ф. (и др.), Термолюминесценция как средство научного исследования, «УФН», 1953, т. 51, вып. 2, с. 271—86; см. также лит. при ст. *Высвечивание люминофоров и Люминесценция*. М. Д. Галанин.

ТЕРМОМАГНИТНАЯ ОБРАБОТКА — термообработка ферромагнетиков при тем-ре ниже *Кюри точки* θ в присутствии магнитного поля H , приводящая у нек-рых из них к образованию *магнитной анизотропии*. У многодоменных ферромагнетиков направление в образце, вдоль к-рого при Т. о. было ориентировано H , становится направлением легчайшего намагничивания, а перпендикулярное ему — труднейшего. В результате поликристаллич. ферромагнетик (в к-ром эффективна Т. о.) становится в магнитном отношении подобным магнитноодноосному монокристаллу (т. наз. ферромагнитные кристаллы).

Т. о. приводит у магнитно-мягких ферромагнитных сплавов к прямоугольной петле гистерезиса (см. *Магнитная текстура*), резкому возрастанию макс. магнитной проницаемости, уменьшению коэрцитивной силы (рис. 1).

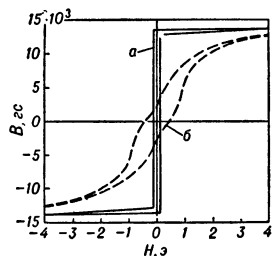


Рис. 1.

Рис. 1. Влияние термомагнитной обработки на вид петли гистерезиса образца железо-никелевого сплава ($\text{Fe} + 66\% \text{Ni}$): а) после охлаждения в присутствии поля; б) после охлаждения без поля.

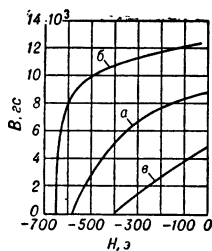


Рис. 2.

Рис. 2. Влияние термомагнитной обработки на вид размагничивающей ветви петли гистерезиса сплава *алнико* (51% Fe, 24% Co, 14% Ni, 8% Al, 3% Cu): после охлаждения без поля (а); вдоль ориентации поля (б); поперек поля (в).

Возникающая при Т. о. магнитная одноосность в магнитно-мягких сплавах связана, вероятно, с появлением т. н. направл. упорядочения (вид атомного упорядочения в сплавах, выражающегося в преимущественной ориентации в одном направлении в кристалле пар одинаковых атомов). Вызвано такое упорядочение тем, что в ферромагнитном сплаве при $T < \theta$ благодаря магнитному взаимодействию оказывается энергетически выгодным выстраивание пар одинаковых атомов вдоль ориентации локальной намагниченности.

Если θ сплава достаточно высока, то в сплаве при $T < \theta$ (т. е. в ферромагнитном состоянии) может происходить интенсивная диффузия атомов. Если при этом действует магнитное поле, то одинаковые атомы группируются в пары и выстраиваются вдоль поля (и намагниченности), что приводит к направл. упорядочению, к-рое сохраняется при охлаждении сплава до комнатной тем-ры. Т. о. оказывается эффективной и для ряда *ферритов*, однако механизм Т. о. для этого класса ферромагнетиков изучен недостаточно.

Т. о. приводит у *высококоэрцитивных сплавов* с однодоменной структурой к росту *остаточной индукции*, коэрцитивной силы и приближает форму петли гистерезиса к прямоугольной (рис. 2). Здесь магнитная одноосность возникает благодаря влиянию H на формирование кристаллич. структуры. Высококоэрцитивное состояние сплав приобретает на начальных стадиях распада высокотемп-рной фазы на две — сильно- и слабомагнитную. Сильномагнитная фаза состоит из однодоменных частиц удлиненной формы, разобранной слабомагнитной фазой. Благодаря анизотропии формы частицы, намагниченность в ней ориентируется вдоль ее длинной оси. Приложение

магнитного поля при распаде сплава, находящегося в ферромагнитном состоянии, приводит к тому, что выпадающие частицы располагаются длинными осями параллельно H . Последнее приводит к магнитной текстуре.

Т. о. — один из способов повышения свойств важнейших магнитных материалов, применяемых в технике (66-пермаллой, перминвар, магнито и др.).

Лит.: Магнитные свойства металлов и сплавов. [Сборник], пер. с англ., под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961, с. 374; см. также лит. при ст. *Магнитные материалы*. Я. С. Шур.

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ СПЛАВЫ — группа магнитно-мягких материалов, с резкой темп-рной зависимостью намагниченности I в темп-рной области их практич. применения (обычно -50°C до $+50^\circ \text{C}$). Т. с. применяются в основном для магнитных шунтов постоянных магнитов. Их назначение — компенсация темп-рных изменений магнитного потока в зазоре между полюсами. К Т. с. относятся нек-рые сплавы системы Ni — Cu, Fe — Ni — Cr и др. Изменением соотношения компонентов в Т. с. можно регулировать их *Кюри точку* и изменять тем самым область резкого изменения I с темп-рой.

Лит.: Займовский А. С., Чудновская Л. А., Магнитные сплавы, М.—Л., 1957 (Металлы и сплавы в электротехнике, т. 1), с. 142. Я. С. Шур.

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — совокупность явлений, связанных с действием магнитного поля на электр. и тепловые свойства проводников, внутри к-рых имеется темп-рный градиент. Так же, как и *гальваномагнитные явления*, Т. я. обусловлены воздействием магнитного поля на движение электронов — носителей тока и тепла в проводниках. Т. я. можно классифицировать, рассматривая взаимное расположение векторов: напряженности магнитного поля H , темп-рного градиента ∇T в проводнике, плотности w теплового потока и вектора N , параллельного направлению, в к-ром измеряется явление. Т. я., измеряемые в направлениях, перпендикулярном и параллельном первичному темп-рному градиенту, наз. соответственно поперечными и продольными. Т. я. в неферромагнитных изотропных проводниках удобно описать, пользуясь таблицей, приведенной на стр. 165. Так же, как и в случае гальваномагнитных явлений, у ферромагнитных проводников имеет место более сложная зависимость Т. я. от намагниченности и поля и наблюдается явление насыщения эффекта.

Лит.: 1) Цидильковский И. М., Термомангнитные явления в полупроводниках, М., 1960; 2) Блатт Ф. Д., Теория подвижности электронов в твердых телах, пер. с англ., М.—Л., 1963; 3) Jan J. P., в сб.: Solid state physics, v. 5, N. Y., 1957, p. 1. Е. И. Кондорский.

ТЕРМОМЕТР — прибор или устройство для измерения темп-ры. См. *Температура*, раздел «Методы измерения», а также статья об отдельных Т.

ТЕРМОМЕТР ЖИДКОСТНЫЙ — прибор для измерения темп-ры, действие к-рого основано на *тепловом расширении* жидкости. Т. ж. до сих пор имеют самое широкое распространение для измерения темп-ры в области -200° до $+500^\circ \text{C}$ благодаря простоте работы с ними. Главные недостатки Т. ж. — влияние на их показания темп-ры внешней среды, значит. термич. инерция и габариты. Т. ж. представляет собой прозрачный стеклянный или кварцевый резервуар с припаянным к нему капилляром из того же материала. Шкала в градусах наносится непосредственно на толстостенный капилляр (палочный Т. ж.) или на пластинку, жестко соединенную с ним (Т. ж. с наружной шкалой; Т. ж. со вложенной шкалой, последний имеет внешний стеклянный чехол). Термометрич. жидкость заполняет весь резервуар и часть капилляра. При изменении темп-ры объем жидкости в резервуаре изменяется, что приводит к изменению ее уровня в капилляре на величину, приблизительно пропорциональную изменению темп-ры. Конструкции

Терромагнитные явления

Положение векторов	Поперечные эффекты		Продольно-поперечные эффекты	Продольные эффекты
	изотермические $\nabla T = \partial T / \partial x$, $H = H_z, N = N_y$	адиабатические $w = w_x, H = H_z,$ $N = N_y$	$\nabla T = \partial T / \partial x, w = w_x,$ $H = H_z, N = N_x$	$\nabla T = \partial T / \partial x, w = w_x,$ $H = H_x, N = N_x$
Наблюдаемые явления	электрического	Нернста — Эттингсгаузена явление (поперечный эффект)		Нернста — Эттингсгаузена явление (продольный эффект)
	теплового	—	Риги — Ледюка явление	Маджи — Риги — Ледюка явление (Риги — Ледюка продольный эффект)
Сущность явления	электрического	Появление поперечного электрич. поля ($N = E_y$)		Появление дополнит. термоэлектродвижущей силы E при поперечном или продольном намагничивании одного из проводников цепи [$N = E_x(H) - E_x(0) = \Delta E_x$]
	теплового	—	Появление поперечного температурного градиента $N = \partial T / \partial y$	Изменение теплопроводности κ в поперечном или продольном магнитном поле благодаря появлению дополнит. теплового потока [$N = w_x(H) - w_x(0) = \Delta w_x$]
Коэффициент, характеризующий явление	электрический	$Q^{(i)} = E_y^{(i)} / H_z \frac{\partial T}{\partial x}$	$Q^{(a)} = E_y^{(a)} / H_z \frac{\partial T}{\partial x}$	$\Delta \alpha = \alpha(H) - \alpha(0) = \Delta E_x / \frac{\partial T}{\partial x}$ $\Sigma = \Delta \alpha / [\alpha(0) \cdot H_z^2]$ $\Delta \alpha^{(L)} = \alpha^{(L)}(H) - \alpha(0) = \Delta E_x^{(L)} / \frac{\partial T}{\partial x}$ $\Sigma^{(L)} = \Delta \alpha^{(L)} / [\alpha(0) \cdot H_z^2]$
	тепловой	—	$S = \frac{\partial T}{\partial y} / H_z \frac{\partial T}{\partial x}$	$\Delta \kappa = \kappa(0) - \kappa(H) = \Delta W_x / \frac{\partial T}{\partial x}$ $M = \Delta \kappa / [\kappa(0) \cdot H_z^2]$ $\Delta \kappa^{(L)} = \kappa(0) - \kappa^{(L)}(H) = \Delta w_x^{(L)} / \frac{\partial T}{\partial x}$ $M = \Delta \kappa^{(L)} / [\kappa(0) \cdot H_z^2]$

Т. ж. очень разнообразны (см., напр., *Метастатический термометр*) и определяются условиями их применения.

В зависимости от температурной области применения Т. ж. заполняются пентаном (от -200 до $+20^\circ\text{C}$), этиловым спиртом (от -80° до $+80^\circ\text{C}$), толуолом (от -80° до $+100^\circ\text{C}$) и ртутью (от -30° до $+500^\circ\text{C}$). Последние наиболее распространены. Ртуть имеет ряд преимуществ перед другими термометрич. жидкостями: 1) она легко получается химически чистой; 2) не смачивает стекла; 3) остается жидкой в области от -38° до $+356^\circ\text{C}$ при норм. давлении; 4) имеет сравнительно малое давление насыщенных паров, что дает возможность повысить верхний предел применения ртутных Т. небольшим увеличением давления в капилляре (заполнением его азотом).

В зависимости от точности, Т. ж. имеют шкалы с различной ценой деления (от 10° до $0,01^\circ$). Качество и предел применимости Т. ж. существенно зависят от сорта термометрич. стекла и его обработки. Этим же объясняется «старение» стекла — смещение нулевой точки Т. ж., поправку на к-рое необходимо вводить при точных измерениях. Точность измерений зависит также от глубины погружения Т. ж. в измеряемую среду: Т. ж. должен быть погружен до отсчитываемого деления или до специально нанесенной на шкале черты (хвостовые Т. ж.). Если это невозможно, вводят поправку на выступающий столбик.

Лит. см. при ст. *Температура*. Д. И. Шаревская.

ТЕРМОМЕТР ОПРОКИДЫВАЮЩИЙСЯ — жидкостный термометр для определения темп-ры воды на глубинах. Капилляр выше резервуара имеет сужение, после к-рого он переходит в обычный цилиндрич. канал, образуя петлю, и оканчивается расширением. После того, как показания термометра установились, его резко поворачивают вверх резервуаром, вызывая этим отрыв столбика ртути, вошедшей в капилляр через сужение. Длина столбика ртути в капилляре служит мерой темп-ры. Петля предохраняет от дополнит. попадания ртути из резервуара в капилляр при повышении темп-ры.

ТЕРМОМЕТР СОПРОТИВЛЕНИЯ — прибор для измерения темп-ры, основанный на изменении электрич. сопротивления R металлов и полупроводников с темп-рой (увеличение сопротивления с повышением темп-ры у металлов и обратная зависимость у полупроводников, см. *Термистор*).

Широко распространены Т. с. из чистых металлов, особенно платины [$\alpha = (R_{100^\circ\text{C}} - R_{0^\circ\text{C}}) / 100 R_{0^\circ\text{C}} = 0,0039$, см. *Платиновый термометр сопротивления*] и меди ($\alpha = 0,0044$), а также никеля ($\alpha = 0,0067$) и железа ($\alpha = 0,0066$); применяются также сплавы (бронза и др.). Т. с. конструктивно представляют собой тонкую металлич. проволоку или ленту, намотанную на жесткий каркас (из кварца, слюды, фарфора), заключенный в защитную оболочку (из металла, кварца, фарфора, стекла) с головкой, через к-рую проходит 2, 3 или 4 (наиболее точные Т. с.) вывода, соединяющие Т. с. с прибором, измеряющим его сопротивление (*мосты измерительные, потенциометры, логометр*). Материал и конструкция защитной оболочки и головки определяются условиями применения. Если защитная оболочка герметична, то она заполняется теплообменным газом.

Температурная область применения Т. с. определяется, прежде всего, материалом его чувствительного элемента, величина сопротивления R к-рого в требуемом интервале темп-р должна обеспечивать достаточную точность электрич. измерений при разумных габаритах Т. с.; величина изменения R с темп-рой — достаточную чувствительность Т. с., а чистота и постоянство свойств материала — достаточную стабильность Т. с. В связи с этим платиновые Т. с. могут применяться в области от -263° до $+1,063^\circ\text{C}$, медные — от -50° до $+150^\circ\text{C}$; никелевые — от -50 до $+200^\circ\text{C}$; железные — от -50° до $+150^\circ\text{C}$.

Т. с. широко применяются как технич. приборы. Они не имеют индивидуальных градуировок, а лишь таблицы зависимости R от темп-ры для данного типа Т. с. (для платиновых Т. с. по ГОСТу таблицы имеются в области -200° до $+500^\circ\text{C}$). Т. с. работают в комплекте как с показывающими, так и самопишущими

приборами, имеющими шкалу непосредственно в °С.

Для области *низких температур*, кроме платиновых Т. с., используются также индиевые ($4^\circ - 300^\circ \text{K}$) и бронзовые *термометры* ($1^\circ - 4^\circ \text{K}$). В области низких темп-р, где чувствительность Т. с. из чистых металлов становится недостаточной, большое значение приобретают Т. с. из полупроводников (уголь, германий с присадками). Конструктивно они оформляются в виде полупроводниковых пластинок различных габаритов и формы с приваренными металлами. выводами, помещаемыми иногда в защитную оболочку с головкой. См. *Термистор*.

Лит. см. при ст. *Температура*. Д. И. Шаревская.

ТЕРМОМЕТРИЯ — раздел прикладной физики, в к-ром разрабатываются методы измерения темп-ры, различные в зависимости от применяемых приборов, требуемых диапазонов темп-р, точностей и условий измерений (см. *Температура*, раздел «Методы измерения»). Т. является также разделом метрологии, т. к. в ее задачи входит обеспечение единства температурных измерений: установление *температурных шкал*, разработка методов их передачи, создание эталонных и образцовых приборов и установок, поверка всех приборов для измерения темп-ры.

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА — способ упрочнения металлов и сплавов, сочетающий два одновременно осуществляемых процесса: деформирование и термообработку. Применяемые виды Т. о. различаются режимами проведения пластич. деформации (см. *Пластичность*) и темп-рой T ее осуществления. Условно их разделяют на низкотемпературные ($T < T_p$) и высокотемпературные ($T > T_p$, где T_p — темп-ра *рекристаллизации*). Пример низкотемпературной Т. о. — пластич. деформация (обжатие на 70—90%) стали в состоянии переохлажденного аустенита (при 350—500°С), сильно повышающая ее прочностные характеристики (см. *Механические свойства*). Упрочнение при высокотемпературной Т. о. основано на сохранении полезных особенностей строения материала, возникающих при высокотемпературной пластич. деформации. Напр., в аустенитных сталях и сплавах эффект упрочнения связывается с измельчением блоков, возникновением микродеформаций в кристаллитах и зубчатых микрокристаллитных границ, с процессами фазовых превращений при наличии большой плотности дислокаций (см. *Сплавы, Упрочнение*).

Лит.: 1) Исследования по высокопрочным сплавам и нитицидным кристаллам. Доклады на науч. сессии 1962 г., М., 1963; 2) Исследования сталей и сплавов. Сб. статей, М., 1964. А. А. Кацнельсон.

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение движения сверхтекучего жидкого гелия по тонкому капилляру или щели под действием разности темп-р. Если между полостями сосуда 1 и 2 (рис.) создать разность темп-р ΔT , то жидкость перетекает по щели 3 до тех пор, пока разность уровней Δh не достигает нек-рой зависящей от ΔT величины, определяемой соотношением $\Delta p = \rho S \Delta T$, где $\Delta p = \rho g \Delta h$ — разность давлений по обе стороны щели, ρ — плотность, а S — энтропия 1 г гелия, g — ускорение силы тя-

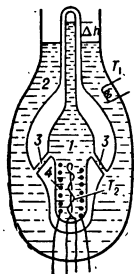


Схема установки для наблюдения термомеханического эффекта. Внутренняя 1 и внешняя 2 полости сосуда сообщаются через узкую ($\sim 10^{-4}$ см) щель 3; с помощью нагревателя 4 между полостями создается разность темп-р, измеряемая термометрами T_1 и T_2 .

жести. Обратный эффект — нагревание (охлаждение) гелия в сосуде при вытекании (втекании) его через капилляр или щель — наз. *мезанкалорическим эффектом*.

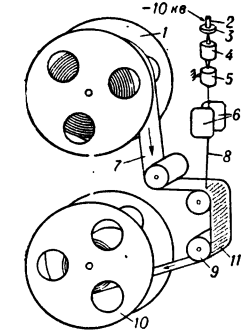
Лит. см. [1] и [7] при ст. *Гелий*.

А. Ф. Андреев.

ТЕРМОПАРА — см. *Термоэлемент*.

ТЕРМОПЛАСТИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ — запись последовательности телевизионных сигналов на движущуюся термопластич. ленту путем нанесения на нее электрич. зарядов электронным лучом и последующего нагревания, при к-ром полученное распределение потенциалов преобразуется в пропорциональное ему распределение деформаций на ленте.

Термопластич. лента состоит из прозрачной термостойкой подложки (аналогичной подложке киноплёнки), очень тонкого прозрачного проводящего слоя и собственно термопластич. покрытия (см. *Пластики*) толщиной ок. 10 мк, обладающего хорошими изоляционными свойствами и темп-рой плавления (размягчения) 50—70°С. Запись производится в вакууме ($\sim 10^{-4}$ мм рт. ст.). Подлежащие записи электрич. сигналы [преобразование изображения в последовательность электрич. сигналов (в видеосигналы) см. в ст. *Передающие телевизионные трубки, Магнитная запись изображения*] прикладываются к электроду трубки, модулирующему ток луча (см. рис.). Электронный луч, отклоняемый системой электродов (как в обычной электроннолучевой трубке, у к-рой исключена одна пара отклоняющих пластин), направляется на поверхность ленты, движущейся со скоростью 10—20 см/сек, и прочерчивает на ней поперечные строки, нанося на них заряды (при энергиях электронов в луче порядка 10 кэВ коэффициент вторичной эмиссии много меньше 1, так что пленка будет заряжаться отрицательно). Таким образом на поверхности



Упрощенная схема системы термопластической записи: 1 — подающая кассета, 2 — катод, 3 — модулирующий электрод, 4 — фокусирующий электрод, 5 — анод, 6 — отклоняющие пластины, 7 — термопластическая лента, 8 — электронный луч, 9 — ролик высокочастотного прогрева, 10 — приемная кассета, 11 — участок ленты с записью: а — подложка пленки, б — проводящий слой, в — термопластический слой. Все устройство находится в вакууме: записывающая часть — в высоком (10^{-4} мм рт. ст.), подающая и приемная — в низком (10^{-2} мм рт. ст.).

ленты создается растр, аналогичный телевизионному. Хорошо сфокусированный электронный луч образует на пленке пятно, площадью всего 2—10 мк², поэтому время облучения поверхности под пятном составляет 10⁻⁷—10⁻⁸ сек. Емкость такого участка по отношению к проводящему слою (положительно заряженному или заземленному) порядка 10⁻⁵ мкмкф, поэтому, напр., при токе луча в 0,1 мка этот участок за указанное время зарядится до 100 в.

Т. о., во время первой фазы записи последовательность электрич. сигналов создает на поверхности пленки нек-рый потенциальный рельеф, соответствующий исходной освещенности изображения.

Во время второй фазы пленка проходит мимо спец. головки (ролика) и разогревается токами высокой частоты (за счет вихревых токов, индуцированных в проводящем слое, и диэлектрич. потерь в пленке) или инфракрасным излучением от нагретой проволоки до размягчения термопластич. слоя. Под действием электростатич. сил притяжения между отрицательно заряженными участками поверхности ленты и проводящим слоем термопластик деформируется; степень деформации при правильно выбранном режиме линейно зависит от потенциала каждого участка. Т. о., строки, записанные электронным лучом, преобразуются в параллельные канавки сложного рельефа.

После прогрева (длительность к-рого для каждого участка пленки составляет $\sim 0,01$ сек) пленка, пройдя через вакуумного уплотнения, быстро остывает в зоне пониженного вакуума ($\sim 10^{-2}$ мм рт. ст.), и полученный рельеф «замораживается». Обычно вторая фаза следует сразу за первой, но может быть проведена и позже, т. к. нанесенные на ленту заряды не растекаются и могут храниться до неск. дней.

Полученная Т. з. и. может быть сразу воспроизведена непосредственно в виде оптич. изображения либо переведена в исходную последовательность электрич. сигналов.

В первом случае пленка с записью помещается между двумя решетками с параллельными щелями. Пучок света после прохождения через первую решетку и фокусирующую линзу попадает на кадр пленки (в виде параллельных полосок света с шагом, равным шагу строк канавок на ленте) и далее на вторую решетку, расположенную так, что в отсутствие пленки она перекрывает свет от первой решетки. Наличие канавок на пленке приводит к искривлению пути лучей, и они частично, в соответствии со степенью модуляции (глубины) канавки, проходят через вторую решетку и дают после фокусирующих линз изображение на экране.

Таким методом можно также передавать цветное изображение. В частности, можно производить запись каждой строки раstra в виде двух канавок, расстояние между к-рыми будет определять цветность вдоль строки, а глубина — яркость. При проектировании этой записи через фазовые дифракционные решетки получается цветное изображение. В этом случае электронная система управления лучом записи усложняется добавлением электродов (не показанных на рис.), расщепляющих исходный луч на два и осуществляющих их дополнит. фокусировку [5].

Получение записи обратно в форме электрич. сигналов производится просвечиванием пленки точечным источником света, обогачающим все строки кадра. Для этого применяется электронная трубка с бегающим пятном (аналогичная телевизионным кинескопам, но с экраном, имеющим малое, $\sim 10^{-7}$ сек., послесвечение), свет к-рой отбрасывается линзами на канавки кадра пленки. После системы из линзы и решетки, размещенной за пленкой, закрывающей в отсутствие канавок на термопластике лучи света от экрана трубки, устанавливается собирающая линза и фотомножитель, преобразующий изменения интенсивности света в колебания тока в цепи анода умножителя.

Запись с пленки может быть стерта более сильным прогревом при ее повторном протягивании мимо высокочастотной головки или подогревателя. В этом случае увеличивается проводимость термопластич. слоя, вследствие чего заряды стекают, и силы поверхностного натяжения восстанавливают плоскую поверхность слоя.

Термопластич. запись имеет ряд преимуществ по сравнению с магнитной: быстрое управление практически безынерционным электронным лучом, высокая плотность записи — неск. десятков тысяч элементов на 1 мм², большая широкополосность системы — неск. десятков Мгц. Эти преимущества могут обеспечить широкое применение термопластич. записи для хранения информации, напр. в цифровой форме. Однако пока это сопряжено с большими трудностями, связанными с точным отысканием нужного элемента, со старением пленки (изменением ее размеров), а также в связи с необходимостью поддержания вакуума в системе. Недостатком является также необходимость применения спец. пленки, еще не выпускаемой промышленностью.

Лит.: 1) Glenn W. E., Thermoplastic recording, «J. Appl. Phys.», 1959, v. 30, № 12, p. 1870; 2) Glenn W. E., Wolf E., Thermoplastic recording, «Internat. Sci. Technol.»,

1962, № 6, June; 3) Теория и практика цветного телевидения, под ред. П. В. Шмакова, М., 1962; 4) «Новости зарубежной военной радиоэлектроники», 1960, № 9 (153); 5) Glenn W. E., New color projection system, «J. Opt. Soc. America», 1958, v. 48, № 11, p. 841; 6) Thermoplastic recording, «Electronics», 1960, v. 33, № 3, p. 11. И. В. Штрахман.

ТЕРМОРЕГУЛЯТОР — устройство для автоматич. поддержания заданного значения температуры или ее автоматич. изменения по заданному закону. Принципиальная схема системы регулирования температуры подобна принципиальной схеме любой системы регулирования автоматического: датчик передает текущее значение температуры t измерит. устройству, где происходит сравнение ее с заданным значением t_3 ; если t отличается от t_3 , Т. выдает сигнал рассогласования и регулирующий орган изменяет поступление нагревающего или охлаждающего агента (электрич. тока, газов или жидкостей) в тепловую установку. В лабораторных установках в основном применяются электрич. Т. пропорционального действия (статические) или позиционного (релейного) действия.

Для регулирования температуры с точностью до 0,001° применяют Т., в к-рых датчиком служит терморезистор (до 1600° С), термометр сопротивления (до 500° С) или термистор (до 200° С), а измерит. устройством — мосты измерительные, потенциометр или гальванометр.

Мостовые и потенциометрич. измерит. схемы применяются вместе с разнообразными электронными усилителями. В зависимости от схемы усилителя Т. могут быть пропорциональными (пример см. в ст. Регулирование автоматическое, рис. 6) или позиционными. В позиционном Т. (рис. 1) зеркальный гальванометр работает в комплекте с фотоэлектрич.

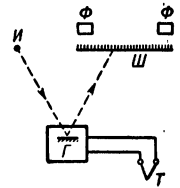


Рис. 1. Схема позиционного терморегулятора: Т — терморезистор (датчик); Г — зеркальный гальванометр (измерит. устройство); И — источник света; Ш — шкала; Ф — фотоэлементы.

реле. При отклонении зеркальца гальванометра от заданного положения изменяется освещенность фотоэлемента, что ведет к срабатыванию реле, управляющего нагревателем. Для повышения надежности применяют дифференциальное фотореле, в к-ром один фотоэлемент включает реле, а другой — выключает; во время работы зайчик от гальванометра находится между фотоэлементами.

Простейшие Т. — контактные жидкостные термометры, в к-рых расширяющаяся термометрич. жидкость при достижении заданной температуры замыкает или размыкает контактное устройство, управляющее нагревом. Пределы регулирования определяются свойст-

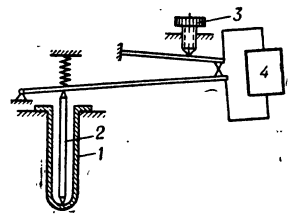


Рис. 2. Схема дилатометрич. терморегулятора: 1 — металлическая трубка; 2 — стержень, имеющий различные коэфф. линейного расширения; 3 — датчик температуры; 4 — исполнительный механизм.

вами термометрич. жидкости. Точность 0,05 — 0,1°. В дилатометрич. Т. (рис. 2) при изменении температуры перемещается свободный конец стержня, замыкая контакты электрич. цепи исполнит. механизма. В биметаллич. Т. изменение температуры вызывает изменение деформации пластины или спирали биметалла. Пределы регулирования 50 — 250° С, точность 1,5°. Жидкостные, дилатометрич. и биметаллич. Т. управляют нагревом через промежуточное электромагнитное реле.

При необходимости изменения температуры по заданному во времени закону, для перемещения датчика Т. применяют программные задающие устройства, про-

стейшие из них — часовой механизм или синхронный двигатель с профильным диском.

Лит.: 1) А л е к с е е в Н. Г. [и др.], Применение электронных приборов и схем в физико-химическом исследовании, М., 1961; 2) Ш о р н и к о в Е. А., Электронные приборы для контроля и автоматического регулирования температуры, М.—Л., 1964. Г. И. Лапшенков.

ТЕРМОРЕЗИСТОР (термистор) — активное полупроводниковое нелинейное сопротивление (резистор), величина к-рого R_T резко зависит от его темп-ры T (см. Полупроводники). Существуют Т. с отрицательным темп-рным коэфф. сопротивления α_T (ОТ) и положительным (ПТ).

Наиболее распространены ОТ, для к-рых R_T (T) и α_T (T) в рабочем интервале темп-ры имеют вид (рис. 1, 2): $R_T = R_{T_0} \exp B [(T_0 - T)/T_0 T]$; $\alpha_T = -B/T^2$, где B — постоянная (в °К), зависящая от физ. свойств полупроводника. Для боль-

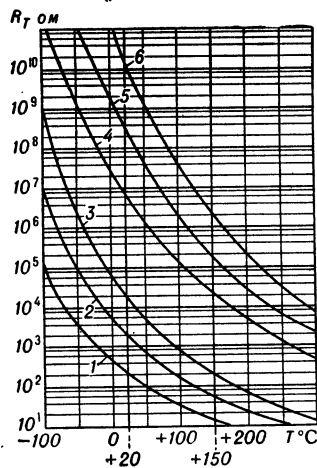


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость сопротивления ОТ от темп-ры при: 1) $B = 2500^\circ \text{K}$ ($R_{20} = 220 \text{ ом}$); 2) $B = 3500^\circ \text{K}$ ($R_{20} = 2,2 \text{ ком}$); 3) $B = 4500^\circ \text{K}$ ($R_{20} = 22 \text{ ком}$); 4) $B = 6000^\circ \text{K}$ ($R_{150} = 22 \text{ ком}$); 5) $B = 7500^\circ \text{K}$ ($R_{150} = 220 \text{ ком}$); 6) $B = 9000^\circ \text{K}$ ($R_{150} = 2,2 \text{ Мом}$).

Рис. 2. Зависимость темп-рного коэфф. сопротивления ОТ от темп-ры при: 1) $B = 2500^\circ \text{K}$; 2) $B = 3500^\circ \text{K}$; 3) $B = 4500^\circ \text{K}$; 4) $B = 6000^\circ \text{K}$; 5) $B = 7500^\circ \text{K}$; 6) $B = 9000^\circ \text{K}$.

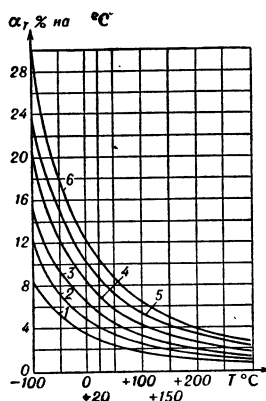


Рис. 2.

шинства ОТ: $2000^\circ \text{K} \leq B \leq 7200^\circ \text{K}$; диапазон рабочих темп-р ОТ от -100°C до $T_{\text{макс}} \sim +100 - +300^\circ \text{C}$. Существуют ОТ с $T_{\text{макс}} \sim 600 - 1000^\circ \text{C}$ ($B \sim 8000 - 20000^\circ \text{K}$). Параметрами ОТ также являются: его сопротивление R_{20} при $T = 20^\circ \text{C}$ (холодное сопротивление) или R_{150} при $T = 150^\circ \text{C}$ (в случае ОТ с $T_{\text{макс}} \sim 300^\circ \text{C}$); α_{20} или α_{150} (обычно $-2,4\% \leq \alpha_{20} \leq -8,4\%/^\circ \text{C}$ на 1°C); постоянная времени τ в сек; макс.допустимая мощность рассеяния $W_{\text{макс}}$ и др. Вольтамперные характеристики ОТ (рис. 3) зависят от их конструкции и размеров, сопротивления и др. параметров полупроводникового материала, а также от темп-ры, теплопроводности окружающей среды и тепловой связи между ней и Т.

ОТ изготавливают из твердых поликристаллич. полупроводниковых материалов с высоким α_T : смеси TiO_2 с MgO , окислов Mn , Cu , Co и Ni , Fe_2O_3 с MgAl_2O_4 , MgCl_2O_4 и др., а также из полупроводящих синтетических голубых алмазов [9], обладающих высокой теплопроводностью, и монокристаллов Ge , легированного As (последние предназначены для работы при гелиевых темп-рах [10]).

ОТ широко применяются в измерит. технике для измерения темп-ры, а также для компенсации температурных изменений параметров электрич. цепей (гл. обр. сопротивления) и эдс холодных спаев термопар.

При этом ток через Т. столь мал, что Т. практически не нагревается и его темп-ра определяется темп-рой окружающей среды.

ОТ применяются также для стабилизации напряжения, измерения мощности электромагнитных волн в сантиметровом диапазоне длин волн (нагрев Т., обусловленный поглощением энергии падающих на него волн, изменяет его сопротивление), для предохранения от перенапряжений в электрич. цепях, в качестве пусковых реле и реле времени и т. п. Во всех этих случаях темп-ра Т. обусловлена гл. обр. протекающим по нему током; Т. работает в области падающего участка вольтамперной характеристики (рис. 3).

Зависимость степени охлаждения ОТ от состава или плотности окружающей газа позволяет применять его для анализа газов, измерения вакуума (см. Теплоэлектрический манометр) и т. п. На зависимости условий теплоотдачи от темп-ры окружающей среды основаны системы теплового контроля и пожарной сигнализации, использующие возникновение релейного эффекта в цепи ОТ при определенной темп-ре. В этих случаях темп-ра Т. определяется и протекающим током и влиянием среды.

Существуют ОТ с косвенным подогревом, в к-рых сопротивление определяется током в спец. подогревной обмотке, электрически изолированной от полупроводника; при этом мощность рассеяния в последнем обычно мала. Такие Т. применяются в системах автоматич. регулирования, если нужно разделить управляющую и управляемую цепи (переменные резисторы без скользящего контакта с дистанционным управлением, автоматич. стабилизация усиления усилителей, измерение скоростей движений жидкости или газа и др.).

ПТ изготавливают из BaTiO_3 и его твердых растворов с SrTiO_3 и BaSnO_3 , легированных La , Ce и др. [11, 12], а также из монокристаллич. Si , легированного V . ПТ на основе BaTiO_3 в области темп-р, соответствующих тетрагонально-кубическому фазовому переходу, имеют аномальную для полупроводников темп-рную зависимость сопротивления: сопротивление резко увеличивается с темп-рой на неск. порядков (рис. 4), причем α_T в узком интервале T ($\sim 5^\circ \text{C}$) $\geq 50\%$ на 1°C и рассчитывается по ф-ле: $\alpha_T = [(2,303 \Delta \lg R)/\Delta T] \cdot 100\%$.

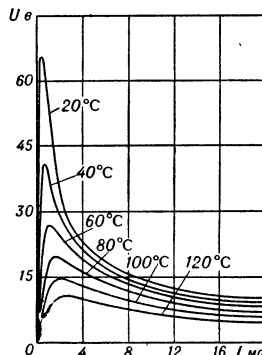


Рис. 3.

Рис. 3. Вольтамперные характеристики ОТ при различных темп-рах окружающей среды (спокойный воздух), $R_{20} = 830 \text{ ом}$.

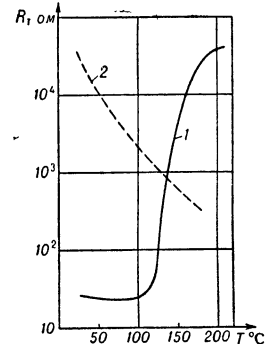


Рис. 4.

Рис. 4. Темп-рные зависимости сопротивления ПТ (сплошная линия) и ОТ (пунктир).

Применение легированных твердых растворов $(\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x)(\text{Ti}_{1-y}\text{Sn}_y)\text{O}_3$ позволяет смещать темп-рный интервал, в к-ром имеет место аномалия, в сторону более низких темп-р по мере увеличения содержания в них Sr и Sn . Введение Sn позволяет получать ПТ

с линейной зависимостью $\lg R_T(t)$ в более широком темп-ном интервале (рис. 5).

ПТ с резким скачком сопротивления применяются гл. обр. в системах теплового контроля, а также благодаря особенностям их вольт-амперных характеристик (рис. 6) для ограничения тока в электр. цепях. ПТ с линейной зависимостью $\lg R$ применяются как датчики термометров сопротивления ($\alpha_T \geq 5-10\%$ на 1°C), а также

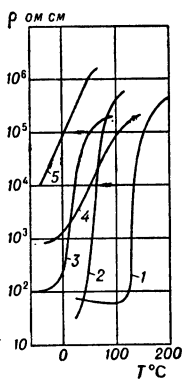


Рис. 5.

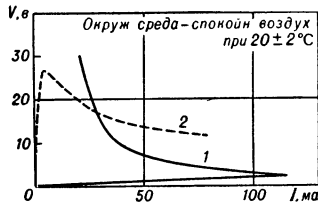


Рис. 6.

Рис. 5. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ твердых растворов на основе BaTiO_3 , легированных 0,1 ат. % Се: 1) $\text{BaTiO}_{3,2}$; 2) $(\text{Ba}_{0,75}\text{Sr}_{0,25})\text{TiO}_3$; 3) $(\text{Ba}_{0,4}\text{Sr}_{0,4})\text{TiO}_3$; 4) $(\text{Ba}_{0,92}\text{Sr}_{0,075})(\text{Ti}_{1,88}\text{Sn}_{0,12})\text{O}_{3,3}$; 5) $(\text{Ba}_{0,8}\text{Sr}_{0,2})(\text{Ti}_{1,8}\text{Sn}_{0,2})\text{O}_3$.

Рис. 6. Вольтамперные характеристики ПТ (1) и ОТ (2).

для темп-ной компенсации схем с полупроводниковыми триодами.

Большинство Т. изготавливают спеканием порошковых материалов; Т. имеют размеры от 10 мк до неск. см и форму цилиндрич. стержней, трубок, прямоугольных штабиков, дисков, шайб и бусинок. Электроды наносятся вжиганием Ag или др. металлов. Бусинки имеют контакты из платиновой проволоки.

Лит.: 1) Беккер Д. А., Грин С. Б., Пирсон Г. Л., УФН, 1951, т. 45, вып. 2, с. 229; 2) Шефтель И. Т., Термосопротивления, М., 1958; 3) Полупроводниковые термосопротивления. Сб. статей, под ред. В. С. Сотскова, М.—Л., 1959; 4) Нечаев Г. К., Полупроводниковые термосопротивления в автоматике, Киев, 1962; 5) Волошин И. Ф., Электрические цепи постоянного тока с термисторами. (Основы теории), Минск, 1962; 6) Богданов Г. Б., Бокринская А. А., Ферритовые термисторы, Киев, 1964; 7) Бурнин А. Л., Шефтель И. Т., Новые термосопротивления на рабочем температурном до 300°C , Л., 1960; 8) Шефтель И. Т. (и др.), «Вестник электропром-сти», 1963, № 8, с. 71; 9) Rodgers G. W., Raal F. A., Rev. Scient. Instrum., 1960, v. 31, № 6, p. 663; 10) Design Engng., 1958, v. 4, № 6, p. 55; 11) Saburi O., Wakino K., IEEE Trans., 1963, v. CP.—10, № 2, p. 53; 12) Текстер-Прокурякова Г. Н., Шефтель И. Т., ФТТ, 1963, т. 5, № 12, с. 3463. И. Т. Шефтель.

ТЕРМОСТАТ — прибор для поддержания постоянства темп-ры. Кроме собственно Т., в к-рых это постоянство обеспечивается конструкцией, к Т. часто относят ванны, в к-рых реализуются точки фазового равновесия вещества (кипения, затвердевания, эвтектические, тройные и др.), благодаря чему темп-ра ванны остается достаточное время постоянной.

В Т. для средних темп-р, когда перепад между темп-рой окружающей среды и поддерживаемой в Т. невелик, обычно обеспечивается постоянство темп-ры рабочего вещества (газ, жидкость), с к-рым исследуемое тело приводится в хороший тепловой контакт. В таком Т. предусматривается хорошее перемешивание, малоинерционный нагреватель или холодильник и терморегулятор соответствующей точности. Наиболее распространены жидкостные Т. такого типа: спиртовой (от -60° до $+10^\circ\text{C}$), водяной (от 10° до 95°C), масляный (от 100° до 300°C), солевой или селитровый (от 300° до 500°C). Газовые Т. такого типа (сушильный шкаф) применяются реже из-за невозможности обеспечить хороший тепловой контакт.

В Т. для высоких и низких темп-р обеспечивается малый теплообмен с окружающей средой. В этом слу-

чае наряду с «проточными» Т., к-рые можно отнести к описанному типу, распространены также вакуумные Т., где поддерживается постоянство темп-ры непосредственно исследуемого тела, помещенного в «адиабатические» условия (рабочее вещество отсутствует). Роль Т. в области от 300° до 1200°C часто играют электропечи с терморегулятором и массивным металлическим блоком, в к-рый помещается исследуемое тело. Т. для области ниже 0°C наз. криостом. См. также Калориметрия. Д. И. Шаревская.

ТЕРМОСТРИКЦИЯ — магнитоэлектрическая деформация ферро-, ферри- и антиферромагнитных тел при нагревании их в отсутствии магнитного поля. Термин Т. в большинстве случаев заменяется термином «спонтанная деформация решетки». Эта деформация сопутствует изменению самопроизвольной намагниченности I_s с нагревом. Т. особенно велика вблизи точек Кюри и Нееля, т. к. здесь очень резко изменяется I_s . Наложение Т. на обычное тепловое расширение, обусловл. тепловыми колебаниями атомов решетки, приводит к аномалиям в темп-ном ходе теплового расширения ферро-, ферри- и антиферромагнитных тел. В нек-рых ферромагнетиках (инварных сплавах, Gd) и антиферромагнетиках (напр., в CoO, MnO, NiO) эти аномалии очень велики (см. Магнитоэлектрицизм, Инварные магнитные сплавы). К. П. Белов.

ТЕРМОСФЕРА — слой атмосферы между мезосферой и экзосферой. Нижняя граница Т. расположена на высоте 80—90 км, верхняя 500—800 км. На нижней границе Т. средняя темп-ра $\sim 200^\circ\text{K}$, на верхней $\sim 1500-2000^\circ\text{K}$. Нагревание воздуха в Т. в основном вызывается поглощением ультрафиолетовой радиации Солнца. С ростом солнечной активности темп-ра воздуха и ее вертикальные градиенты растут; одновременно повышаются границы Т., особенно верхняя. В слое 80—250 км из-за поглощения ультрафиолетовой радиации с длиной волны $\lambda < 2420 \text{ \AA}$ молекулы O_2 диссоциируют на атомы; выше диссоциируют молекулы N_2 и в верхней части Т. кислород и азот — в основном атомарные. Из-за диссоциации O_2 и N_2 и гравитационного разделения газов молекулярный вес воздуха уменьшается от 29 у начала Т. до 16 на ее верхней границе. Под действием ультрафиолетового, рентгеновского и корпускулярного излучения Солнца в Т. образуются сильно ионизованные слои, влияющие на распространение радиоволн, вследствие чего ее также наз. ионосферой. Над полярными районами в Т. появляются полярные сияния. С. М. Шмелер.

ТЕРМОУПРУГИЙ ЭФФЕКТ — появление температурных напряжений при изменении темп-ры тела.

ТЕРМОФОН — акустический излучатель, действие к-рого основано на явлении термической генерации звука. Основной элемент Т. — тонкий проводник (полоска металлич. фольги, проволочка), по к-рому протекает переменный ток частоты f . Периодич. изменение темп-ры проводника и окружающего его слоя воздуха вызывают соответственные колебания давления, распространяющиеся в среде в виде звуковой волны. Частота излучаемого звука $f_1 = 2f$, т. к. количество выделяющегося в проводнике тепла пропорционально квадрату силы тока. Для того, чтобы $f_1 = f$, через фольгу (или проволочку) пропускают еще постоянный ток, величина к-рого превышает амплитуду переменного.

Излучающий проводник обычно помещают в камеру с жесткими стенками, размеры к-рой меньше длины звуковой волны λ . Амплитуда звукового давления в полости камеры может быть вычислена по амплитуде тока с учетом теплоемкости, теплопроводности и темп-ры окружающей среды и проводника, давления окружающей среды и геометр. параметров [1, 2]. Поэтому Т. применяется как первичный источник

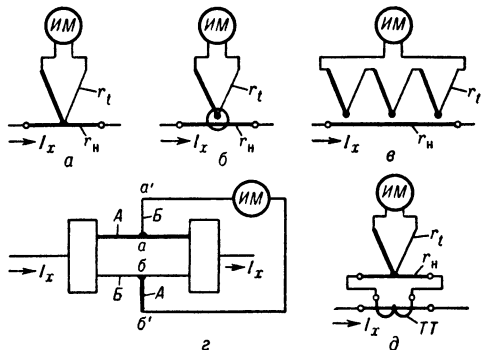
звука для калибровки микрофонов. Для расширения частотного диапазона Т. его камеру заполняют газом с большей по сравнению с воздухом скоростью звука (водородом или гелием), тогда используемое при расчете звукового давления условие малости размеров камеры относительно λ выполняется до более высоких частот.

Лит.: 1) Дэвис А., Современная акустика, пер. [с англ.], М.—Л., 1938, с. 39—43; 2) Беранек Д., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952, с. 93—99.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА — термоэлектрич. приборы для измерения электрич. токов и напряжений, представляют собой сочетание магнитоэлектрич. измерителя с одним или неск. термопреобразователями. Термопреобразователь состоит из терморпары (или терморпар) r_t и нагревателя r_n (рис. 1, а, б, в, д), по к-рому протекает измеряемый ток I_x . Под действием тепла, выделяемого током в нагревателе, между свободными концами терморпары возникает термоэдс (см. *Термоэлемент*), измеряемая магнитоэлектрич. измерителем ИМ (см. *Магнитоэлектрическая измерительная система*).

Конструктивно термопреобразователи могут быть контактными (рис. 1, а) и бесконтактными (рис. 1, б, в) — с изолированным от нагревателя горячим спаем. Для повышения чувствительности термопреобразователей терморпары иногда соединяют по схеме моста (рис. 1, г).

Для расширения пределов измерения термопреобразователей на токи свыше 1а часто служат спец. высокочастотные трансформаторы тока ТТ (рис. 1, д).



Распространенные схемы термоэлектрич. приборов: а — контактная схема с 1 терморпарой; б — бесконтактная схема с 1 терморпарой; в — бесконтактная схема с неск. терморпарами; г — мостовая схема с 2 терморпарами из материалов А и В (нагрев горячих спаев а и б осуществляется измеряемым током); д — схема с высокочастотным трансформатором ТТ.

Термоэлектрич. приборы в основном применяют как амперметры и, в меньшей степени, как вольтметры. Поскольку термоэдс E_t , возникающая в терморпаре, в первом приближении пропорциональна количеству выделяемого в нагревателе тепла, т. е. $E_t \sim I_x^2$, шкалы приборов в большой мере квадратичны. Тепло, выделяемое током, в широких пределах не зависит от частоты, поэтому термоэлектрич. приборами можно измерять как постоянные токи, так и переменные (действующее значение) в широком диапазоне частот. Термоэлектрич. приборами можно также измерять активную мощность, что важно при измерениях на звуковых и ультразвуковых частотах. Однако таких

термоваттметров, основанных на суммо-разностном методе [1, 3], промышленность серийно пока не выпускает.

К достоинствам Т. и. с. относится сравнительно большая точность измерений в широком диапазоне частот и независимость показаний от формы кривой тока или напряжения; к основным недостаткам — зависимость показаний от темп-ры окружающей среды, относительно большое собственное потребление, недопустимость значит. перегрузок (более 1,5 номинальной нагрузки).

В таблице приведены технич. характеристики некоторых термоэлектрич. приборов, выпускаемых промышленностью СССР.

Тип прибора	Исполнение	Пределы измерения	Класс точности или погрешность	Номинальная область частот	Расширенная область частот и погреш. в ней
T4	щитовой	0,5—50 а	2,5	50 гц	до 7,5 Мгц
T5	»	1—10 а	2,5	50 гц	до 7,5 Мгц
T25	»	1—10 а	2,5	50 гц	45 гц — 75 Мгц ($\pm 5\%$)
T23	»	3—30 а	$\pm 5,0\%$	0,1—10 Мгц	до 30 Мгц ($\pm 7\%$)
T29	»	5—1000 ма	4,0	50 гц — 100 Мгц	—
		3—25 в	—	50 гц — 30 Мгц	—
T13	переносный	1—3 ма	1,5	пост. ток	25—75 Мгц
T15	»	5—300 ма	1,0	50 гц — 25 Мгц	от 30 до
				пост. ток	100 Мгц ($\pm 2 - \pm 4\%$)
T14	»	4—60 а	4,0	20 гц — 25 Мгц	—
T130	»	30—1300 мв	1,5	3 кгц — 30 Мгц	—
				пост. ток	до 2 Мгц ($\pm 3\%$)
				20 гц — 1 Мгц	

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Галицкого, ч. 1, М.—Л., 1960; 2) Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке, 3 изд., М.—Л., 1963; 3) Червякова В. И., Термоэлектрические приборы, М.—Л., 1963.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХОЛОДИЛЬНИКИ — приборы, понижающие темп-ру в замкнутом объеме, действие к-рых основано на эффекте Пельтье. Подробнее см. *Термоэлемент*.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ — группа физич. явлений (явления Зеебека, Пельтье и Томсона), обусловленных существованием взаимосвязи между тепловыми и электрич. процессами в проводниках электричества. Явление Зеебека состоит в том, что в замкнутой электрич. цепи из разных материалов возникает термоэдс, если места контактов поддерживаются при разных темп-рах. В простейшем случае, когда электрич. цепь состоит из двух различных проводников, она наз. *термоэлементом*, или терморпарой. Термоэдс зависит только от темп-ры горячего (T_1) и холодного (T_2) спаев (контакта) и от природы материалов, составляющих термоэлемент. В небольшом интервале темп-р термоэдс можно считать пропорциональной $T_1 - T_2$ и нек-рому коэфф. α (наз. термоэлектрич. способностью пары, термосилой, коэфф. термоэдс, или удельной термоэдс): $E = \alpha (T_1 - T_2)$. α определяется материалами ветвей термоэлемента, но зависит также от интервала темп-р, в к-ром применяется или исследуется терморпара; в нек-рых случаях с изменением темп-ры α даже меняет знак. В табл. приведены значения α нек-рых металлов и сплавов по отношению к свинцу для интервала темп-р $0^\circ \text{C} - 100^\circ \text{C}$ (положит. знак α приспан тем металлам, к к-рым течет ток через нагретый спай).

Цифры, приведенные в таблице, не следует считать абс. достоверными, так как термоэдс материала может быть чувствительна к ничтожному количеству примесей (иногда лежащему за пределами чувствительности химич. анализа), к ориентации кристаллич. зерен, термической или даже холодной обработке материала. Этим свойством термоэдс пользуются, в частности, как методом отбраковки материалов по составу. По этой же причине термоэдс может возникнуть (при наличии

темп-ных перепадов) в цепи, состоящей из одного и того же материала, если различные участки цепи подвергались различным технологич. операциям. С др. стороны, термоэдс термопары не меняется при последовательном включении в цепь любого количества др. материалов, если появляющиеся при этом дополнительные места контактов поддерживать при одной и той же темп-ре.

Название металла или сплава	Термоэдс в мкв/град	Название металла или сплава	Термоэдс в мкв-град
Металлы			
Сурьма	+43	Платина	- 4,4
Железо	+15	Натрий	- 6,5
Молибден	+7,6	Палладий	- 8,9
Кадмий	+4,6	Калий	-13,8
Вольфрам	+3,6	Никель	-20,8
Медь	+3,2	Висмут	-68,0
Цинк	+3,1	С п л а в ы	
Золото	+2,9	Хромель	+24
Серебро	+2,7	Нихром	+18
Свинец	0,0	Платинородий	+ 2
Олово	- 0,2	Алломель	-17,3
Магний	- 0,0	Константан	-38
Алюминий	- 0,4	Копель	-38
Ртуть	- 4,4		

Явление Пельтье обратное явлению Зеебека: при прохождении тока в цепи из различных проводников, в местах контактов, в дополнение к теплоте Джоуля, выделяется или поглощается, в зависимости от направления тока, нек-рое количество тепла $Q_{\text{п}}$, пропорциональное протекающему через контакт количеству электричества (т. е. силе тока I и времени t) и нек-рому коэфф. Π , зависящему от природы находящихся в контакте материалов (коэфф. Пельтье): $Q_{\text{п}} = \Pi It$.

У. Томсон (Кельвин) вывел термодинамич. соотношение между Π и α : $\Pi = \alpha T$, где T — абс. темп-ра, и предсказал существование третьего Т. я. — явления Томсона, к-рое заключается в следующем: если вдоль проводника, по к-рому протекает ток, существует перепад темп-р, то в дополнение к теплоте Джоуля в объеме проводника выделяется или поглощается, в зависимости от направления тока, нек-рое количество тепла (теплота Томсона): $Q_{\text{т}} = \tau (T_2 - T_1) It$ (где τ — коэфф. Томсона, зависящий от природы материала).

Согласно теории Томсона, коэфф. термоэдс пары проводников связан с их коэфф. Томсона соотношением: $da/dT = (\tau_1 - \tau_2)/T$.

Качественно Т. я. можно объяснить тем, что средняя энергия свободных электронов, участвующих в токе, различна в разных проводниках и по-разному растет с темп-рой. Если вдоль проводника существует перепад темп-р, то электроны на горячем конце приобретают более высокие энергии и скорости, чем на холодном; в полупроводниках в дополнение к этому концентрация свободных электронов также растет с темп-рой и, следовательно, будет на горячем конце больше, чем на холодном; в результате возникает поток электронов от горячего конца к холодному и на холодном конце накапливается отрицательный заряд, а на горячем остается нескомпенсированный положительный заряд. Этот процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока возникшая т. о. разность потенциалов вызовет поток электронов в обратном направлении, равный первичному, и благодаря этому установится стационарное состояние. Алгебраич. сумма таких разностей потенциалов в цепи создает одну (объемную) составляющую термоэдс.

Вторая (контактная) составляющая — следствие темп-рой зависимости контактной разности потенциалов. Если оба спая термоэлемента находятся при одной и той же темп-ре, то контактные разности потенциалов компенсируют друг друга; если же темп-ра спаев

различна, то разность контактных потенциалов дает свой вклад в термоэдс, к-рый может быть сравним или даже быть больше объемной термоэдс и, как правило, противоположен последней по знаку.

В 1953 г. был открыт еще один источник термоэдс — эффект увлечения электронов фононами. Если в твердом теле существует градиент темп-ры, то число фононов, движущихся от горячего конца к холодному, будет больше, чем в обратном направлении. При своем направленном движении фононы в результате столкновений с электронами будут увлекать за собой последние и на холодном конце образца будет накапливаться отрицательный заряд (а на горячем — положительный) до тех пор, пока возникшая т. о. разность потенциалов не уравнивает эффект увлечения; эта разность потенциалов и представляет собой дополнительную составляющую термоэдс, к-рая при низких темп-рах может быть в десятки и сотни раз больше рассмотренных выше.

В металлах концентрации свободных электронов очень велики ($\sim 10^{22}$ см^{-3}) и не зависят от темп-ры; электронный газ находится в вырожденном состоянии и поэтому уровень химпотенциала (уровень Ферми), энергия и скорости электронов также почти не зависят от темп-ры. Поэтому термоэдс «классических» металлов очень мала. Сравнительно больших значений достигает термоэдс в таких полуметаллах, как Sb и Bi (и их сплавах, в к-рых концентрация носителей значительно меньше, $\sim 10^{19}$ см^{-3}), где она зависит от темп-ры, а также в нек-рых переходных металлах и их сплавах (напр., в сплавах Pd с Ag термоэдс достигает 86 мкв/град). В последнем случае концентрация носителей еще больше, чем в «классических», и степень вырождения электронного газа очень велика. Большие значения термоэдс — следствие того, что средняя энергия электронов, участвующих в переносе электрич. тока, значительно отличается от энергии, соответствующей уровню Ферми, в результате селективного рассеяния электронов s -зоны при переходе в d -зону, либо, согласно другой точке зрения, на спинах d -электронов. Это рассеяние в ряде случаев приводит даже к тому, что быстрые электроны обладают меньшей диффузионной способностью, чем медленные, и термоэдс в соответствии с этим меняет знак (нихром, хромель и др.). Знак термоэдс нек-рых металлов меняется на противоположный при низких темп-рах в результате эффекта увлечения.

В дырочных проводниках описанные выше явления протекают аналогичным образом, с той лишь разницей, что на холодном конце скапливаются положительно заряженные дырки, а на горячем остается нескомпенсированный отрицательный заряд (если только аномальный механизм рассеяния или эффект увлечения не приводят к перемене знака термоэдс). В силу этого в термоэлементе, состоящем из дырочного и электронного проводника, термоэдс ветвей складываются.

В веществах со смешанной проводимостью при наличии градиента темп-ры к холодному спаю диффундируют и электроны, и дырки и их заряды взаимно компенсируются. Если концентрации и подвижности электронов и дырок равны, то электрич. поле вовсе не образуется и термоэдс равна нулю. В металлах и сплавах со сложной поверхностью Ферми различные участки последней могут давать в термоэдс вклады противоположного знака и термоэдс может быть равна или близка к нулю. Материалом с нулевой термоэдс является, в частности, Pb и поэтому в приведенной выше табл. все термоэдс даны по отношению к нему.

Если вдоль проводника, по к-рому протекает ток, существует перепад темп-ры, причем направление тока соответствует движению электронов от горячего конца к холодному, то, переходя из более горячего сечения

в более холодное, электроны передают избыточную энергию окружающим атомам (выделение тепла), а при обратном направлении тока, проходя из более холодного участка в более горячий, пополняют свою энергию за счет окружающих атомов (поглощение тепла). Этим и объясняется в первом приближении явление Томсона. Для более точного описания явления следует учесть также, что в 1-м случае электроны тормозятся, а во 2-м — ускоряются полем термоэдс, что изменяет значение τ , а иногда приводит даже к перемене его знака.

Причина возникновения явления Пельтье заключается в том, что средняя энергия электронов, участвующих в переносе тока, зависит от энергетич. спектра (зонной структуры), концентрации электронов и их механизма рассеяния, и поэтому в различных проводниках различна. При переходе из одного проводника в другой электроны либо передают избыточную энергию окружающим атомам, либо пополняют недостаток энергии за их счет (в зависимости от направления тока). В первом случае вблизи контакта выделяется, а во втором — поглощается теплота Пельтье. Это наглядно видно на контакте электронного полупроводника и металла (см. рис. 1). Предположим, что направление тока соответствует

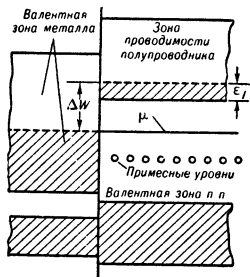


Рис. 1. Схема расположения энергетич. уровней на контакте электронного полупроводник — металл. $\Delta\omega$ — теплота, выделяющаяся при переходе электрона из полупроводника в металл, μ — уровень химич. потенциала; ϵ_1 — средняя энергия электронов, участвующих в электрич. токе.

переходу электронов из полупроводника в металл. Если бы электроны, находящиеся на примесных уровнях, могли бы точно также перемещаться под действием электрич. поля, как электроны в зоне, и в среднем энергия электронов, участвующих в токе в полупроводнике, равнялась энергии электронов на уровне Ферми в металле, то прохождение тока через контакт не нарушало бы теплового равновесия (Q_p равнялась бы нулю). Но электроны на примесных уровнях неподвижны, а в зоне проводимости энергия электронов, участвующих в токе, значительно выше уровня Ферми в металле (и зависит от механизма рассеяния). Перейдя в металл, эти электроны отдадут свою избыточную энергию; при этом и выделяется теплота Пельтье. При противоположном направлении тока из металла в полупроводник могут перейти только те электроны, энергия которых выше дна зоны проводимости полупроводника. Тепловое равновесие в металле при этом нарушается и восстанавливается за счет тепловых колебаний решетки. При этом поглощается теплота Пельтье.

На контакте двух полупроводников или двух металлов также выделяется (или поглощается) теплота Пельтье вследствие того, что средняя энергия участвующих в токе электронов по обе стороны контакта различна. Вообще причина всех Т. я. — нарушение теплового равновесия в потоке (т. е. отличие средней энергии электронов в потоке от ее значения на уровне Ферми).

Абс. значения всех термоэлектрич. коэффициентов растут с уменьшением концентрации носителей; поэтому в полупроводниках они в десятки и сотни раз больше, чем в металлах и сплавах.

Выражения для α выводятся в теории явлений переноса. Наиболее общее выражение для термоэдс металлов (т. е. сильно вырожденного электронного газа)

получено Моттом (N. F. Mott):

$$\alpha = \frac{\pi^2 k^2 T}{3} \frac{1}{e} \left(\frac{\partial \ln \sigma(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon = \mu}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, e и ϵ соответственно заряд и энергия электрона, и μ — химпотенциал (энергия электрона на уровне Ферми).

В случае простой параболич. зонной структуры и степенной зависимости длины свободного пробега (l) электрона от его энергии (т. е. $Tel \sim \epsilon^r$) выражение (1) упрощается и принимает вид:

$$\alpha = \pi^2 k (r + 1) kT / 3e\mu. \quad (2)$$

Выражение для α при тех же предположениях (один сорт носителей, параболич. зонная структура и степенная зависимость длины свободного пробега от энергии) и произвольной степени вырождения имеет вид:

$$\alpha = \frac{k}{e} \left[r + 2 \frac{F_{r+1}(\mu^*)}{F_r(\mu^*)} - \mu^* \right], \quad (3)$$

где μ^* — приведенный химпотенциал ($\mu^* = \mu/kT$) и $F_r(\mu^*)$ и $F_{r+1}(\mu^*)$ — интегралы Ферми:

$$F_r(\mu^*) = \int_0^{\infty} \frac{x^r dx}{e^x - \mu^* x + 1}.$$

В случае невырожденного электронного газа выражение (3) упрощается

$$\alpha = \frac{k}{e} \left[r + 2 + \ln \frac{2(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3 n} \right], \quad (4)$$

где m — эффективная масса плотности состояний $m = N^{2/3} (m_1 m_2 m_3)^{1/3}$, где N — число эллипсоидов и m_1, m_2, m_3 — главные значения тензора эффективной массы.

В случае неск. сортов носителей (электронов с различной эффективной массой или электронов и дырок) $\alpha = \sum a_i \sigma_i / \sum \sigma_i$, где a_i — «парциальная» термоэдс для i -того сорта носителей, вычисленная согласно (3) или (4) с учетом знака, и σ_i — соответствующая электропроводность.

Выражения для π и τ можно получить из выражений для α с помощью соотношений Томсона.

Общее выражение для коэфф. Пельтье (при одном сорте носителей) вполне точно соответствует рассмотренной выше качественной картине (см. рис. 1)

$$\Pi = \frac{1}{e} \left[\frac{\int_0^{\infty} \epsilon v f_1(\epsilon) d g(\epsilon)}{\int_0^{\infty} v f_1(\epsilon) d g(\epsilon)} - \mu \right], \quad (5)$$

где v — скорость электрона, $f_1(\epsilon)$ — неравновесная часть ϕ -ции распределения, $d g(\epsilon)$ — дифференциал плотности состояний.

Как видно из (5), Π — отступление средней энергии носителей в потоке от уровня Ферми, отнесенное к ед. заряда. Однако для того чтобы воспользоваться (5), необходимо знать $g(\epsilon)$ и найти $f_1(\epsilon)$, т. е. решить кинетич. ур-ние, что сделано лишь для нек-рых простейших случаев [см., напр., (1) — (4)].

Явление Зеебека широко используется для измерения темп-р, а также при других измерениях, к-рые можно свести к измерению темп-ры (в радиометрах, вакуумметрах, электроизмерительных приборах и др.).

Термоэлементы можно применять для непосредственного превращения тепловой, солнечной и ядерной энергии в электрическую, а также для перекачки тепла и холода на основе явления Пельтье. А. Ф. Иоффе показал, что эффективность полупроводниковых термоэлементов может во много раз превышать эффективность термоэлементов из металлов и их сплавов. Согласно теории Иоффе, эффективность термоге-

нерирующего и охлаждающего термоэлементов определяется одним и тем же параметром $z = [\alpha / (\sqrt{\kappa_1/\sigma_1} + \sqrt{\kappa_2/\sigma_2})]^2$, где σ и κ — соответственно электро- и теплопроводность его ветвей; если $\kappa_1 = \kappa_2$ и $\sigma_1 = \sigma_2$, то $z = \alpha^2 \sigma / \kappa$. Типичная зависимость α , σ , κ и z от концентрации электронов (или дырок) представлена на рис. 2. Как видно из рис., z исчезающе мало и для диэлектриков и для металлов, но достигает макс. значения в полупроводниковой области концентраций носителей ($n_0 \sim 10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$). При этом, как показал Иоффе, $z_{\text{max}} \sim m^{3/2} u / \kappa$, где m — эффективная масса и u — подвижность носителей.

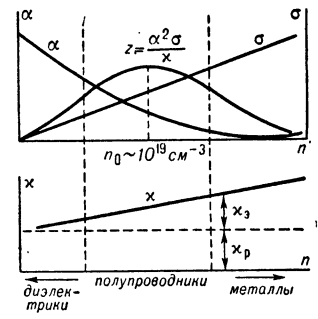


Рис. 2. Зависимость термоэдс α , электропроводности σ , теплопроводности κ и z от концентрации свободных электронов n .

Т. о., разработка эффективности термоэлементов сводится к отысканию (или созданию) материалов с большим отношением u/κ и внесению в эти материалы дозированного количества активных примесей, обеспечивающего оптимальную (n_0) концентрацию носителей. Иоффе наметил также пути повышения z — введение специально подобранных примесей и создание в решетке дефектов, эффективных для рассеяния тепловых колебаний и неэффективных для рассеяния электронов. При этом необходимо учитывать, что различные дефекты и примеси эффективны для рассеяния различных длин волн; так, точечные дефекты эффективно рассеивают коротковолновые фононы (их сечение рассеяния $s \sim \omega^4$); для тепловых колебаний (рассеяние фононов на фононах) $s \sim \omega^2$, длинноволновые колебания наиболее эффективно рассеиваются на макроскопич. дефектах, границах зерен и электронах. Следовательно, для того чтобы перекрыть весь спектр тепловых колебаний и т. о. эффективно снизить теплопроводность, надо создавать в термоэлектрич. материалах разнородные дефекты, действующие на различные области фононного спектра.

В СССР и др. странах ведется разработка полупроводниковых термоэлектродгенераторов и холодильников. Создан ряд термоэлектродгенераторов для прямого преобразования в электрич. энергию тепловой, солнечной и ядерной, как на изотопных источниках тепла, так и на реакторах.

КПД полупроводниковых термоэлементов достигает 15% и несомненно в ближайшем будущем превысит 20%. В СССР и за границей разработан и выпускается промышленностью ряд устройств, основанных на эффекте Пельтье: холодильники, термостаты, кондиционеры, ловушки для вымораживания паров масла в диффузионных насосах, ряд приборов для медицинских целей и др.

Лит.: 1) Жузе В. П., Гусенкова Е. И., Библиография по термоэлектричеству, М.—Л., 1963; 2) Иоффе А. Ф., Полупроводниковые термоэлементы, М.—Л., 1960; 3) Займан Д. Ж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; 4) Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954. Л. С. Стильбанс.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание электронов нагретыми твердыми (реже жидкими) телами, происходящее в результате теплового возбуждения электронов в этих телах. Для большинства эмиттеров Т. э. наблюдается при темп-рах, значительно более высоких, чем комнатная (так, для получения Т. э. заметной величины большинство тугоплавких металлов необходимо нагревать до темп-ры $\sim 2000 - 2500^\circ \text{ K}$).

Простейшая схема для исследования Т. э. твердых тел показана на рис. 1. Проволока из чистого металла или покрытая слоем исследуемого вещества (катод) окружена коллектором K и помещена в вакуумный сосуд. Проволока нагревается до требуемой темп-ры T током накала от источника эдс B_H . В вакуумном промежутке между катодом и коллектором с помощью источника эдс B_A создается электрич. поле $E_{\text{вн}}$. Испускаемые термоэлектроны движутся к коллектору и создают ток i , измеряемый гальванометром G . График зависимости тока эмиссии от разности потенциа-

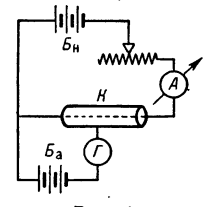


Рис. 1.

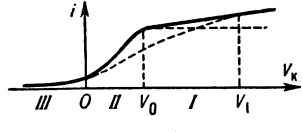


Рис. 2.

лов между катодом и коллектором V_K (вольт-амперная характеристика) представлен на рис. 2 (при $V_K > 0$ поле $E_{\text{вн}}$ ускоряет термоэлектроны к коллектору). При достаточно больших V_K (область I) все термоэлектроны достигают анода (коллектора); при этом i почти не зависит от V_K (имеет место ток насыщения i_H) (см. Шотки эффект). Электроны, движущиеся в вакуумном промежутке, создают в нем отрицательный объемный заряд, поле $E_{\text{об}}$ к-рого накладывается на поле $E_{\text{вн}}$. Это поле $E_{\text{об}}$ будет тормозить термоэлектроны в области, прилегающей к катоду, и ускорять их около анода. В режиме тока насыщения полное поле $E_{\text{вн}} + E_{\text{об}}$ на протяжении всего вакуумного промежутка будет ускорять термоэлектроны. При уменьшении V_K будет уменьшаться и $E_{\text{вн}}$, поэтому при нек-ром $V_K = V_0$ суммарное поле у катода делается равным нулю, а при еще меньших значениях V_K оно становится вблизи катода тормозящим. В этих условиях ток i станет меньше i_H и будет изменяться с V_K по Ленгмюра формуле (область II на рис. 2). При дальнейшем снижении потенциала поле $E_{\text{вн}} + E_{\text{об}}$ делается тормозящим всюду в вакуумном промежутке. До коллектора могут доходить теперь лишь те термоэлектроны, начальные скорости к-рых достаточны для преодоления внешнего задерживающего потенциала V_K . Зависимость i от задерживающего потенциала (область III на рис. 2) определяется геометрией электродов и законом распределения термоэлектронов по начальным скоростям. Эта часть вольт-амперной характеристики обычно наз. «кривой задержки».

Электроны в эмиттере могут обладать различной энергией W . Вероятность $w(W)$ того, что при темп-ре T в эмиттере имеется электрон, находящийся в состоянии с энергией W , дается ур-нием (см. Ферми-Дирака статистика):

$$w(W) = \{\exp [(W - W_0)/kT] + 1\}^{-1}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана и W_0 — электрохимич. потенциал (уровень Ферми) системы электронов в эмиттере, зависящий от природы эмиттера. Обозначим через W_m энергию покоящегося электрона, находящегося за пределами эмиттера; очевидно, что выходит из эмиттера в виде термоэлектронов, преодолев потенциальный порог на поверхности металла, могут лишь такие электроны, к-рые внутри его занимали энергетич. состояния с $W \geq W_m$. При низких темп-ратурах $\exp [(W_m - W_0)/kT] \gg 1$ вероятность нали-

чия в теле электронов с энергией $W \geq W_m$ исчезающе мала и Т. э. практически отсутствует. При достаточно высоких темп-рах эмиттера заметное число электронов окажется в состояниях с энергией, превышающей W_m . Те из них, импульс к-рых направлен к поверхности, смогут выходить из поверхностного слоя эмиттера в виде термоэлектронов. Поток таких электронов на поверхность, а следовательно, и ток Т. э. будет тем больше, чем выше T и чем меньше величина $W_m - W_0 = e\phi$, наз. работой выхода данного эмиттера (e — заряд электрона). Вычислив этот поток, можно получить выражение для плотности тока j Т. э. Такой расчет, основанный на положениях зонмерфельдовской теории металлов (приближение «свободных электронов») и учитывающий, что для всех известных эмиттеров при рабочих темп-рах можно полагать $\exp(e\phi/kT) \gg 1$, приводит к ур-нию:

$$j = (1 - \bar{r}) A_0 T^2 \exp(-e\phi/kT). \quad (2)$$

Здесь \bar{r} — средний коэфф. отражения термоэлектронов от границы эмиттера — вакуум, $A_0 = 4\pi e k^2 m / h^3 = 120 \text{ а/см}^2 \text{град}^2$, m — масса электрона, h — постоянная Планка. Можно, однако, показать, что ур-ние (2) не является следствием упрощающих предположений приближения «свободных электронов», но верно для любых реальных, притом не только металлических, эмиттеров.

Явление Т. э. можно рассматривать как испарение электронов из эмиттера. При Т. э. на испарение (эмиссию) термоэлектронов затрачивается теплота, тем большая, чем больше работа выхода эмиттера, аналогичная теплоте испарения атомов или молекул. Равновесие между выходом термоэлектронов из эмиттера и их обратной конденсацией наступит при наличии над поверхностью этого эмиттера электронного газа определенной плотности, аналогичной плотности насыщенного пара при испарении атомов или молекул. Термодинамич. рассмотрение системы: эмиттер — равновесный электронный газ над ним, также дает возможность получить выражение для $j(T)$. Это рассмотрение не содержит к.-л. предположений о свойствах электронов внутри эмиттера, но требует знания свойств электронного газа над эмиттером. Если рассматривать этот газ как идеальный (законность этого можно обосновать почти для всех известных эмиттеров), то на основе термодинамики также получают ур-ние (2), из к-рого видно, что Т. э. тела при заданной темп-ре определяется работой выхода ϕ и средним коэфф. прохождения термоэлектронов $(1 - \bar{r})$ через границу эмиттер — вакуум; последний близок к 1 и не сильно отличается у различных эмиттеров, поэтому основной характеристикой термокатада является его работа выхода.

Величина работы выхода эмиттера существенно зависит от состояния и структуры его поверхности. Адсорбция чужеродных атомов, создающих покрытия порядка мономолекулярного слоя, может заметно повысить или понизить работу выхода и очень сильно изменить термоэмиссионные свойства катода. Различия в расположении атомов на поверхности разных граней одного и того же кристалла также приводит к отличию в величине работы выхода этих граней (см. *Работа выхода*).

Т. э. большинства катодов осложнена тем, что их поверхность не однородна, а состоит из небольших областей («пятен») с различными работами выхода. Так, поверхность металлической поликристаллической нити является мозаикой различных граней микрокристалликов, имеющих неодинаковые работы выхода. У пленочных катодов, напр., у торированного вольфрама, атомы активатора не покрывают всей поверхности катода равномерно; различие в покрытии разных областей поверхности создает различие

работ выхода. Пятнистый характер распределения работ выхода по поверхности катода приводит к двум основным факторам, обуславливающим особенности Т. э. таких катодов: а) над поверхностью катода существуют поля контактных разностей потенциалов («поля пятен»); б) плотности токов насыщения с разных элементов поверхности катода различны и по-разному изменяются с темп-рой. Линии сил, действующих на термоэлектроны в поле пятен, схематически изображены на рис. 3. Наибольшая напряженность E_m^0 поля пятен у

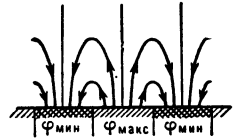


Рис. 3.

поверхности катода порядка $\Delta\phi/d$, где $\Delta\phi$ — разность работ выхода пятен, d — их линейные размеры. Над областями с малой работой выхода поле пятен задерживает электроны. Поэтому при $V_K > V_0$ (но $V_K < V_1$), т. е. в области анодных напряжений, при к-рых объемный заряд уже не ограничивает уход электронов на анод, задерживающее поле пятен будет возвращать некоторую часть их на катод, т. к. токи Δi с этих элементов будут меньше токов насыщения Δi_n . При увеличении V_K напряженность внешнего поля у поверхности катода $E_{вн}^0$ будет возрастать и суммарное задерживающее поле $(E_{пп}^0 - E_{вн}^0)$ будет уменьшаться; доля термоэлектронов, возвращающихся на катод, станет меньше, и токи Δi будут приближаться к токам насыщения Δi_n . При нек-ром $V_K = V_1$ напряженность внешнего поля у поверхности катода $E_{вн}^0$ делается больше $E_{пп}^0$ над всеми элементами поверхности катода, задерживающие поля исчезнут, и только тогда со всех элементов поверхности пойдут на анод токи насыщения. Существование полей пятен приводит к появлению на вольтамперной характеристике для пятнистого катода (схематически показанной на рис. 2 пунктирной линией) области $V_0 < V_K < V_1$, в к-рой возрастание анодного тока с увеличением V_K в области V_K , где ток не ограничен объемом зарядом, идет значительно быстрее, чем для однородного эмиттера по Шотки («аномальный эффект Шотки»).

Нек-рые особенности Т. э. полупроводниковых термокатодов, напр. оксиднобариевых (отсутствие тока насыщения, превышение темп-ры эмиттируемых электронов над темп-рой решетки кристаллока оксида), по-видимому, связаны с наличием в приповерхностном слое таких эмиттеров электрич. поля, а в случае оксидного катода также пористостью покрытия.

Ток Т. э. металлич. термокатада определяется мгновенными значениями его темп-ры и коллекторного потенциала V_K ; для нек-рых полупроводниковых эмиттеров (напр., оксиднобариевого) это не имеет места. При наложении на коллектор ускоряющего напряжения сила тока Т. э. такого катода в первый момент имеет максимальное значение, а затем уменьшается со временем, стремясь к нек-рому предельному значению. Поэтому ток Т. э. катода за время достаточно кратковременного импульса коллекторного напряжения может значительно превышать стационарное значение, измеряемое при наложении постоянного напряжения. Спады тока Т. э. вызваны, во-первых, «отравлением» поверхности оксидного катода веществами, выделяющимися с поверхности коллектора при бомбардировке его термоэлектронами, и, во-вторых, связаны с наличием электрич. поля в приповерхностном слое эмиттера, переводящего этот слой из равновесного состояния, соответствующего полю, равному нулю, в другое равновесное

состояние при поле, не равном нулю, причем этот переход совершается не мгновенно.

Соотношение (2) получается в предположении, что выход термоэлектронов не нарушает равновесного состояния системы электронов в эмиттере. Кроме того, это соотношение не относится к эмиссии катодов, в к-рых возбуждение электронов, помимо тепловых колебаний решетки, может вызываться иными причинами (напр., наличием электрич. поля). Эмиссия в этих случаях уже не будет чисто термоэлектронной.

Лит.: 1) Рейман А. Л., Термоионная эмиссия, пер. с англ., М.—Л., 1940; 2) Херинг К., Никольс М., Термоэлектронная эмиссия, пер. с англ., М., 1950; 3) Доррецов Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М.—Л., 1952; 4) Nottingham W. B., Thermionic emission, в кн.: Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge, Bd 21, В.—[u. a.], 1956.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

(термоэлектронные генераторы) — приборы, в к-рых происходит прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. См. Плазменные источники электрической энергии.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЙ КАТОД — см. Катод термоэлектронный.

ТЕРМОЭЛЕМЕНТ — устройство, с помощью которого можно осуществить как прямое преобразование тепловой энергии в электрическую, так и охлаждающий эффект. В основе первой области применений лежит явление Зеебека (см. Термоэлектрические явления). При наличии в цепи из двух разнородных проводников (полупроводников) градиента темп-р на концах цепи возникает электродвижущая сила E , а при замыкании цепи на внешнюю нагрузку в ней возникает электрич. ток $I = E/(r + R)$, где r — сопротивление ветвей Т. и R — сопротивление нагрузки. При этом на нагрузку выделяется электрич. мощность: $W = E^2 R / (R + r)^2$. ЭДС E — алгебраич. разность эдс ветвей Т., поэтому наибольший эффект достигается у Т., состоящего из электронной (n) и дырочной (p) ветвей с достаточно большими коэфф. дифференциальных термоэдс (α мкв/°К). Т. о., в принципе, Т. представляет собой термопару, эдс к-рой служит не для измерения темп-ры, а для получения электрич. мощности. Основной критерий энергетич. выгодности Т. — его кпд $\eta = (W/Q) \cdot 100\%$, где Q — количество тепла, прошедшее через Т. Кпд Т.-преобразователя можно выразить через основные параметры вещества ветвей:

$$\eta = \frac{T_0 - T_1}{T_0} \cdot \frac{\sqrt{1 + 1/2z(T - T_1)} - 1}{\sqrt{1 + 1/2z(T_0 + T_1)} + T_1/T_0},$$

где T_0 и T_1 — темп-ры горячего и холодного спаев, а z — т. н. эффективность вещества Т. ($z = \alpha^2 \sigma / \kappa$, где σ и κ соответственно электро- и теплопроводности материала ветви). В этой формуле первый член — кпд идеальной тепловой машины (т. н. обратимый цикл Карно), второй член (всегда < 1) характеризует необратимые потери в цепи Т.

Как следует из ф-лы (выведенной в предположении независимости α , σ и κ от темп-ры), η растет с увеличением $T_0 - T_1$. При работе Т. в условиях значительных $T_0 - T_1$, η ухудшается из-за электрического и теплового рассогласования холодных и горячих участков (следствие температурной зависимости параметров, входящих в z). В этих случаях лучший эффект дает применение каскадных Т., ветви к-рых состоят из разных веществ, соединенных таким образом, что $z_{\text{макс}}$ каждого вещества приходится на соответствующий интервал темп-р, а условия электрического и теплового согласования могут быть существенно улучшены. В качестве ветвей такого Т. могут выступать как одинаковые вещества-матрицы, отличающиеся лишь концентрацией носителей (опти-

мальной для каждого температурного интервала), так и разные материалы (напр., $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Bi}_2\text{Se}_3$ и PbTe). На двухкаскадном Т. удалось получить кпд в 8% при $T_0 = 600^\circ\text{K}$ и $T_1 = 300^\circ\text{K}$.

В наст. время каскадные Т. могут обеспечить кпд 13—15% и выше в широком интервале темп-р. Основные термоэлектрич. материалы, используемые в Т., — твердые растворы на основе теллуридов и селенидов Вi и Pb, а также сплавы Si — Ge. Для получения большой электрич. мощности Т. обычно соединяются в термобатареи (ТБ), образующие, в свою очередь, весь агрегат-преобразователь (термоэлектрогенератор — ТЭГ). ТБ и ТЭГ обладают рядом существенных преимуществ перед др. источниками электроэнергии (отсутствие движущихся частей, возможность получения любых соотношений между током и напряжением, независимость кпд от габаритов и т. д.). В последнее время ТЭГ находят все большее применение в малой и средней энергетике.

Вторая прикладная область, в к-рой применяются Т., — термоэлектрич. охлаждение и подогрев. В основе этих явлений лежит эффект Пельтье. При прохождении постоянного электрич. тока через цепь двух разнородных проводников (полупроводников) на одном из контактов происходит поглощение, а на другом — выделение тепла (в ед. времени), пропорциональное силе тока, абс. темп-ре контакта и разности коэфф. термоэдс веществ спаев $Q_{\text{п}} = (\alpha_1 - \alpha_2) IT$. Эффект зависит от направления тока; при перемене полярности контакты меняются местами в тепловом отношении. Такой Т. является холодильным агрегатом (тепловым насосом), в к-ром роль рабочего вещества (хладоагента) выполняет электронный газ. При наличии отвода тепла от горячего спаю на холодном устанавливается динамич. равновесие, при к-ром поглощающееся количество тепла компенсируется частью джоулева тепла, отходящего к холодному спаю (в первом приближении $1/2 Q_{\text{дж}}$), и потоком тепла, обусловленным теплопроводностью ветвей Т. $Q_{\text{п}} - 1/2 Q_{\text{дж}} - Q_x = 0$. При этом максимальную разность темп-р можно выразить через эффективность вещества Т.: $\Delta T_{\text{макс}} = 1/2 Z T^2$. Энергетич. выгодность Т.-охладителя, как и всякой холодильной машины, определяется его холодильным коэфф. (отношением количества поглощаемого тепла к затрачиваемой электрич. мощности):

$$k_0 = \frac{T_1}{T_0 - T_1} \cdot \frac{\sqrt{1 + 1/2z(T_0 + T_1)} - T_0/T_1}{\sqrt{1 + 1/2z(T_0 + T_1)} + 1}.$$

Т. о., увеличение k_0 (при заданной величине $T_0 - T_1$) или $\Delta T_{\text{макс}}$ прямо связано с повышением эффективности вещества, составляющего холодильный Т.

Рабочий режим «максимальный k_0 » характеризуется оптимальным током, зависящим от разности темп-р, при к-рой должен работать Т. С увеличением $T_0 - T_1$ оптимальный ток растет и при $T_0 - T_1 = \Delta T_{\text{макс}}$ достигает значения $I_0 = [(\alpha_1 - \alpha_2) \sigma T s / l]$, где s и l — соответственно сечение и длина обеих ветвей Т. При $I > I_0$ тепловой баланс нарушается в пользу $Q_{\text{дж}}$ и $T_0 - T_1$ начинает падать.

Часто выгодно применять Т. в режиме «максимальная холодопроизводительность — Q_0 ». Этот режим обычно используется, когда задача получения дополнительной холодопроизводительности делает целесообразным увеличение количества электроэнергии, необходимой для питания Т. Для увеличения холодопроизводительности Т. соединяются в термобатареи (ТБ). Если от Т. необходимо получить разность темп-р, превышающую $\Delta T_{\text{макс}}$, применяют каскадирование Т. и ТБ. В этом случае холодный

спай одного каскада охлаждает горячий спай следующего каскада, что обуславливает возможность дальнейшего снижения темп-ры. В принципе возможно создание ТБ с любым количеством каскадов и весьма большим $\Delta T_{\text{макс}}$, однако ряд технологич. и теплотехнич. трудностей ограничивает обычно устройства 2—3 каскадами. В наст. время $\Delta T_{\text{макс}}$ Т. и ТБ (однокаскадных) может достигать 60—65° (при $T_{\text{гор}} = 300^\circ \text{K}$), а k_0 термоэлектрич. холодильников ~30—35%, что делает их энергетически более выгодными, чем холодильники абсорбционного типа. Т. и ТБ имеют ряд важных преимуществ перед обычными холодильными агрегатами (отсутствие движущихся частей, бесшумность и безинерционность в работе, независимость k_0 от габаритов) и находят все более широкое применение в различных областях техники.

Важным свойством холодильных Т. является обратимость эффекта Пельтье (термоэлектрич. подогрев). Этим свойством широко пользуются как для термостатирования микрообъектов с помощью отдельных Т. и ТБ, так и для создания термоэлектрич. установок кондиционирования воздуха. В дальнейшем при увеличении эффективности материалов станет возможным создание на основе этого свойства отопительно-кондиционирующих систем.

Лит.: 1) И о ф ф е А. Ф. [и др.], Термоэлектрическое охлаждение, М.—Л., 1956; 2) И о ф ф е А. Ф., Полупроводниковые термоэлементы, М.—Л., 1960; 3) Полупроводники в науке и технике, под ред. А. Ф. Иоффе, т. 2, М.—Л., 1958; 4) К о л е н к о Е. А., Термоэлектрические охлаждающие приборы, М.—Л., 1963. Е. К. Иорданшвили.

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — реакции слияния (синтеза) легких атомных ядер в более тяжелые, происходящие при очень высоких темп-рах (~10⁷° и выше). Поскольку ядра с наибольшей энергией связи (см. также *Упаковочный множитель*) на 1 нуклон находятся в средней части периодич. системы Менделеева, Т. р. являются, как правило, процессами образования более плотно упакованных ядер из более рыхлых и потому сопровождаются выделением энергии (точнее, выделением в продуктах реакции избыточной кинетич. энергии, равной увеличению полной энергии связи). Т. о., сам механизм экзоэнергетич. сдвига к средней части периодич. системы (слияние) здесь противоположен тому, к-рый имеет место при делении ядер. Большое энерговыделение в ряде Т. р. обуславливает их важность для астрофизики, ядерной и прикладной физики; дополнительный интересный аспект Т. р. — их важная роль в дозвездных и звездных процессах синтеза ядер химич. элементов.

I. Типы реакций ядерного синтеза. Т. р. — основной, но не единственный тип реакций синтеза легких ядер.

Все реакции синтеза связаны с необходимостью сближения реагирующих ядер на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил, что невозможно без преодоления электростатич. кулоновского барьера взаимного отталкивания ядер. Обычно этот барьер ничем не искажается, так что реакции синтеза могут идти лишь при достаточно большой относительной энергии сталкивающихся ядер, к-рая сообщается им либо в некотором ускорителе (реакция синтеза на мишени), либо в результате сильного разогрева в недрах звезд, в атомном взрыве или в мощном газовом разряде (Т. р. синтеза).

К др. типу относятся те реакции синтеза, к-рые становятся возможными в результате сильного искажения самого кулоновского барьера; это т. н. реакции «холодного» синтеза [19, 20]. Искажение барьера

(прежде всего, его сужение благодаря «срезанию» внешней, наиболее широкой части, см. рис. 1) может произойти по двум причинам: 1) Вследствие сильного «смятия» барьера колоссальным давлением; скорость таких реакций синтеза (их наз. пикноядерными, или пьезоядерными) зависит в противоположность Т. р. (см. раздел II), гл. обр. не от темп-ры, а от плотности вещества; они могут идти только при огромных плотностях ($\rho \geq 10^4 \text{ г/см}^3$), реализующихся пока лишь в нек-рых звездах. 2) При обычных плотностях и темп-рах — вследствие прямого экранирования кулоновского поля дейтрона или протона захваченным на боровскую орбиту μ -мезоном. Размеры образовавшегося при этом нейтрального мезоатома в $m_\mu/m_e = 212$ раз меньше размеров атома водорода, благодаря чему он, свободно диффундируя в водородо-ди дейтериемодержащей среде, может очень сильно сближаться с др. дейтроном или протоном; в обычных условиях для сближения на такое же расстояние потребовалась бы значительная (~5 кэв) относительная энергия ядер. Более того, при этом образуются мезомолекулярные ионы $\text{HD}\mu$, в к-рых связанные μ -мезоном дейтрон и протон относительно долго находятся на весьма близком расстоянии друг от друга, так что вероятность взаимного проникновения сквозь барьер велика. В результате идет реакция синтеза $\text{H} + \text{D} + \mu \rightarrow \text{He}^3 + \mu + 5 \text{ Мэв}$, в к-рой мюон играет роль катализатора. Это явление (т. н. мезонный катализ) не может, однако, привести к самоподдерживающейся реакции синтеза вследствие малости времени жизни мюона (2·10⁻⁶ сек) и образования электрически заряженной системы при его возможном захвате возникающим ядром He^3 [19].

Практически бесперспективен для осуществления энергетич. выгодного процесса ядерного синтеза метод бомбардировки мишени пучком ускоренных ядер, напр. дейтронов. В случае твердой мишени подавляющая часть энергии ускоренных дейтронов расходуется на ионизацию и возбуждение электронов в атомах мишени. Эффективные сечения таких столкновений с электронами ~10⁻¹⁶ см², тогда как сечения ядерных реакций не превышают ~10⁻²⁶—10⁻²⁴ см². Поэтому на ионизационном пробеге дейтрона происходит, в среднем, ничтожная доля одной ядерной реакции, что исключает возможность энергетич. выигрыша.

Аналогичная трудность препятствует осуществлению эффективного ядерного синтеза как путем бомбардировки плазменной «мишени», так и в плазме с темп-рой ядер (ионов) T_i , на неск. порядков превышающей электронную темп-ру T_e ; в обоих случаях основная доля энергии быстрых ионов бесполезно тратится на нагрев холодных электронов. Для уменьшения скорости обмена энергией между ионами и электронами, пропорциональной $n_i n_e (T_i - T_e) / T_e^{3/2}$ (n_i, n_e — плотности ионов и электронов), необходимо повысить T_e . Т. о., в обычных условиях единственной средой, пригодной для осуществления эффективного термоядерного синтеза, является плазма с достаточно высокой (см. ниже) T_i и сравнимой с ней (или еще более высокой) T_e . Др. требования, к-рым должна удовлетворять такая «термоядерная» плазма, изложены в разделе V.

II. Эффективные сечения реакций синтеза. Скорости Т. р. В табл. 1 и на рис. 2 для ряда реакций синтеза приведены значения выделяемой энергии и эффективные сечения σ в ф-ции от энергии налетающей (в ф-лах реакций — первой слева) частицы.

Энерговыделения в различных реакциях синтеза сравнимы по порядку величин, тогда как сечения их различаются на много порядков. Это лишь отчасти объясняется различием вероятностей прохождения через кулоновский барьер (см. ниже); главная же



Рис. 1.

причина — резкое различие сечений собственно ядерных превращений. Так, для большинства реакций, в результате к-рых образуется очень сильно связанное ядро He⁴, сечение велико, а для реакций, обусловленных т. н. слабым взаимодействием (напр., p + p → D + e⁺ + ν), сечение весьма мало.

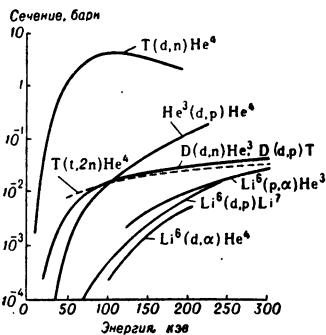


Рис. 2.

стей; для реакций между ядрами одного сорта вместо n₁n₂ должно стоять 1/2n². Скоростью Т. р. для краткости назовем величину

$$\langle v\sigma \rangle = \int_0^{\infty} v\sigma(v) f(v) dv = \int_0^{\infty} \sqrt{2E/\mu} \sigma_{\text{лаб}} \left(\frac{m_1}{\mu} E\right) F(E) dE, \quad (1)$$

где E — энергия отсчитывается от движения ядер (E = μv²/2), f(v) и F(E) — ф-ции распределения ядер по v и по E, μ = m₁m₂/(m₁ + m₂) — их приведенная масса, σ_{лаб} — сечение реакции в лабораторной системе отсчета, в к-рой покоится частица массы m₂ (именно к величине σ_{лаб} относятся табл. 1 и рис. 2). В общем случае ⟨vσ⟩ можно определить при заданном виде ф-ций f (или F) и σ_{лаб} только численно.

Таблица 1.

Реакция	Энерговыделение, Мэв	σ _{макс} , барн (в области энергий ≤ 1 Мэв)	Энергия налетающей частицы (в Мэв), отвечающая σ _{макс}
p + p → D + e ⁺ + ν	2,2	~ 10 ⁻²³ (1)	—
p + D → He ³ + γ	5,5	~ 10 ⁻⁶	—
p + T → He ⁴ + γ	19,7	~ 10 ⁻⁶	—
D + D → T + p	4,0	0,16 (при 2 Мэв)	2,0
D + D → He ³ + n	3,3	0,09	1,0
D + D → He ⁴ + γ	24,0	—	—
D + T → He ⁴ + n	17,6	5	0,10
T + D → He ⁴ + n	17,6	5	0,15
T + T → He ⁴ + 2n	11,3	0,10	1,0
D + He ³ → He ⁴ + p	18,3	0,80	0,45
He ³ + He ³ → He ⁴ + 2p	12,8	закон σ ∝ 1/v	—
n + Li ⁶ → He ⁴ + T	4,8	—	0,3
p + Li ⁶ → He ⁴ + He ³	4,0	~ 10 ⁻⁴	—
p + Li ⁷ → 2He ⁴	17,3	~ 10 ⁻³	0,25
D + Li ⁶ → Li ⁷ + p	5,0	0,01	1,0
D + Li ⁷ → 2He ⁴	22,4	0,026	0,80
D + Li ⁷ → 2He ⁴ + n	15,0	~ 10 ⁻³	0,2

Наибольший интерес представляет температурная зависимость скорости Т. р. в газе с максвелловским распределением скоростей ядер. В большинстве случаев она имеет простой аналитич. вид, одинаковый для всех Т. р., поскольку, — при большом разбросе сечений реакций синтеза по их специфически ядерной зависимости от энергии и, особенно, по численному масштабу, — их результирующая энергетич. зависимость определяется гл. обр. вероятностью туннельного про-

хождения сквозь кулоновский барьер. Подбарьерный характер типичных Т. р. связан с тем, что высота барьера E_B ≈ Z₁Z₂e²/R (Z₁e, Z₂e — заряды сталкивающихся ядер, R — сумма их радиусов) даже для комбинации ядер D + D составляет ~200 кэв, а для других — еще больше; для большинства типов термоядерной плазмы (см. ниже) энергии теплового движения ядер существенно ниже (энергия 200 кэв соответствует темп-ре ~2 · 10⁸°).

Аналитич. вид скорости Т. р. определяется в основном двумя экспоненциальными множителями под интегралом (1). Один из них — входящий в σ(v) гамовский коэфф. проницаемости барьера (в его предельной форме, справедливой при E ≪ E_B), другой — экспонента максвелловского распределения; т. о., подынтегральное выражение пропорционально величине

$$\exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v - \mu v^2 / 2kT). \quad (2)$$

Это выражение имеет максимум при v = v_m = (2πZ₁Z₂e²kT/μħ)^{1/3} и быстро падает к нулю по обе стороны от него. Поэтому основной вклад в интеграл (1) дает сравнительно узкая область значений v вблизи v = v_m (действительно узкой она является, впрочем, лишь при низких, с точки зрения Т. р., значениях kT ≪ 1 кэв) и, следовательно, основная температурная зависимость ⟨vσ⟩ определяется просто значением экспоненты (2) в максимуме:

$$\langle v\sigma \rangle \propto \exp\{-\frac{1}{2}(4\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu / \hbar^2 kT)^{1/3}\}. \quad (3)$$

Применимость (3) ограничена областью не слишком высоких темп-р, для к-рых показатель экспоненты по абс. величине ≫ 1; так, для Т. р. D + D зависимость (3) справедлива при kT ≪ 100 кэв. Дополнительный, предэкспоненциальный множитель в «кулоновской» температурной зависимости скорости Т. р. (не учитывая возможного резонанса в собственно ядерной реакции) имеет вид T^{-2/3}.

Относит. энергия E_m = 1/2μv_m², окрестность к-рой вносит основной вклад в полное число Т. р., заметно превышает kT, т. е. E_m находится в хвостовой части максвелловского распределения; так, для Т. р. D + D: E_m/kT = 6,25T^{-1/3} кэв ≫ 1. С др. стороны, E_m может быть все еще гораздо меньше высоты барьера E_B (рис. 3). Существование такой оптимальной области относит. энергий имеет простой физич. смысл: для столкновений с E ≪ E_m (более частых) слишком мала проницаемость барьера, а столкновения с E ≫ E_m, более эф-

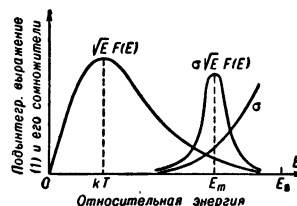


Рис. 3.

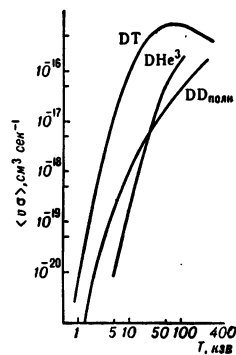


Рис. 4.

фективные в смысле проникновения сквозь барьер, обусловлены очень далекими «хвостами» максвелловского распределения и потому слишком редки.

То обстоятельство, что основной вклад в полную скорость Т. р. вносят подбарьерные столкновения ядер, обусловлено скошенной формой кулоновского барьера (рис. 1), проницаемость к-рого становится заметной уже при сравнительно малых энергиях.

Поэтому и температурная зависимость скорости T , p , $\exp(-\text{const}/T^{1/2})$, сама по себе весьма сильная, далеко не столь резкая, как, напр., температурная зависимость типичных химич. реакций, $\exp(-\text{const}/T)$ (обусловленная вертикальной формой барьера активации). Именно поэтому T , p могут интенсивно протекать уже при темп-рах, в десятки раз более низких, чем высота барьера. Скорости нек-рых важнейших T , p , рассчитанные по ф-ле (1) для максвелловского распределения, приведены на рис. 4 (скорость реакции $D + D \rightarrow He^3 + n$ равна 51—55% от скорости $DD_{\text{полн}}$).

Если максвелловское распределение ядер не успевает установиться, то нижнюю границу скорости T , p можно оценить, предположив, что все ядра имеют скорости, одинаковые по величине и изотропные по направлениям. Зависимость скорости T , p от энергий ядер E в этом случае более резкая, чем (3), а именно, $\langle v\sigma \rangle \propto \exp(-\text{const}/E^{1/2})$, так что при $E \leq 1$ кэв скорость T , p в таком моноэнергетическом газе пренебрежимо мала по сравнению с максвелловским случаем. Но в практической интересной области ($E \geq 10$ кэв) скорости T , p $D + D$ и $D + T$ в обоих случаях приблизительно одинаковы: здесь оптимальные «хвосты» максвелловского распределения уже не являются далекими.

III. T , p в звездах. T , p в звездах играют двойную роль — как основной источник энергии звезд, в том числе Солнца, и как механизм образования ядер химич. элементов. Для т. н. нормальных гомогенных звезд (в т. ч. Солнца) главным процессом ядерного синтеза, ответственным за выделение энергии, является сгорание H в He , точнее — экзотергич. превращение 4 протонов в ядро He^4 и 2 позитрона. Этот конечный результат можно получить двумя различными путями (Г. Бете и др., 1938—39 гг.): 1) в т. н. протон-протонной (pp) цепочке, или водородном цикле; 2) в т. н. углеродно-азотном (CN), или углеродном, цикле (см. табл. 2 и 3).

Табл. 2. — Водородный (pp) цикл.

Реакция	Выделяемая энергия, Мэв	Среднее время реакции
$p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$	2,0,164 + (2,0,257)	1,4 · 10 ¹⁰ лет
$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	2,1,02	—
$p + D \rightarrow He^3 + \gamma$	2,5,49	5,7 сек
$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + 2p$	12,85	10 ⁸ лет
Итого 4p → He ⁴ + 2e ⁺	26,21 + (0,514) Мэв	

Первые 3 реакции входят в полный цикл дважды.

Табл. 3. — Углеродный (CN) цикл.

Реакция	Выделяемая энергия, Мэв	Среднее время реакции
$p + C^{12} \rightarrow N^{13} + \gamma$	1,95	1,3 · 10 ⁷ лет
$N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu$	1,50 + (0,72)	7,0 мин
$p + C^{13} \rightarrow N^{14} + \gamma$	7,54	2,7 · 10 ⁸ лет
$p + N^{14} \rightarrow O^{15} + \gamma$	7,35	< 3,2 · 10 ⁸ лет
$O^{15} \rightarrow N^{15} + e^+ + \nu$	1,73 + (0,98)	82 сек
$p + N^{15} \rightarrow C^{12} + He^4$	4,96	1,1 · 10 ⁵ лет
Итого 4p → He ⁴ + 2e ⁺	25,03 + (1,70) Мэв	

Времена реакций рассчитаны для параметров состояния в центре Солнца: темп-ра 13 млн. °К (более новое значение этой темп-ры 16 млн. °К), плотность водорода 100 г/см³. Среднее время реакции, напр.

$p + C^{12} \rightarrow N^{13} + \gamma$, означает среднее время жизни (относит. этой реакции) ядра C^{12} и т. п. В скобках указана та часть энерговыделения, к-рая безвозвратно уходит с нейтрино.

В CN-цикле ядро C^{12} играет роль катализатора.

Результирующая скорость протекания цикла определяется временем самой медленной из реакций. На рис. 5 приведена темп-рная зависимость скорости удельного энерговыделения ϵ (эрг/г · сек) для обоих циклов при плотности 100 г/см³ и весовых долях: H — 80%, $C + N$ — 0,6%; темп-ра дана в млн. градусов. В условиях Солнца и менее ярких звезд в полном энерговыделении преобладает pp-цикл, а в более ярких звездах — CN-цикл. Характеристики обоих циклов систематически пересматриваются и уточняются.

Водородный цикл разветвляется на 3 варианта. Последовательность реакций, приведенная в табл. 2, играет преобладающую роль лишь при невысоких темп-рах и малых концентрациях He^4 . Начиная с нек-рой граничной темп-ры ~10—15 млн. °К, зависящей от относит. концентрации H и He , основной вклад в полное энерговыделение вносит другая ветвь pp-цикла, отличающаяся от приведенной в табл. 2 заменой реакции $He^3 + He^3$ на последовательность реакций: $He^3 + He^4 \rightarrow Be^7 + \gamma$, $Be^7 + e^- \rightarrow Li^7 + \nu$, $p + Li^7 \rightarrow 2He^4$. При еще более высоких темп-рах происходит переход к третьему варианту цикла: $He^3 + He^4 \rightarrow Be^7 + \gamma$, $p + Be^7 \rightarrow B^8 + \gamma$, $B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu$, $Be^8 \rightarrow 2He^4$.

Для звезд-гигантов с плотными выгоревшими (в смысле содержания H) ядрами существуют т. н. гелиевый и неоновый циклы T , p ; они протекают при значительно более высоких темп-рах и плотностях, чем pp- и CN-циклы. Первичной и основной реакцией гелиевого цикла, идущей начиная с $T \approx 2 \cdot 10^8$ °К, является т. н. процесс Солпитера: $3He^4 \rightarrow C^{12} + \gamma_1 + \gamma_2 + 7,3$ Мэв (процесс не строго тройной, а двухступенчатый, идущий через промежуточное неустойчивое ядро Be^8). Т. о. при сгорании гелия на каждое затраченное ядро He^4 выделяется энергия примерно в 10 раз меньшая, чем при образовании одного такого ядра в результате сгорания H по pp- или CN-циклу. Далее могут следовать реакции $C^{12} + He^4 \rightarrow O^{16} + \gamma$ и $O^{16} + He^4 \rightarrow Ne^{20} + \gamma$; в этом состоит один из механизмов синтеза ядер химич. элементов (т. н. нуклеогенеза).

Наконец, если продукты реакций гелиевого цикла вступают в контакт с H , то становится возможным неоновый ($Ne - Na$) цикл, в к-ром Ne^{20} играет роль катализатора для процесса сгорания H в He . Последовательность реакций здесь совершенно аналогична CN-циклу (табл. 3), только ядра C^{12} , N^{13} , C^{13} , N^{14} , O^{15} , N^{15} заменяются соответственно ядрами Ne^{20} , Na^{21} , Ne^{21} , Na^{22} , Mg^{23} , Na^{23} . Мощности этого цикла как источника энергии невелика. Однако он, по-видимому, имеет большое значение для нуклеогенеза, т. к. одно из промежуточных ядер цикла (Ne^{21}) может служить источником нейтронов: $Ne^{21} + He^4 \rightarrow Mg^{24} + n$ (аналогичную роль может играть и ядро C^{13} , участвующее в CN-цикле). Последующий цепной захват нейтронов, чередующийся с процессами β -распада, является механизмом синтеза все более тяжелых ядер.

Как видно из рис. 5, скорость удельного энерговыделения ϵ в типичных звездных T , p по земным масштабам ничтожна. Так, для Солнца (в среднем на 1 г солнечной массы) $\epsilon \approx 2$ эрг/сек · г. Это гораздо меньше, напр., скорости энерговыделения в живом организме в процессе обмена веществ, а обычная электрич. лампочка по мощности эквивалентна многим тоннам солнечного вещества. Однако вследствие огромной массы Солнца ($2 \cdot 10^{33}$ г) полная излучае-

мая им мощность ($4 \cdot 10^{26}$ ватт) чрезвычайно велика: она соответствует ежесекундному уменьшению массы Солнца на 4,3 млн. тонн, и даже ничтожной ее доли достаточно, чтобы оказывать решающее влияние на энергетич. баланс земной поверхности, жизни и т. д.

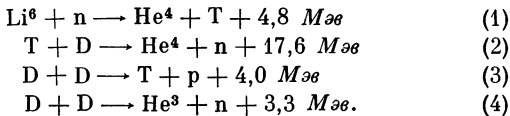
Благодаря колоссальным размерам и массе Солнца и звезд в них идеально решается проблема удержания (в данном случае — гравитационного) и термоизоляции термоядерной плазмы: Т. р. протекают в горячем ядре звезды, а теплоотдача происходит с весьма удаленной и гораздо более холодной поверхности. Только благодаря этому звезды могут эффективно генерировать энергию

в таких медленных процессах, как pp- и CN-циклы (см. табл. 2, 3). Для использования в земных условиях эти процессы совершенно непригодны (да и неосуществимы; напр., фундаментальная реакция $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$ непосредственно вообще не наблюдалась).

IV. Термоядерный взрыв [6, 7, 8, 10]. Искусственные Т. р. в практически эффективном масштабе осуществлены пока лишь в испытательных взрывах термоядерных, или водородных, бомб, т. н. тротиловый эквивалент к-рых доходит до неск. десятков млн. тонн. Количество энергии, высвобождающейся при взрыве такой бомбы ($\sim 10^{24}$ эрг), превышает недельную выработку электроэнергии на всем земном шаре и сравнимо с энергией землетрясений и ураганов.

Обязательным элементом любого термоядерного взрыва являются Т. р. между изотопами водорода. Поскольку необходимая для протекания Т. р. темп-ра ($\sim 10^7$ К) создается взрывом атомного «запала» (Pu или U^{235}), к-рый сам по себе приводит к разлету вещества за время \sim мксек, приемлемы лишь наиболее быстро протекающие Т. р. — прежде всего, реакция $D + T$. Это же жесткое ограничение допустимого времени развития Т. р. приводит к требованию максимально возможной плотности термоядерного заряда, т. е. он должен быть жидким или твердым. Использование жидких D и T требует спец. холодильного оборудования, что повышает вес и стоимость бомбы. Поэтому более удобно использовать изотопы H в составе твердых химич. соединений, напр. изотопные модификации гидрида лития (Li^7 и Li^6 в комбинации с H, D и T), в особенности дейтерид лития $6Li^6D$. У ядра Li^6 очень велико (~ 1000 барн) сечение захвата нейтрона с образованием T, к-рый затем вступает в Т. р. с D.

Вероятная схема реакций в термоядерной бомбе:



Нейтроны для реакции (1) происходят от деления ядер атомного запала (Pu^{239} или U^{235}). Основная энергия синтеза выделяется при реакциях (1) и (2), к-рые, образуя цикл, взаимно поддерживают друг друга и оставляют без изменения суммарное количество нейтронов и ядер T. Их скорость примерно в 100 раз превышает скорость реакций (3) и (4), к-рые могут служить начальным источником нейтронов и ядер T.

Водородную бомбу можно окружить оболочкой из U^{238} (или Th^{232}), к-рые делятся под действием именно быстрых нейтронов, возникающих в Т. р. (2) и (4). Эта реакция деления в свою очередь своим энерго-

выделением поддерживает Т. р. (2), (3), (4). Это — т. н. бомба, основанная на реакции деление — синтез — деление. При таком использовании в качестве дополнительного горючего дешевых изотопов U^{238} или Th^{232} , не подверженных цепной реакции деления, не возникает трудности критич. размеров и, следовательно, атомная бомба может быть гораздо больше, чем обычная бомба, основанная на цепной реакции деления U^{235} или Pu^{239} .

В связи с проблемой термоядерных взрывов в лит-ре обсуждались и другие Т. р., напр. $Li^6 + D \rightarrow 2He^4 + 22,4 \text{ Мэв}$, $Li^7 + p \rightarrow 2He^4 + 17,3 \text{ Мэв}$, $T + p \rightarrow He^4 + 19,7 \text{ Мэв}$, а также возможность использования D и T в виде соединений с делящимися изотопами, применяемыми в атомном запале Т. р., напр. в виде UD_3 , PuT_3 и т. п.

V. Управляемый ядерный синтез. А. Общие соображения. Принцип магнитной термоизоляции. Управляемая Т. р., как и взрывная Т. р., может идти лишь при достаточно высоких темп-рах, но должна протекать сравнительно плавно и длительно. Отсюда следует необходимость достаточно длительного удержания термоядерного рабочего вещества в ограничен. объеме и — ввиду его высокотемпературности и, следовательно, резкой неравномерности по отношению к окружающей среде — эффективной термоизоляции его от этой среды. Поскольку условия для удержания и термоизоляции в системах земных масштабов несравненно менее благоприятны, чем на Солнце и в звездах, для проблемы управляемого термоядерного синтеза могут представлять интерес лишь наиболее эффективные Т. р. $D - D$ и $D - T$.

Термоядерные реакторы, основанные на процессах $D - D$ и $D - T$, в случае их осуществления имели бы, как генераторы энергии, ряд преимуществ перед реакторами, основанными на делении тяжелых ядер. 1) Для Т. р. существует практически неисчерпаемый источник дешевого горючего в виде дейтерия, находящегося в воде океанов. Хотя содержание D в природных условиях составляет всего $1/6000$ от содержания H, энергетич. ценность D, содержащегося в 1 л воды, эквивалентна 300 л бензина. Полное колич. D в океанах $\sim 4 \cdot 10^{13}$ тонн, что эквивалентно энергии, 10^{20} квт-лет (полезная потребляемая на всем земном шаре мощность составляет $\sim 10^{10}$ квт). Энерговыведение на 1 нуклон (а след., и на ед. массы) в Т. р. того же порядка или неск. выше, чем в реакциях деления. 2) Т. р. не связаны с образованием сильно радиоактивных ядер (типа осколков деления). 3) Поскольку количество вещества в термоядерном реакторе должно быть малым (см. ниже), нет опасности того, что реакция приведет к взрыву.

Т. о., рабочим веществом будущего управляемого термоядерного реактора должна служить высокотемпературная дейтериевая или дейтериево-трибиевая плазма. Ясно, что темп-ра такой плазмы должна быть порядка десятков или даже сотен миллионов градусов (что соответствует $kT \sim$ неск. кэв — неск. десятков кэв).

Условия удержания и термоизоляции исключают возможность использования для управляемых Т. р. плотной плазмы (по поводу одного возможного исключения см. раздел V. Б). Давление плазмы $p = 2nkT$, где n — плотность заряженных частиц, так что «нормальные» (напр., атмосферные) плотности отвечают при термоядерных темп-рах огромным значениям p . Эти давления можно удержать лишь очень прочными стенками из вещества. При этом происходит переход к системе, по существу, взрывного, т. е. неуправляемого типа, а главное — в силу непосредственного контакта плазмы с веществом стенок — невозможна эффективная термоизоляция, а следовательно, и достижение высокой темп-ры. Попытка осуществить в та-

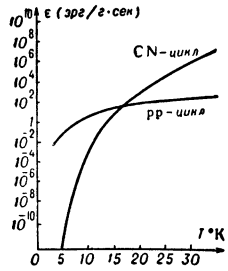


Рис. 5.

кой системе «звездную» ситуацию (горячий центр и холодная периферия) путем реально доступного увеличения размеров не удается, т. к. потери энергии плазмы на стенку, обусловленные электронной теплопроводностью, быстро растут с ростом центральной темп-ры $T_{\text{макс}}$ (примерно как $T_{\text{макс}}^{7/2}$).

Напротив, для достаточно разреженной плазмы требованиям удержания и термоизоляции в принципе можно удовлетворить одновременно. В этом случае давление плазмы не очень велико и ее можно удерживать вместо стенки из вещества «магнитной стенкой», помещая плазму в достаточно сильное магнитное поле. С микроскопич. точки зрения такой способ удержания связан с резким ограничением подвижности заряженных частиц плазмы поперек магнитного поля, с макроскопич. точки зрения — с поведением плазмы как диамагнитного газа, ослабляющего магнитное поле в занимаемом им объеме и создающего тем самым ту разность магнитных давлений $H^2/8\pi$, к-рая и удерживает плазму (см. Плазма). В идеальном случае магнитное поле, удерживающее плазму, полностью изолирует ее от стенок камеры. (Поскольку магнитное поле обычно создается относительно массивными внешними проводниками, они в конечном счете и воспринимает силу давления плазмы, практически не забывая ее энергии). Более того, при наличии сильного удерживающего магнитного поля становится возможной термоизоляция плазмы даже несмотря на ее контакт со стенками камеры. Коэфф. теплопроводности сильно «замагниченная» плазмы поперек магнитного поля резко уменьшается и оказывается обратно пропорциональным H^2/\sqrt{T} . При больших H и T это уменьшение теплопроводности достигает многих порядков величины, и не исключена возможность создания плазменной системы допустимо больших размеров с горячим центром и холодным краем.

Вышеизложенные соображения, выдвинутые в 1950—51 гг. А. Д. Сахаровым и И. Е. Таммом в СССР и Л. Спитгером в США, можно назвать принципом магнитной термоизоляции высокотемпературной плазмы. Этот принцип — главный (и, по-видимому, единственно реальный) ключ к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза.

Необходимое для удержания плазмы магнитное давление $H^2/8\pi$ должно быть не меньше (а скорее — с учетом требований устойчивости — даже значительно больше), чем давление плазмы $2nkT$. Отсюда вытекает ограничение сверху на плотность плазмы n . Ограничение на n снизу возникает из требования, чтобы плотность энерговыделения в термоядерном реакторе была не меньше, чем, напр., в реакторе на делении ($\sim 100 \text{ вт/см}^3$). В результате получается интервал плотностей $n \approx 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует давлениям порядка десятков или сотен атм.

Из др. типов полей существенную роль в удержании горячей плазмы могут играть лишь быстропеременные электромагнитные поля (см. Магнитные ловушки). Удержание же плазмы чисто электростатич. полями невозможно — не столько в силу нереально большой величины напряженности поля E , необходимой для создания электр. давления $E^2/8\pi \geq 2nkT$, сколько в силу принципиального несуществования положения устойчивого равновесия системы зарядов в электростатич. поле (*Ирншоу теорема*); для плазмы этот результат особенно нагляден, т. к. электростатич. потенциальная яма для частиц одного знака оказывается потенциальным «бугром» для частиц противоположного знака.

Б. Проблема создания и устойчивого удержания высокотемпературной плазмы (см. Плазма, Магнитная гидродинамика, Магнитные ловушки, Самостягивающийся разряд). Исследования по проблеме управ-

ляемых Т. р. (в СССР они были начаты в 1950—51 гг. под руководством Л. А. Арцимовича и М. А. Леонтовича) подтвердили плодотворность принципа магнитной термоизоляции. Выяснилось, что сильное магнитное поле может играть роль не только удерживающей плазму «стенки», но и сжимающего ее «поршня», что позволило использовать магнитные поля (как внешние, так и собственные поля текущих по плазме токов) для нагрева плазмы. Кроме того, сама «замагниченность» плазмы приводит к появлению в системе ряда характерных собственных частот, на к-рых возможен резонансный нагрев переменным электромагнитным полем (это особенно важно при высоких темп-рах, когда из-за крайней редкости кулоновских столкновений становятся неэффективными обычные диссипативные методы нагрева, напр. омич. нагрев джоулевым теплом текущего по плазме тока). Существуют и методы инъекции предварительно ускоренных частиц (или целых сгустков плазмы) в магнитное поле.

Значительно большие трудности возникли на пути решения проблемы устойчивого удержания плазмы. Характерная черта поведения плазмы как динамич. системы — наличие многочисленных и крайне легко возбуждаемых механизмов ее неустойчивости. В свою очередь, эти неустойчивости приводят к т. н. аномальным, или турбулентным, коэфф. переноса (диффузии, теплопроводности и др.), обуславливающим утечку частиц, ухудшение термоизоляции и т. д. Поэтому проблема устойчивости (включая связанный с ней круг вопросов о турбулентных явлениях переноса) является центральной частью всей проблемы управляемых Т. р.

После длительного периода «господства» неустойчивостей» в решении проблемы устойчивости достигнуты существенные успехи. Так, удалось путем создания должной конфигурации внешних магнитных полей преодолеть нек-рые типы крупномасштабной (магнитогидродинамической) неустойчивости плазмы: конвективную (желобковую) неустойчивость в магнитной ловушке с комбинированными полями и винтовую неустойчивость шнура в тороидальном разряде с сильным продольным магнитным полем, а также в системе с т. н. динамич. (высокочастотной) стабилизацией. Разрабатывается новый метод т. н. турбулентного нагрева плазмы (турбулентность развивается из мелкомасштабной, кинетич. неустойчивости). Т. о., нек-рые типы неустойчивости плазмы даже поддаются рациональному использованию. В итоге, напр., время удержания плазмы с темп-рой ионов \sim неск. кэв в ловушке с комбинированными полями доходит до неск. десятков мсек (правда, пока при плотностях плазмы всего $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$), в тороидальных системах типа «Токамак» плазма с плотностью $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и темп-рой \sim неск. сот эв удерживается в течение неск. мсек и т. д. (еще недавно типичные времена удержания плазмы не превышали ~ 10 мсек).

Несколько особняком стоят методы получения горячей плазмы в мощных импульсных разрядах очень малой длительности (\sim мсек). В этих т. н. Z- и θ -пинчах магнитное поле выполняет ф-цию очень сильного кумулятивного сжатия и нагрева плазмы, но не функцию ее устойчивого удержания, так что длительность существования сжатого состояния определяется в основном временем пролета частиц через плазменный шнур. В силу импульсного характера магнитных полей в таких системах они могут достигать величины $\sim 10^6$ э, так что условие $H^2/8\pi \geq 2nkT$ допускает получение не только горячей ($T_i \sim$ неск. кэв), но вместе с тем и плотной ($n \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) плазмы. Именно в подобных системах получены выходы нейтронов от реакции $D + D \rightarrow He^3 + n$ порядка $10^7 - 10^{10}$ за один разряд (21, 22), причем нек-рая доля этих нейтронов, ве-

роютно, является продуктом «истинных» Т. р. Однако практич. перспективность систем кумулятивного сжатия плазмы с точки зрения получения положительного энергетич. выхода проблематична, поскольку условие положительного энергетич. выхода приводит к требованию о сосредоточении в разрядной трубке значит. энергии, что связано с процессом взрывного характера. Картина здесь отчасти аналогична наблюдаемому на опыте эффекту возникновения Т. р. D — D и D — T в результате мощного кумулятивного сжатия ампулы вещества, вызванного не электромагнитными силами, а взрывом заряда обычного ВВ [23].

Упомянем также нек-рые предложения по получению Т. р., непосредственно не связанные с использованием магнитного поля: идею осуществления Т. р. в потенциальной яме, к-рую могло бы создать для дейтронов заряженное электронное облако большой плотности [24]; предложения получать горячую плазму с помощью мощных лазерных импульсов [25], а также путем бомбардировки мишени ускоренными макроскопич. частицами [26] и др.

В. Проблема энергетического баланса Т. р. Будущий термоядерный генератор энергии должен удовлетворять основному требованию: энерговыделение в результате ядерного синтеза должно с избытком компенсировать затраты энергии из внешних источников на поддержание высокой темп-ры реагирующей плазмы. Проблема достижения выгодного энергетич. баланса термоядерного реактора сложна, и конкретные пути ее решения во многом зависят от выбора термоядерного топлива, типа магнитной термоизоляции, способа использования продуктов реакции — заряженных частиц и нейтронов, степени выгорания топлива и др. факторов. Т. р. наз. самоподдерживающимися, если необходимая для их протекания высокая темп-ра поддерживается не внешними источниками энергии, а энерговыделением в самих Т. р. Понятием самоподдерживания удобно пользоваться при анализе систем, в к-рых обеспечивается длительное удержание не только реагирующей плазмы, но и заряженных продуктов Т. р. — ядер p, T, He³, He⁴, энергии к-рых (~Мэв) значительно превосходит энергии реагирующих ядер. Необходимое условие самоподдерживания состоит в том, чтобы мощность энерговыделения в Т. р. превышала мощность потерь энергии. В условиях эффективной термоизоляции плазмы основными источниками потерь являются: тормозное излучение при столкновениях электронов

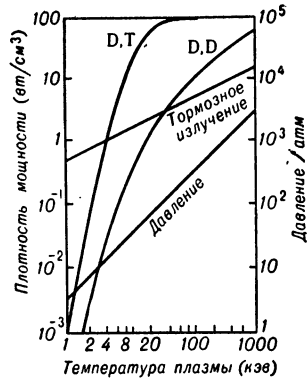


Рис. 6.

с ионами и циклотронное (магнитотормозное, бетатронное) излучение электронов в магнитном поле (см. *Излучение плазмы, Бетатронное излучение плазмы*). Если плазма очищена от многозарядных примесей, а T_e не превышает 50 кэв, тормозное излучение происходит практически только на ионах D и T. Потери энергии на тормозное излучение зависят от плотности плазмы так же (квадратично), как и энерговыделение в Т. р., поэтому отношение этих величин зависит только от темп-р T_i и T_e . Ниже принято, для простоты, $T_i = T_e$; тогда естественно возникает понятие критич. темп-ры T_k , достижение к-рой необходимо для самоподдерживания Т. р. На рис. 6 дана температурная зависимость отнесенных к 1 см^3 мощ-

ностей: потерь энергии на тормозное излучение и энерговыделения при Т. р. в чистом дейтерии для плотности $n_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и в смеси D и T для $n_D = n_T = 0,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; на том же рис. представлено и давление плазмы $P = 2nkT$. При этом учтено энерговыделение только в заряженных частицах. Для реакции D — D $T_k = 36 \text{ кэв}$, а для реакции D — T $T_k = 4 \text{ кэв}$. Т. о. в системе D — D самоподдерживание оказывается, даже при учете одних лишь тормозных потерь, на грани осуществимости.

Весьма серьезные ограничения на возможность самоподдерживания Т. р. D — D налагает и циклотронное излучение. Его полная интенсивность быстро растет с темп-рой и, следовательно, оно наиболее опасно для систем с магнитными пробками (зеркалами), в к-рых для ограничения ухода частиц требуется особенно высокая темп-ра. Также в неблагоприятную сторону действует необходимость увеличения магнитного поля в целях стабилизации плазмы. В основной области частот циклотронное излучение носит поверхностный характер (сравн. с тормозным излучением и с рис. 3 в ст. *Излучение плазмы*) и, след., существуют минимально необходимые для самоподдерживания критич. размеры термоядерного реактора; для Т. р. D — D они доходят до неск. м.

Для генератора энергии, основанного на Т. р. D — T, скорость энерговыделения в к-рых почти в 100 раз больше, чем в Т. р. D — D, потери энергии на циклотронное излучение практически не опасны.

Существенными источниками потерь энергии горячей плазмы могут явиться также излучение на ионах многозарядных примесей, резонансная перезарядка быстрых дейтронов на нейтральных атомах D окружающей плазму холодной «шубы», различные механизмы турбулентной утечки частиц и тепла, а для ловушек с магнитными пробками — просто уход частиц через пробки вследствие кулоновских столкновений.

Возможным типом термоядерного реактора является импульсная система с огранич. длительностью τ высокотемпературного состояния, в к-рой продукты Т. р. не удерживаются, а отдают свою энергию стенкам, после чего она с нек-рым кпд η ($\sim 1/3$) вновь подводится к плазме для восполнения ее энергетич. потерь. Для таких систем удобно ввести понятие о положительном энергетич. выходе, означающее превышение получаемой за импульс энергии синтеза над суммарными затратами энергии; в простейшем случае это означает, что разность между ядерным энерговыделением и радиационными потерями энергии за время τ превышает тепловую энергию плазмы. Соответствующее неравенство вида $n^2 [j_{\text{яд}}(T) - f_{\text{изл}}(T)] \tau > > 3nkT$ приводит, при нек-ром оптимальном значении темп-ры ($\sim 50 \text{ кэв}$ для D — D и $\sim 15 \text{ кэв}$ для D — T-реакции), к условиям: $n\tau > 10^{14} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-3}$ — для реактора на чистом дейтерии и $n\tau > 10^{14} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-3}$ — для реактора на равнокомпонентной смеси D + T.

Условие положительного энергетич. выхода можно представить в форме, характерной именно для магнитных термоядерных реакторов, выражая n через минимальное удерживающее поле H ($2nkT = H^2/8\pi$). Тогда это условие принимает вид $H^2\tau > 5 \times 10^9 (1-\eta)^2 \text{ сек}^2$ — для реактора на дейтерии и $H^2\tau > > 6 \cdot 10^7 (1-\eta)^2 \text{ сек}^2$ — для реактора на смеси D + T.

Оптимальные условия работы магнитного термоядерного реактора могут определяться и не только энергетич. соображениями, напр. (при очень больших H) требованиями механич. прочности внешних проводников.

Из двух основных видов термоядерного горючего D и (D + T) будущее принадлежит равнокомпонентной смеси D + T. Ее энергетич. ценность на два порядка выше, а дорогостоящий T можно регенери-

ровать, используя быстрые (14 Мэв) нейтроны, получающиеся при $T. p. D + T \rightarrow He^4 + n$. Вначале эти нейтроны следует размножить с помощью реакций ($n, 2n$), идущих с большим сечением на Be , Pb или Bi (окружая термоядерный реактор толстым слоем соответствующего элемента), затем замедлить их и, наконец, дать им поглотиться в изотопе Li^6 по реакции $Li^6 + n \rightarrow He^4 + T$. Коэфф. воспроизводства T в таком цикле, по-видимому, нетрудно будет довести до величин > 1 , так что запас T будет непрерывно возрастать, и лимитирующим фактором будут лишь земные запасы Li^6 . Но даже в случае их исчерпания, когда регенерация T станет невозможной и термоядерные реакторы будут работать на чистом дейтерии, основной энергетич. эффект будет получаться от сжигания (в реакции $D - T$) трития, образующегося при реакции $D + D \rightarrow T + p$.

Лит.: 1) Р п и м о в и ч Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; 2) Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1—4, М., 1963—64; 3) Р о у з Д.-Д ж., К л а р к М., Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции, пер. с англ., М., 1963; 4) G l a s s t o n e S., L o v b e r g R. H., Controlled thermonuclear reactions, N. Y., 1960; 5) Ф р а н к - К а м е н е ц к и й Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; 6) Г о л ь д а н с к и й В. И., Л е й к и н Е. М., Превращения атомных ядер, М., 1958; 7) С и н е л ь н и к о в К. Д., Р у т к е в и ч Б. Н., Лекции по физике плазмы, Харьков, 1964; 8) Ядерные взрывы, под ред. Н. П. Лужкова, М., 1958; 9) Термоядерные реакции, «Проблемы соврем. физики», 1954, вып. 1; 10) Советские ученые об опасности испытаний ядерного оружия, М., 1959; 11) К у р ч а т о в И. В., «Атомная энергия», 1956, № 3, с. 65; 1958, т. 5, вып. 2, с. 105; 12) П о с т Р., «УФН», 1957, т. 61, вып. 4, с. 491; 1958, т. 65, вып. 2, с. 314; 13) Т о м п с о н В. Б., в сб.: Управляемые термоядерные реакции, М., 1960, с. 4; 14) З у б а р е в Д. Н., К л и м о в В. Н., в сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 1, М., 1958, с. 249; 15) К о г а н В. И., там же, т. 2, М., 1958, с. 109; 16) К о з л о в Б. Н., «Атомная энергия», 1962, т. 12, вып. 3, с. 238; 17) Т у с к Л. Л., «Nucl. fusion», 1961, v. 1, № 3, p. 201; 18) У н з о л ь д А., «УФН», 1958, т. 65, вып. 3, с. 499; 19) З е л ь д о в и ч Я. Б., Г е р ш т е й н С. С., там же, 1960, т. 71, вып. 4, с. 581; 20) H a g g r i s s o n E. R., «Proc. Phys. Soc.», 1964, v. 84, pt 2, p. 213; 21) Ф и л и п п о в Н. В. [и др.], «Nucl. Fusion», 1962, suppl., pt 2, p. 577; 22) G o l d m a n L. M. [a. o.], «Phys. Fluids», 1964, v. 7, № 7, p. 1005; 23) Р п м о в и ч Л. А., «УФН», 1958, т. 66, вып. 4, с. 545; 24) Б у д к е р Г. И., в сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 1, М., 1958, с. 243; 25) Б а с о в Н. Г., К р о х и н О. Н., «ЖЭТФ», 1964, т. 46, вып. 1, с. 171; 26) H a g g r i s s o n E. R., «Phys. Rev. Letters», 1963, v. 11, № 12, p. 535.

В. И. Козан.

ТЕРМЫ СПЕКТРАЛЬНЫЕ — значения уровней энергии атома или молекулы, выраженные в волновых числах (см^{-1}). Обозначения T . с. совпадают с обозначениями соответствующих уровней энергии (см. *Атом*, стр. 113; *Атомные спектры*; *Молекулярные спектры*). Об определении численных значений T . с. см. *Спектроскопия атомная*.

ТЕРЦИЯ — один из музыкальных интервалов; большая T . — интервал с отношением частот колебаний $\frac{5}{4} = 1,25$; малая T . — с отношением $\frac{3}{2} = 1,2$.

ТЕСЛА ($тл$, T) — единица магнитной индукции в системах СИ и МКСА. $1T = 1 \text{ вб/м}^2$, т. е. магнитной индукции такого однородного магнитного поля, в k -ром магнитный поток через площадку в 1 м^2 , перпендикулярную направлению поля, равен 1 веберу . $1 \text{ тл} = 10^4 \text{ гаусс}$.

ТЕСЛА ТРАНСФОРМАТОР — прибор для формирования высоковольтных колебаний напряжения высокой частоты. Представляет собой воздушный трансформатор (без сердечника), вторичная обмотка k -рого вместе с паразитной емкостью образуют колебат. контур. Внешний генератор включается в цепь первичной обмотки и работает на резонансной частоте контура вторичной цепи. С помощью T . т. можно получать высокочастотные колебания напряжения с амплитудой $\sim 10^6 \text{ в}$.

ТЕТРОД — четырехэлектродная электронная лампа; содержит катод K , анод A , управляющую сетку C_1 (аналогично триоде) и экранную сетку C_2 , расположенную между C_1 и A . При работе T . в усилит. ступе-

нях (рис. 1) на экранную сетку подается постоянное положительное напряжение U_{c_2} (относительно катода) $\sim 0,5-0,6$ от анодного напряжения U_a . Электроны, летящие от катода к аноду, частично перехватываются экранной сеткой, создавая ток I_{c_2} ; гасящее сопротивление $R_{c_2} = (E_a - U_{c_2})/I_{c_2}$ (для устранения переменной составляющей напряжения на C_2) шунтируется большой емкостью C_{c_2} .

Наличие экранной сетки изменяет параметры T . по сравнению с триодом: 1) Уменьшается (в 100—1000 раз) проходная емкость электронной лампы C_{AC_1} (емкость между анодом A и C_1) за счет экранирующего действия экранной сетки. Для T . $C_{AC_1} \sim 0,01-0,001 \text{ нф}$.

2) Возрастает статич. коэфф. усиления μ (10^3-10^4), что обусловлено уменьшением

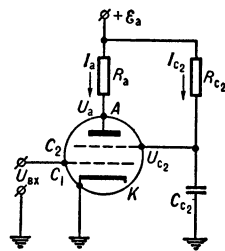


Рис. 1. Усилит. ступень на тетроде.

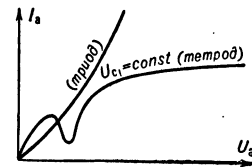


Рис. 2. Анодные характеристики тетрода и триода.

влияния U_a на анодный ток I_a . В связи с этим возрастает внутр. сопротивление лампы R_i (10^5-10^6 ом) и изменяется характер анодной характеристики T . (рис. 2), k -рая приобретает пологий участок, обусловленный экранирующим действием C_2 .

Несмотря на эти преимущества, T . не нашли практич. применения из-за динаatronного эффекта. При работе T . в схеме напряжение на аноде может оказаться (в нек-рой части периода) меньше U_{c_2} . При этом электроны, попадающие на анод, выбивают вторичные электроны, k -рые притягиваются к C_2 , создавая ток I_{c_2} другого знака, чем I_a . В связи с этим на анодной характеристике T . появляется падающий участок, приводящий к нагреву C_2 и самовозбуждению схемы (см. *Отрицательное сопротивление*). Динаatronный эффект имеет место и в триоде, но не влияет на его работу, т. к. вторичные электроны снова возвращаются на анод.

Динаatronный эффект полностью устранен в пентоде и лучевом T . При $U_a < U_{c_2}$ пространств. заряд, образованный между C_2 и A первичными и вторичными электронами, уменьшает потенциал в этом пространстве, в результате чего вблизи анода может возникнуть минимум потенциала $U_{\text{мин}}$, тормозящий вторичные электроны. $U_{\text{мин}}$ тем меньше, чем больше плотность тока и чем больше расстояние между C_2 и A . В лучевых T . расстояния между C_2 и A делают большим, а плотность тока увеличивают фокусировкой электронов, летящих от катода к аноду, спец. электродами, соединенными внутри лампы с катодом.

Лит.: 1) В л а с о в В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; 2) К а л а ш н и к о в А. М., С л у ц к и й В. З., Электровакuumные приборы и импульсная техника, 2 изд., М., 1962 (Основы радиотехники и радиолокации).

А. А. Брандт.

ТЕФИГРАММА — адиабатная диаграмма для исследования вертикального распределения темп-ры и влажности в атмосфере, запаса энергии в различных ее слоях и пр. На T . по оси абсцисс отложена темп-ра T , а по оси ординат — потенциальная температура θ и энтропия ϕ , связанным соотношением $\phi = c_p \ln \theta + C$, где c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении, а C — постоянная величина. На T . проведены также адиабаты для насыщенного водяным паром воз-

духа, линии равного давления и линии равной насыщающей удельной влажности воздуха.

Лит.: Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., М., 1958.

ТЕХНЕЦИЙ (Technesium) Tc — радиоактивный химич. элемент VII группы периодич. системы Менделеева; порядковый номер 43. Известно 15 изотопов T. с массовыми числами 92—105 и 107. Получить T. можно только в ядерных реакциях. В относительно больших количествах T. получается в процессе деления ядер урана; выход Tc⁹⁹ при делении U²³⁵ составляет 6,06%. Наиболее важный изотоп T. — Tc⁹⁹ с периодом полураспада 2,12 · 10⁶ лет, энергией β-частиц 0,293 Мэв и сечением активации тепловыми нейтронами 22 барна. Конфигурация внешних электронов атома T. 4d⁵5s. Энергии ионизации (в эв) Tc⁰ → Tc⁺ → Tc²⁺ соответственно равны 7,28; 15,26; 31,9.

Металлич. T. — серебристо-коричневая масса, тускнеющая во влажном воздухе; кристаллизуется в плотно упакованной гексагональной системе. Элементарная ячейка содержит 2 атома и имеет параметры: a = 2,473 Å; c = 4,40 Å. Плотность 11,487, атомный радиус 1,358 Å; ионный радиус Tc⁷⁺, 0,56 Å. Темп-ра плавления 2140°; энтропия образования S⁰ (тверд.) 7,4 кал/град, S⁰ (газообр.) 43,26 кал/град. Удельное электросопротивление 69 · 10⁻⁶ ом · см (100°). Темп-ра, при к-рой начинает обнаруживаться явление сверхпроводимости, для элементарного T. выше, чем у всех простых веществ (11,2° К). Парамагнитная чувствительность T. значительно больше, чем у его аналога Re, и на 1 г составляет 2,5 · 10⁻⁶ при 102° К.

T. применяется в качестве ингибитора коррозии, как конструкционный материал в реакторостроении и точном приборостроении. Высокая темп-ра плавления позволяет использовать T. в высокотемпературных термозементах. Ввиду отсутствия γ-излучения Tc⁹⁹ является β-стандартом в радиометрии и дозиметрии.

Лит.: 1) Мури́н А. Н. [и др.], «Успехи химии», 1961, т. 30, вып. 2, с. 274; 2) Гольдманский В. И., Новые элементы в Периодической системе Д. И. Менделеева, 3 изд., М., 1964; 3) Schwocha K., «Angew. Chem.», 1964, Bd 76, № 1, S. 9; 4) Colton R., Peacock R. D., «Quart. Revs», 1962, v. 16, № 4, p. 299; 5) Salafia G. B. S., «J. Chem. Soc.», 1963, Apr., p. 2479. М. А. Торопова.

ТЕХНИЧЕСКОЕ НАМАГНИЧИВАНИЕ — процессы изменения магнитного состояния ферромагнитных веществ, при к-рых абс. величина самопроизвольной намагнитченности I_s остается постоянной. Обычно при темп-ре T < θ (θ — Кюри точка) ферромагнитный образец разбивается на домены (см. Домены ферромагнитные). В равновесном состоянии ферромагнетика (при отсутствии внешнего магнитного поля) вид его доменной структуры (форма доменов и ориентация намагнитченности I_s в них) удовлетворяют минимуму свободной энергии кристалла, слагаемой из энергии обменного взаимодействия, магнитной анизотропии (магнитокристаллической и магнитоупругой) и магнитного поля полюсов. При этом I_s ориентируется вдоль легчайшего намагничивания осей. Если такой образец поместить в магнитное поле или упруго его деформировать, или изменить его темп-ру T, то это изменит условия равновесия доменной структуры. Произойдет перестройка структуры, приближающая ее к новому равновесному состоянию и осуществляемая процессами T. н.: переориентацией I_s в отдельных участках образца (за счет смещения границ между доменами) и вращением I_s.

При наложении магнитного поля H на намагнитченный образец в направлении поля возникает результирующая намагнитченность I. На рис. приведена зависимость I от H (первоначального намагничивания кривая) для образца Ni. В слабых полях (участок AB) I создается за счет процессов смещения: домены, I_s к-рых составляют минимальные углы с полем H,

т. е. «выгодно» ориентированные, поглощают соседние с менее «выгодной» ориентацией I_s. Процессы смещения в основном обратимы на участке AB', где I ≈ κ_a · H (κ_a — начальная магнитная восприимчивость), и необратимы на участке B'B. После завершения, в основном, процессов смещения (точка B) дальнейший рост I с H обусловлен поворотом I_s в направлении H. С окончанием процесса вращения в поле H = H_м образец достигает технич. насыщения (точка C): становится однородно намагнитченным (I_s || H). Дальнейшее увеличение H практически не изменяет I = I_s (исключая область темп-р вблизи точки Кюри, где за счет парапроцесса заметно возрастает абс. величина I_s). При изменении поля от H_м до -H_м и обратно величина I изменяется от I_s до -I_s, причем график I(H) имеет вид петли (см. Гистерезис магнитный). Вообще любые изменения I при изменении H в пределах от H_м до -H_м обусловлены протеканием как обратимых, так и необратимых процессов T. н.

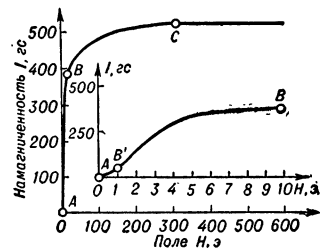
При наложении на ферромагнитный образец односторонних напряжений в нем возникает магнитоупругая анизотропия, что нарушает равноправность осей легчайшего намагничивания. Если, напр., упруго растянуть образец с положительной магнитоупругой, то линия растяжения (или ближайшая к ней ось легчайшего намагничивания) становится направлением легчайшего намагничивания в образце. Это приводит к процессам T. н. (смещения и вращения), в результате к-рых I_s доменов совпадут с линией растяжения или приблизятся к ней, но разрушающей намагнитченности I у образца не возникает. Перестройка доменной структуры приводит к появлению I лишь в случае, когда она происходит в присутствии внешнего поля H. Наложение и снятие растягивающих усилий в слабом магнитном поле вызывают необратимые процессы T. н., обуславливающие гистерезис магнито механический.

При изменении T вдали от точки Кюри, где |I_s| практически остается постоянной, изменяется энергия магнитной анизотропии. Это нарушает равновесие доменной структуры, к-рая перестраивается путем процессов T. н., но I при этом не возникает. Если же подобная перестройка происходит в поле H, то это вызывает рост I в направлении поля. При циклич. изменении T в присутствии слабого поля H будут протекать обратимые и необратимые процессы T. н., последние приводят к температурному магнитному гистерезису.

От характера протекания процессов T. н. зависят важнейшие характеристики ферромагнетиков, такие как вид кривой намагничивания и форма петли гистерезиса, а также вид кривых магнитоупругости, кривых изменения электросопротивления в магнитном поле и др.

Лит. см. при ст. Намагничивания процессы. Я. С. Шур.

ТЕЧЕЙСКАТЕЛИ — приборы для обнаружения течей в герметизируемых объемах [1—6]. Действие большинства T. основано на избират. восприимчивости нек-рого пробного вещества. T. содержит датчик и измерит. устройство. Датчик либо присоединяется к исследуемому откачиваемому объему, к-рый обдувается снаружи пробным веществом, либо (с помощью спец. щупа) регистрирует появление в окружающем пространстве пробного газа, к-рым наполняется



Кривая первоначального намагничивания образца Ni (объяснения в тексте).

исследуемый объем под давлением больше атмосферного.

Наиболее распространены масс-спектрометрич. Т. — простейшие *масс-спектрометры* для газового анализа (см. *Масс-спектрокопия*), настроенные на регистрацию He (их достоинства: малый молекулярный вес, незначит. содержание в атмосфере и в газах, выделяемых стенками испытываемой аппаратуры, инертность), Ag или др. газов. В англ. Т. пробным газом служит H_2 (фон, создаваемый присутствием воды и углеводов, обычно ограничивающих чувствительность масс-спектрометров к водороду, спец. мерами уменьшают). Наиболее часто применяются статич. масс-спектрометры, иногда динамические, в частности о м е г а т р о н. Масс-спектрометрич. Т. позволяют обнаруживать малые течи (до 10^{-11} л · мк рт. ст./сек), но они громоздки и сложны в эксплуатации.

Г а л о и д н ы е Т. более портативны [6]. Их действие основано на свойстве нек-рых металлов (Pt, Ni), эмитирующих при нагреве ионы примесей щелочных металлов, увеличивать эту эмиссию в присутствии галоидов (г а л о и д н ы й э ф ф е к т, обусловленный изменением условий *поверхностной ионизации*). В др. типе галоидного Т. попадание галоидов в атмосферу регистрируется по изменению цвета газового пламени; напр., пламя, содержащее пары Cu, в присутствии галоидов принимает зеленую окраску. Пробным веществом для галоидных Т. обычно служит фреон (12 и 22). Галоидные Т. применяются при испытании вакуумной аппаратуры и аппаратуры, заполняемой фреоном под избыточным давлением, в том числе подземных коммуникаций.

Датчиками Т. для вакуумных систем могут служить манометры и ионные насосы, входящие в состав этих систем [3]. Изменение показаний манометров или разрядного тока насосов при попадании в систему пробного вещества обусловлено либо изменением количества вещества в ней (особенно резко при замещении воздуха пробной жидкостью), т. е. давления, либо состава газа. Последнее вызывает изменение ионного тока в *ионизационных манометрах* и ионных насосах (изменяется эффективность ионизации газа) и изменение показаний *теплоэлектрических манометров* за счет изменения теплопроводности газа. Пробным веществом служат обычно ацетон, спирт, бутан, водород. Чувствительность манометров к течам уменьшается с повышением давления (обнаружение малого сигнала на фоне большого сигнала затруднительно). Ее повышают с помощью электрических и вакуумных компенсационных устройств [3, 9]. В с о р б ц и о н н о м Т. [10] фон снижается благодаря применению сорбентов, поглощающих все газы, кроме пробного (He, H_2). В Т. с п а л л а д и е в ы м барьером [11] манометр отделен от остальной системы палладиевой перегородкой, непроницаемой для всех газов, кроме H_2 .

В к а т а р о м е т р и ч е с к и х (газоаналитич.) Т., служащих для обнаружения течей в газонаполненных системах, датчиком является тонкая платиноподобная нить, нагреваемая в воздухе и меняющая свое сопротивление в присутствии пробного газа (He, H_2 , Ag, CO_2) вследствие изменения теплоотода. Аналогичные Т. применяются для обнаружения утечек взрывоопасных или горючих газов [11]. В их мостовую схему входит платиновая накаливаемая нить; горючие вещества, соприкасаясь с нитью, сгорают, повышая темп-ру нити и ее сопротивление.

Для обнаружения течей в стеклянных вакуумных системах применяется и с к р о в о й Т. (*Тесла трансформатор*). При перемещении высокочастотного электрода вдоль системы в ней возбуждается разряд, локализующийся в области течи в ярко светящийся пучок искр. Место течи определяют также по измене-

нию цвета разряда в системе при попадании в нее пробной жидкости (ацетон, спирт и т. п.). Область применения этого метода — $5-5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

В р а д и о а к т и в н о м Т. пробное вещество — γ-активный газ. Излучат. способность испытываемого объекта пропорциональна количеству проникшего в нее пробного вещества. Радиоактивный Т. эффективен при обнаружении течей в малых замкнутых объемах, в частности он позволяет обнаруживать в корпусах транзисторов течи до $5 \cdot 10^{-9}$ л · мк рт. ст./сек. Действие инфракрасного Т. основано на изменении интенсивности поглощения линий пробного газа (NO_2), лежащей в инфракрасной части спектра [15].

Лит.: 1) M a y e u r J. P., «Le Vide», 1963, т. 18, № 105, p. 299; 2) P e a r s o n D. B., «Semiconductor products», 1963, v. 6, № 2, p. 19; 3) B r e d d y N. C., S m i t h H. J., «Vacuum», 1963, v. 13, № 11, p. 449; 4) К а р п о в В. И., Ф и л ь ч е н к о в Н., «Холодильная техника», 1955, № 4, с. 28; 5) Л е в и н а Л. Е., «УФН», 1955, т. 55, вып. 1, с. 101; 6) Л а н и с В. А., Л е в и н а Л. Е., Техника вакуумных испытаний, М., 1963; 7) M e u r e r E., «Le Vide», 1962, т. 17, № 100, p. 375; 8) B a r r i n g t o n A. E., «Rev. Scient. Instrum.», 1962, v. 33, № 10, p. 1045; 9) D u t t P. K., M u k h e r j e e S. K., «Z. Angew. Phys.», 1959, Bd 11, № 12, S. 470; 10) Н и ч и п о р о в и ч Г. А., «ПТЭ», 1963, № 4, с. 84; 11) B l e a r s J., L e c k J. H., «Brit. J. Appl. Phys.», 1951, v. 2, p. 227; 12) А п т е р Б. И., «ПТЭ», 1963, № 3, с. 133; 13) Siebe Gorman and Co, Ltd, MISC, 1961, 10 (каталог); 14) G a s e n B., B u r n h a m D., «Internat. J. Appl. Radiation and Isotopes», 1960, v. 9, № 1—4, p. 54; 15) Infra-red development Co., Leaflet, 10, 61—500 (каталог). Л. Е. Левина.

ТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ЖИДКОСТЕЙ.

Для газов возможны 2 вида течения — молекулярное и вязкостное, а для жидкостей только вязкостное, к-рое по своему характеру может быть ламинарным или турбулентным. См. *Ламинарное течение*, *Турбулентное течение*, *Разреженные газы аэродинамика*, *Эффузия*.

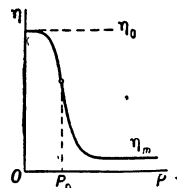
ТИКОНАЛ — голландское наименование группы высококоэффициентов сплавов, аналогичных по составу, кристаллич. структуре и свойствам сплавам *аллико*, *алкомакс*, *маенико*. Монокристалльные образцы сплава Т. XX (35% Fe; 34% Co; 15% Ni; 7% Al; 4% Cu; 5% Ti) после *термомагнитной обработки* обладают вдоль оси магнитной текстуры высокими магнитными свойствами: коэрцитивная сила $H_c = 1330$ э, остаточная индукция $B_r = 11800$ гс и макс. магнитная энергия $(BH)_{max} = 11 \cdot 10^6$ эс/э.

Лит.: В о л ь ф а р т Э., Магнитно-твердые материалы, пер. с англ., М.—Л., 1963, с. 150. Я. С. Шур.

ТИКСОТРОПИЯ — способность нек-рых дисперсных систем обратимо разжижаться при достаточно интенсивном механич. воздействиих (перемешивании, встряхивании) и отвердевать (терять текучесть) при пребывании в покое. Т. — характерное свойство коагуляционных структур (см. *Структурообразование в дисперсных системах*), к-рые можно подвергать разрушению неограниченное число раз, причем каждый раз их свойства полностью восстанавливаются. Примерами типичных тиксотропных структур могут служить системы, образующиеся при коагуляции водных коллоидных дисперсий гидроокиси железа, гидроокиси алюминия, пятиокиси ванадия, суспензий бентонита, каолина.

Механич. свойства тиксотропных структур характеризуют значениями трех параметров (П. А. Ребиндер): наибольшей эффективной вязкости η_0 практически неразрушенной структуры, наименьшей эффективной вязкости η_m предельно разрушенной структуры и предельного напряжения сдвига P_0 . Зависимость эффективной вязкости η тиксотропной системы от приложенного напряжения сдвига P , схематически изображенная на рис., может быть описана уравнением:

$$\eta = \eta_m + (\eta_0 - \eta_m) \frac{P/P_0}{\text{sh}(P/P_0)}.$$



При малых значениях P , не нарушающих покоя или вызывающих очень медленное течение, структура обладает свойствами твердого тела, т. к. скорость ее восстановления в этих условиях превышает скорость разрушения. При $P \gg P_0$ система оказывается предельно разрушенной и представляет собой жидкость с небольшой вязкостью η_m . P_0 характеризует прочность неразрушенной структуры. Процесс восстановления разрушенной структуры в покое может быть охарактеризован нарастанием прочности во времени.

В ряде случаев приложение небольших P и деформирование с небольшой скоростью ускоряет нарастание прочности и структурирование дисперсных систем; это явление наз. р е о п е к с и е й. Иногда у концентрированных дисперсных систем (паст) обнаруживается д и л а т а н с и я — возрастание η с увеличением скорости деформирования, сопровождающееся неким увеличением объема, занимаемого системой: твердые частицы при деформировании образуют более рыхлый каркас, и имеющейся жидкой среды оказывается недостаточно для того, чтобы обеспечить системе подвижность.

Т. дисперсных систем имеет большое практич. значение. Тиксотропными свойствами должны обладать консистентные смазки, лакокрасочные материалы, керамич. массы, промывные растворы, применяемые при бурении скважин, многие пищевые продукты.

Лит.: Р е б и н д е р П. А., Новые методы характеристики упруго-пластично-вязких свойств структурированных дисперсных систем и растворов высокополимеров, в кн.: Новые методы физико-химических исследований поверхностных явлений, М., 1950 (Тр. Ин-та физ. химии АН СССР, вып. 1).

И. Н. Владович.

ТИРАТРОН — управляемый газоразрядный прибор с накаливаемым катодом. В Т. используется несамостоятельный *дуговой разряд* с малым падением напряжения между катодом и анодом U_a . Т. содержит, кроме анода и катода, управляющий электрод, наз. сеткой. Изменяя напряжение на сетке относительно катода U_c , можно управлять моментом зажигания разряда. В отличие от вакуумных *триодов*, сетка после возникновения разряда между катодом и анодом перестает управлять анодным током I_a (рис. 1), т. к.

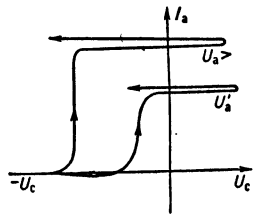


Рис. 1. Зависимость анодного напряжения от потенциала сетки в тиратроне.

у ее отверстий образуется слой положит. ионов, нейтрализующий отрицательный потенциал сетки U_c . Т. о., сетка в Т. служит только для включения анодного тока. Для прекращения разряда (выключения анодного тока) необходимо, чтобы U_a снизилось до величины, меньшей напряжения горения дуги U_r .

Табл. 1. — Параметры неких типов выпрямительных и релейных тиратронов.

Тип	U_a макс в в		I_a в а		Напряжение накала U_H в в	Ток накала I_H в а	R_H в ом	U_r в в	Наполнение
	$U_{пр}$	$U_{обр}$	амплитуда	среднее значение					
ТГ1Б	240	240	0,12	0,02	6,3	0,225	10^5	20	Kr + Xe
ТГ3-0,1/1,3	650	1300	0,3	0,075	6,3	0,6	10^5	11	Xe
ТГ1-2,5/4	3000	4000	8,0	2,5	5,0	14'	$10^8 + 10^5$	20	Xe
ТГ1-5/3	3000	3000	15	5,0	5,0	19	$5 \cdot 10^8 - 10^5$	20	Kr + Xe
ТР1-6/15	15000	15000	20	6,5	5,0	23	$5 \cdot 10^3$	20	Hg
ТР1-40/15	15000	15000	120	40	5,0	68	$5 \cdot 10^3$	20	Hg

По способу управления анодным током различают Т. с отрицат. характеристикой зажигания (релейные, выпрямительные и релак-

сационные) и импульсные с положит. характеристикой зажигания. Управляющее действие сетки у первых Т. (рис. 2) сводится к тому, что при уменьшении отрицат. U_c электрич. поле анода, проникающее к катоду, становится достаточным для того, чтобы электроны, эмитируемые катодом, приобрели энергию выше ионизационного потенциала газа и возник разряд между катодом и анодом. Управляющее действие сетки восстанавливается не сразу после прохождения тока, а через нек-рое время t_B (время восстановления), в течение к-рого концентрация ионов в отверстиях сетки уменьшается настолько, что в центре отверстий потенциал становится отрицательным.

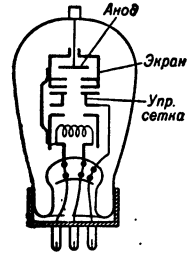


Рис. 2. Тиратрон с отрицательной характеристикой зажигания, работающий в качестве управляемого вентиля.

Основной характеристикой этих Т. является зависимость U_a , при к-ром происходит зажигание разряда, от U_c (пусковая характеристика). При работе Т. на переменном токе в процессе установления теплового режима сеточные токи (ионные токи сетки во время деионизации и токи термоэлектронной эмиссии) приводят к смещению пусковой характеристики в область более отрицат. U_c (кривая 2, рис. 3). Это смещение (разбегжка) увеличивается с ростом частоты и сопротивления в цепи сетки. Крайние положения пусковых характеристик, соответствующие характеристике начального зажигания 1 и пуско-

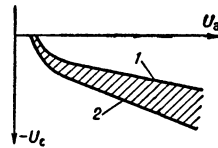


Рис. 3.

Рис. 3. Пусковые характеристики и пусковая область тиратрона.

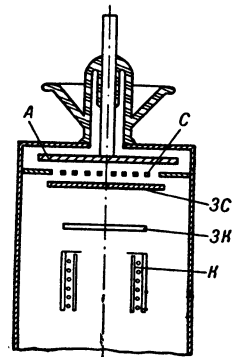


Рис. 4.

Рис. 4. Импульсный водородный тиратрон; А — анод, К — катод, С — сетка, ЗС — защита сетки, ЗК — защита катода.

вой характеристике при номинальной нагрузке 2, образуют пусковую область.

Т. наполняются парами Hg при давлении $p \sim 10^{-3}$ мм рт. ст. или инертными газами ($p \sim 0,1 - 0,3$ мм рт. ст.).

Импульсные Т. предназначены для создания коротких импульсов тока. Они применяются гл. обр. в радиолокационных передатчиках и линейных ускорителях заряженных частиц. Импульсные Т. конструируются таким обр. (рис. 4), что независимо от величины U_c поле анода не проникает к катоду (это достигается тем, что сетка С имеет спец. защитный элемент ЗС). Для возбуждения разряда в таком Т. создается вспомогат. разряд между сеткой и катодом. Когда концентрация заряженных частиц вспомогат. разряда достигает критич. величины в участке пространства сетка — катод, куда проникает анодное поле, возникает

разряд между катодом и анодом Т. Все время, в течение к-рого развивается разряд в пространстве сетка — катод, $U_a = E_a$ (напряжению источника питания). Предварит. ионизация пространства катод—сетка сильно сокращает время формирования разряда в Т. (время коммутации t_k), в течение к-рого U_a изменяется от E_a до напряжения горения U_r . Для маломощных импульсных Т. $t_k \sim$ неск. *нсек*, у наиболее мощных — до неск. дес. *нсек*. Благодаря малому t_k с помощью Т. можно формировать импульсы длительностью в неск. десятых *мксек*.

Импульсные Т. наполняются H_2 или D_2 , т. к. ионы этих газов не разрушают активного покрытия катода при плотностях тока до десятка a/cm^2 и повышенных напряжениях горения при работе в импульсном режиме, а их большая подвижность способствует миним. времени восстановления электрической прочности, благодаря чему импульсные Т. могут работать при высокой частоте следования импульсов тока (до десят. *тыс. имп/сек*). При работе Т. происходит интенсивное поглощение газа электродами. Для восполнения убыли водорода в Т. помещается генератор водорода в виде непрерывно нагреваемого гидрида Ti.

Возникновение анодного тока в Т. происходит с нек-рым запаздыванием по отношению к импульсу напряжения на сетке. Уменьшения запаздывания зажигания и повышения его стабильности от импульса к импульсу (что важно для применения Т. в радиолокации и ядерной физике) можно достичь повышением крутизны фронта напряжения сеточного импульса и снижением внутр. сопротивления источника импульса. При номинальных параметрах сеточного импульса нестабильность фронта тока импульсных Т. не превышает неск. *нсек*.

Табл. 2. — Параметры нек-рых типов водородных тиратронов.

Тип	I_a в а		$U_a^{в кв}$ (прямое)	U_H в в	I_H в а	Сеточный импульс		
	импульсный	среднее значение				напряжение в в	ток в а	длит. в мксек
ТГИ-35/3	35	0,045	3	6,3	2,5	150	0,06	1—6
ТГИ-130/10	130	0,25	10	6,3	6	170	0,5	2—8
ТГИ-325/16	325	0,2	16	6,3	10	200	0,5	2—2,5
ТГИ-500/16	500	0,5	16	6,3	15		1	3—6
ТГИ-1000/25	1000	1	25	6,3	22	500	3	3—6
ТГИ-2000/35	2000	2	35	6,3	55	1000	10	3—8

Максимальное U_a , допустимое в Т. (электрическая прочность), ограничено не только отрицательным напряжением анода $U_{обр}$, при к-ром возникает обратное зажигание, как в *гаотроне*, но и предельным положит. напряжением $U_{пр}$. $U_{пр}$ и $U_{обр}$ определяются пробоем газа между сеткой и анодом по левой ветви кривой Пашена. $U_{пр}$ может ограничиваться также проникновением анодного поля через сетку независимо от ее потенциала.

Выпрямит. Т. выпускаются на напряжениях до 300 *кв*, импульсные — до 50 *кв*. При напряжениях 30—40 *кв* Т. делают секционированными: пространство между сеткой и анодом разделяется на неск. секций с соответственным снижением напряжения на каждой секции.

Лит.: 1) Каганов И. Л., Электронные и ионные преобразователи, ч. 2, М., 1955; 2) Ворончев Т. А., Импульсные тиратроны, М., 1958; 3) Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; 4) Фогельсон Т. Б., Водородные тиратроны, «Тр. н.-и. ин-та М-ва радиотехнич. пром-сти СССР», 1957, вып. 4(40). Т. Б. Фогельсон.

ТИРАТРОН ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА — управляемый ионный прибор тлеющего разряда с одной или неск. сетками. В Т. т. р. так же, как в *тиратроне*

дугового разряда сетки, управляют только моментом возникновения тока между анодом и катодом, но не его величиной.

В Т. т. р. с токовым управлением зажиганием тлеющий разряд между катодом и анодом возникает, когда ток в цепи упр. сетка — катод достигает нек-рой критич. величины, что достигается

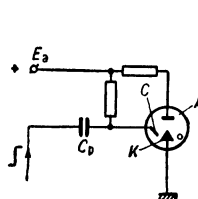


Рис. 1.

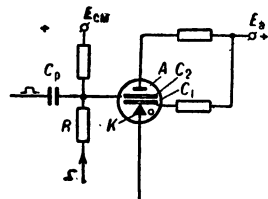


Рис. 2.

Рис. 1. Включение тиратрона тлеющего разряда с токовым управлением.

Рис. 2. Включение тиратрона тлеющего разряда с электростат. управлением. А — анод; К — катод; С — сетка; E_a — напряжение питания; C_p — разделит. емкость.

подачей на упр. сетку С напряжения, превышающего напряжение зажигания начального разряда в промежутке сетка — катод. При этом миним. длительность входного сеточного импульса ограничена статистич. разбросом запаздываний зажигания. Для уменьшения разброса увеличивают концентрацию ионов введением радиоактивных препаратов или зажиганием подготавлив. разряда между спец. электродами или между катодом и управляющей сеткой. В последнем случае управляющую цепь и цепь подготавлив. разряда разделяют емкостью C_p , и управление может осу-

ществляться только импульсами (рис. 1).

В Т. т. р. с электростат. управлением управление слабое тормозящее электроны поле между управляющей сеткой C_2 и сеткой подготавлив. разряда C_1 управляет потоком электронов, диффундирующих из плазмы подготавлив. разряда (горящего между C_1 и катодом, рис. 2). Зажигание разряда происходит при уменьшении E (увеличении U_{c_2} до критич. величины). Т. т. р. с электроста-

тич. управлением допускают управление как импульсами, так и медленно меняющимися напряжениями. Обычно на C_2 подают напряжение смещения $E_{см}$, меньшее критич. величины. Входной импульсный сигнал подается через разделит. емкость C_p , а статич. управляющее напряжение — через сопротивление R . В логических Т. т. р. с неск. упр. сетками анодный разряд зажигается лишь при опред. комбинациях входных сигналов (см. *Логические схемы*).

Т. т. р. имеют безнакальный, чисто металлич. кроме МТХ-90, катод (чаще из Мо), что определяет большую долговечность (> 5000 ч.), однообразие и стабильность характеристик. Их габариты малы: диам. < 13 мм, длина < 50 мм. Свечение разряда делает возможной визуальную регистрацию сигналов. Малые значения рабочих токов и мощностей Т. т. р. и их инерционность обуславливают их преимуществ. применения в низкочастотной дискретной вычислит. технике, автоматике и физ. эксперименте, где они служат для усиления токов и напряжений, выполнения логич. операций, индикации сигналов малой мощности и др. При этом они могут совмещать неск. ф-ций: импульсное усиление тока и напряжения,

нормирование входных импульсов, память и световую индикацию.

Лит.: 1) Электровакuumная техника, вып. 30, М.—Л., 1962; 2) Макарылин А. Г., Метлицкий Ю. Я., Электростатическое управление зажиганием ламп тлеющего разряда. «Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, вып. 8, с. 1274; 3) Черевычнюк Ю. К., Приборы тлеющего разряда в вычислительной технике, М.—Л., 1964. Ю. Я. Метлицкий.

ТИТАН (Titanium) Ti — химич. элемент IV гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 22, ат. в. 47,90. Состоит из 5 стабильных изотопов: Ti⁴⁶ (7,99%), Ti⁴⁷ (7,32%), Ti⁴⁸ (73,99%), Ti⁴⁹ (5,46%), Ti⁵⁰ (5,25%). Электронная конфигурация 3d²4s². Энергия ионизации (эВ) Ti⁰ → Ti⁺ → Ti²⁺ → Ti³⁺ → Ti⁴⁺ 6,83; 13,57; 28,14; 43,24.

T. — тускло-серый металл; существует в 2 кристаллич. модификациях: α и β. Темп-ра перехода 882,5° (все темп-ры в °C). Кристаллич. решетка α-T. — гексагональная плотноупакованная, a = 2,9504 Å, c = 4,6832 Å; β-T. — кубич. объемноцентрированная, a = 3,3065 Å (900°). Атомный радиус 1,46 Å, ионный радиус (Å): Ti²⁺ 0,78, Ti³⁺ 0,69, Ti⁴⁺ 0,64. Плотность 4,51 г/см³ (20°), 4,32 г/см³ (900°); t_{пл} 1668°, t_{кип} 3260°. Теплоты плавления и испарения (ккал/моль) 5,0 и 112,5. Атомная теплоемкость 6,05 ккал/г-ат·град. Удельная теплоемкость (кал/г·град) от 0° до 440° C_p = 18,62·10⁻² + 2,38·10⁻⁵T - 9,05·10⁻⁸T². Коэфф. термич. расширения 8,09·10⁻⁶ (20—200°). Коэфф. теплопроводности (кал/см·сек·град) 0,0369 (50°), 0,0355 (200°), 0,0336 (400°), 0,0309 (700°). Уд. электросопротивление 55 мком·см (20°), 182 мком·см (α = β). Темп-рный коэфф. электросопротивления 5,5·10⁻³. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,4° K, характеристич. темп-ра 410° K. Работа выхода 4,05 эв. Уд. магнитная восприимчивость 3,16·10⁻⁶ (20°), 1,25·10⁻⁶ (-80°).

T. обладает высокими механич. свойствами, его прочность в 2 раза больше, чем у Fe, и в 6 раз больше, чем у Al. Свойства Ti сохраняются в широком интервале темп-р, но сильно зависят от его насыщенности газами. Коэфф. сжимаемости 0,797·10⁻⁶ см²/кг (30°). Модуль упругости 1,18·10⁴ кг/мм², модуль сдвига 4100 кг/мм². Для наиболее обезгаженного иодидного отожженного T. твердость по Бринеллю 73 кг/мм², предел прочности 26,7—33,7 кг/мм², предел текучести 14,0—16,9 кг/мм², предел пропорциональности 7,03 кг/мм², относит. удлинение 40—55%, относит. сужение 60—75%. После холодной деформации предел прочности повышается до 68—75 кг/мм², относит. удлинение падает до 2,5—11%. Относит. удлинение кованого T. 25% (425°), 15% (-60°). T. обладает малым сопротивлением ползучести. Предел усталости (кг/мм²) 33,0 (20°), 24,3 (200°), 24,3 (350°).

Основная валентность T. 4; 2-валентный T. неустойчив, 3-валентный устойчив в растворах. T. обладает высокой химич. и коррозионной стойкостью, устойчив к действию морской воды. В больших количествах поглощает газы: при 800—900° до 30 ат. % O₂. Способен к самовозгоранию в присутствии кислорода.

Лит.: 1) Бременко В. Н., Титан и его сплавы, 2 изд., Киев, 1960; 2) Титан и его сплавы, т. 1, Л., 1960; 3) Титан и его сплавы. [Сб. статей], М., 1960. А. М. Егоров.

ТИТАНАТ БАРИЯ — бариевая соль метатитановой кислоты BaTiO₃. Типичный сегнетоэлектрик.

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД — самостоятельный газовый разряд, отличающийся относительно малой плот-

№ п/п	Тип	Назначение	U _a , в	I _a		Коэфф. усиления по току	Коэфф. усиления по напряжению	Время восстановления, мксек
				макс.	сред.			
1	MTX-90	Индикация	100—120	4,0	2,0	10 ²	1—2	800
2	TX3B	Усиление	150—190	7,0	3,5	10 ⁵	2	100
3	TX4B (сетки соединены вместе)	Усиление импульсов То же	150—180	7,0	3,5	10 ²	5—10	30
4	TX5B	Индикация	175—250	1,5	0,25	20	20	60
5	TX12Г	Запуск электро-механич. устройств	225—275	100	10	10 ⁵	2	350
6	TX13Г	Усиление, нормализация импульсов	180—220	5,0	1,0	10 ³	2	5,0
7	TX6Г	Логич. операции «память»	270—300	2,0	1,0	—	—	100
8	TX7Г	«Запрет»	270—300	2,0	1,0	—	—	200
9	TX8Г	«И»	270—300	2,0	1,0	—	—	200
10	TX9Г	«ИЛИ»	270—300	2,0	1,0	—	—	200
11	TX11Г	Усиление в устройствах с высоким внутр. сопротивлением источника входных сигналов	200—230	—	10	10 ⁹	—	—

ностью тока на катоде и большим (порядка сотен e) катодным падением потенциала. T. p. может быть получен при любых давлениях вплоть до атмосферного, однако подавляющее большинство исследований T. p. проведено при давлениях от сотых долей до неск. мм рт. ст. Испускание электронов из катода T. p. происходит под действием ударов положительных ионов и быстрых атомов и частично за счет фотоэффекта и энергии метастабильных атомов. Если T. p. создан в длинной трубке при низком давлении, то его внешний вид характеризуется наличием ряда областей, визуально довольно резко отличающихся друг от друга. Расположение и названия этих областей, распределение интенсивности свечения, потенциала, напряженности поля и

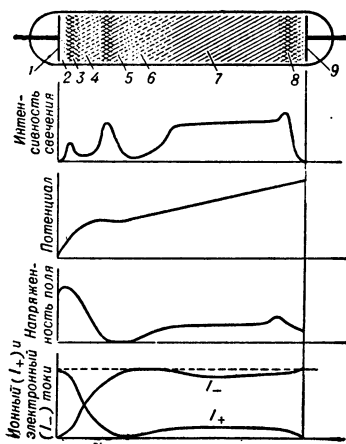


Рис. 1. Внешний вид и распределение параметров в тлеющем разряде низкого давления: 1 — катод; 2 — астоново темное пространство; 3 — астоново свечение (катодная пленка, катодный слой); 4 — катодное темное пространство; 5 — отрицательное (катодное, тлеющее) свечение; 6 — фардеево темное пространство; 7 — положительный столб (положительная колонна); 8 — прианодная область разряда; 9 — анод.

ионной электронной составляющих тока см на рис.1. В астоновом темном пространстве излучение отсутствует, так как энергия электронов еще недостаточна для возбуждения молекул газа. Последнее возникает в астоновом свечении. При дальнейшем увеличении энергии электронов в катодном темном пространстве вероятность возбуждения падает, но становится возможной ионизация газа. Эта часть разряда наиболее важна, так как созданные здесь ионы обеспечивают необходимую эмиссию катода. По мере продвижения вдоль катодного темного пространства падает напряженность поля и растет доля тока, переносимая электронами. При ионизации создается большое число медлен-

ных электронов, к-рые образуют *плазму* отрицательного свечения. В этой области напряженность поля падает до нуля и даже может переменить знак, образуя минимум потенциала. В фарадеевом темном пространстве ток переносится почти исключительно электронами. При отсутствии стенок фарадеево темное пространство может простирается до анода (при достаточно большой поверхности последнего). В цилиндрической же трубке для переноса тока требуется восполнение ухода электронов на стенки, вследствие чего возникает продольный градиент, обеспечивающий поддержание средней энергии электронов на уровне, необходимом для создания требуемой ионизации. Эта область разряда (положительный столб) является неизотермич. плазмой и может быть как сплошной, так и слоистой (см. *Страты*). Распределение потенциала и свечения перед анодом может иметь разный характер в зависимости от соотношения геометрич. размеров, состава и давления газа и силы тока.

При уменьшении расстояния между катодом и анодом катодные части Т. р. остаются неизменными, а уменьшается длина положительного столба, вплоть до его полного исчезновения; затем исчезает фарадеево темное пространство и отрицательное свечение. При этом разность потенциалов между электродами постепенно уменьшается. При дальнейшем уменьшении расстояния для поддержания разряда требуется значительное увеличение напряжения. Такой Т. р. наз. затруненным.

Больтамперная характеристика Т. р. (рис. 2) состоит из трех участков, к-рые соответствуют поднормальному (а), нормальному (б) и аномальному (в) Т. р. При поднормальном Т. р. поперечные размеры отрицательного свечения —

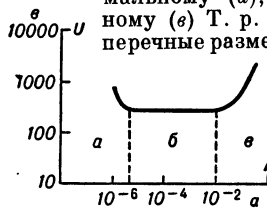


Рис. 2. Схематическая вольтамперная характеристика тлеющего разряда: а — поднормальный разряд; б — нормальный разряд; в — аномальный разряд.

порядка толщины катодной области разряда, так что существенную роль играет уход зарядов в радиальном направлении. При большей силе тока площадь катода, покрытая свечением, пропорциональна току, так что плотность тока остается постоянной (нормальная плотность тока). Наконец, когда вся поверхность катода покрыта свечением, увеличение силы тока происходит при увеличении плотности тока (аномальный разряд). С увеличением давления газа нормальная плотность тока растет пропорционально квадрату давления, а толщина катодного темного пространства убывает обратно пропорционально давлению. Свойства и характеристики Т. р. используются в технике (стабилитроны, тиратроны Т. р.) (см. также *Катодное падение*).

Лит.: 1) Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. XIV; 2) Энгель А. Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959; 3) Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., 1961, гл. 14; 4) Генис А. А. [и др.], Приборы тлеющего разряда, Киев, 1963. Л. А. Сена.

ТОЖДЕСТВЕННОСТИ ПРИНЦИП — фундаментальное положение *квантовой механики*, согласно к-рому невозможно экспериментально различить одинаковые частицы. В классич. механике частицы, тождественные по своим свойствам (массе, заряду и т. п.), все же не теряют своей индивидуальности; напр., электроны, входящие в состав физич. системы, в начальный момент можно как бы «пронумеровать» и, следя за каждым из них в движении по его траектории, «опознать» в любой последующий момент времени. Квантовомеханич. же описание определяет лишь вероятность обнаружить частицы в соответствующих

местах и исключает, т. о., возможность различить одинаковые частицы «по номерам». Вероятность не должна поэтому меняться при перестановке тождественных частиц: для системы, состоящей, напр., из двух таких частиц, должно выполняться равенство

$$|\psi(\xi_1, \xi_2)|^2 = |\psi(\xi_2, \xi_1)|^2,$$

где ξ_1 и ξ_2 — набор переменных, описывающих каждую частицу. Волновая ф-ция системы при таком условии может быть либо симметричной:

$$\psi(\xi_1, \xi_2) = \psi(\xi_2, \xi_1),$$

либо антисимметричной:

$$\psi(\xi_1, \xi_2) = -\psi(\xi_2, \xi_1)$$

относительно перестановки частиц (подробнее см. *Симметрия волновых функций*).

Т. п. не следует из др. осн. положений квантовой механики — ур-ния Шредингера и вероятностной интерпретации волновых ф-ций, а вводится в квантовую механику как новый принцип. Он играет осн. роль в квантовой физике многих тел. Первым успехом Т. п. было объясненное В. Гейзенбергом различие спектров пара- и ортоголея. В форме принципа Паули Т. п. составляет фундамент всей теории атомных и молекулярных спектров, теории металлов, теории хим. связей и т. д.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 2) Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960. В. П. Павлов.

ТОК ИНДУКЦИИ — то же, что *ток смещения*.

ТОК СМЕЩЕНИЯ — источник магнитного поля, не связанного с токами проводимости. Напр., через конденсатор, включенный в цепь переменного тока, не идет ток проводимости $j_{пр}$, т. е. не происходит макроскопич. перемещения зарядов, и имеется разрыв $j_{пр}$. Однако магнитное поле H не терпит разрыва; кроме $j_{пр}$, его источником служит изменение электрической индукции D со временем. См. *Смещения ток*.

ТОКОВЫЕ ВЕСЫ (ампер-весы) — эталонный прибор для воспроизведения единицы силы электрич. тока — *ампера*. Сила тока I в Т. в. определяется по силе F электродинамич. взаимодействия двух проводников, по к-рым протекает один и тот же ток. В Т. в. проводники выполнены в виде 2 коаксиально расположенных соленоидов с однослойной обмоткой по винтовой линии (со строго определенным шагом и диаметром провода). Наружный соленоид неподвижен, внутр. — подвижной (он подвешен к одному из плеч коромысла весов). Сила F уравнивается на равновесии весов весом гирь, при этом $I = \sqrt{mg/(\partial M/\partial z)}$, где m — масса уравнивающих гирь; g — ускорение силы тяжести; $\partial M/\partial z$ — производная *индуктивности взаимной* M соленоидов по вертикаль. направлению z . Производная $\partial M/\partial z$ определяется на основе спец. расчета, учитывающего особенности взаимодействия соленоидов по сравнению с взаимодействием двух параллельных прямолинейных проводников, через к-рое определяется ампер. Весы, применяемые в Т. в., по конструкции аналогичны аналитич. весам, но изготовлены из немагнитных материалов. Для уравнивания весов при отсутствии тока к др. плечу коромысла подвешен соленоид, в точности подобный подвижному соленоиду (при работе ток к этому соленоиду не подводится).

Погрешность воспроизведения значения ампера на Т. в. не превышает $(1-2) \cdot 10^{-6}$.

Лит.: 1) Залудский И. В., Введение в теорию ампер-весов, [Л.], 1945; 2) Яновский Б. М., Горбачевич С. В., Волков Н. А., Абсолютные измерения силы тока, М.—Л., 1953 [Труды ВНИИМ, вып. 15 (75)].

Н. И. Тюрин.

ТОМАСА — ФЕРМИ МЕТОД — приближенный метод описания и расчета квантовых многочастичных систем большой плотности, основанный на статистич. рассмотрении и по существу представляющий собой один из вариантов *квазиклассического приближения квантовой механики*. Первоначально был применен к многоэлектронным атомам, где он сводится к *Томаса — Ферми модели атома* для основного состояния атомов. В этом случае темп-ру T электронного газа неоднородной плотности, окружающего атомное ядро, можно считать равной нулю. Соответственно, электронный газ является вырожденным.

Т.—Ф. м. применяется и к другим многочастичным системам достаточно высокой плотности, в частности и при $T \neq 0$, — к многоэлектронным атомам в конденсированной среде при высоких темп-ре и плотности, к внутризвездной материи, к атомному ядру и т. п.

Т.—Ф. м. был обобщен на релятивистский случай. Кроме того, разработаны различные поправки в нерелятивистском случае, необходимые, когда распределение электронов в пространстве обладает значит. неоднородностью, и уточняющие квазиклассич. приближение (т. н. квантовые поправки).

Лит.: Киржниц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963, § 5—7.

ТОМАСА — ФЕРМИ МОДЕЛЬ АТОМА — приближенная схема описания и расчета основного состояния многоэлектронных атомов (как нейтральных, так и ионизованных), основанная на *Томаса — Ферми методе* и эквивалентная *квазиклассическому приближению квантовой механики*. В Т.—Ф. м. а. распределение частиц характеризуется не волновой ф-цией, а зависящей от координат плотностью $\rho(r)$. Можно считать, что в каждом элементе объема находится электронный газ, к к-рому применима *Ферми — Дирака статистика*, т. к. по предположению его плотность велика. При обычных темп-рах среды, к-рую составляют рассматриваемые атомы, эту темп-ру можно считать нулевой и электронный газ — вырожденным. Однако в случае сверхвысоких темп-р учитывают отклонения от состояния вырождения.

Т. о., в нормальных условиях можно считать, что в каждом элементе объема атома электроны, подчиняющиеся Ферми — Дирака статистике, заполняют различные ячейки фазового пространства точно в порядке возрастания энергии (в каждую ячейку попадают 2 электрона соответственно двум возможным ориентациям *спина*). Условие минимальности полной энергии атома дает возможность определить $\rho(r)$, а следовательно, и все основные характеристики атома. Такой подход оправдан тем, что в сложных атомах подавляющая часть электронов обладает большими квантовыми числами. В этом случае и справедливо квазиклассич. приближение, позволяющее оперировать понятием «ячеек» фазового пространства и воспользоваться статистич. методами (т. к. полное число частиц велико). Т.—Ф. м. а. непригодна поэтому для описания периферич. электронов в атоме, плотность к-рых мала.

Формально Т.—Ф. м. а. применима лишь, когда число электронов в атоме N и заряд ядра Z очень велики, но на практике она приводит к удовлетворит. результатам уже при $N \approx 10$. Модель хорошо передает монотонно зависящие от Z свойства атомов (напр., *атомный фактор*, определяющий рассеяние быстрых электронов и рентгеновских лучей, размеры ионов, полную энергию ионизации и среднюю на один электрон и проч.). Менее пригодна она для описания величин, зависимость к-рых от Z имеет сложный характер (напр., энергии однократной ионизации). Эти величины в Т.—Ф. м. а. усредняются, т. к. модель не учитывает деталей структуры электронных оболочек. Степень точности Т.—Ф. м. а. значительно

ниже, чем в методе *самосогласованного поля* (см. *Хартри — Фока метод*). Преимущество модели — состоит в простоте и широте области применимости. Модель была предложена в 1927 г. Л. Томасом и развита в 1928 г. Э. Ферми.

Математич. основой Т.—Ф. м. а. является вариационный принцип. Если $\rho(r)$ — концентрация электронов, то плотность их кинетич. энергии, согласно статистике Ферми — Дирака, равна $\lambda \rho^{5/3}$ [$\lambda = (3^{2/3} \pi^{4/3} / 10) \hbar^2 / m$], а их полная энергия

$$E = \int dr [\lambda \rho^{5/3} - (V_{\text{яд}} + 1/2 V_{\text{эл}}) e \rho], \quad (1)$$

где $V_{\text{яд}}(r) = Ze/r$ — электростатич. потенциал ядра, а $V_{\text{эл}}(r) = -e \int dr' \rho(r') / |r' - r|$ — электростатич. потенциал, созданный электронным облаком (e — заряд протона, m — масса электрона, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π). Энергия E представляет собой функционал от ρ . Минимум этого функционала ищется на классе положит. ф-ций ρ с дополнит. условием $e \int \rho dr = eN$ (число электронов N постоянно) и дает

$$\rho = \begin{cases} (3e/5\lambda)^{3/2} (V - V_0), & \text{если } V \geq V_0 \\ 0, & \text{если } V < V_0 \end{cases} \quad (2)$$

($V = V_{\text{яд}} + V_{\text{эл}}$), где V_0 — постоянная (множитель Лагранжа), представляющая собой потенциал на границе атома, т. е. $V_0 = (Z - N)e/r_0$, где r_0 — формальный радиус атома (он определяется из условия минимума E , $\partial E / \partial r_0 = 0$). Объединение (2) с ур-нием Пуассона $\Delta V = 4\pi e \rho$ приводит к основному ур-нию Т.—Ф. м. а.

$$\Delta \varphi = \gamma \varphi^{3/2}, \quad (3)$$

где $\varphi = V - V_0$, $\gamma = 4\pi e (3e/5\lambda)^{3/2}$, а граничные условия имеют вид: $\varphi(r) \rightarrow Ze/r$ при $r \rightarrow 0$ (на малых расстояниях потенциал должен переходить в кулоново поле ядра) и $\varphi(r) \rightarrow 0$, $\partial \varphi / \partial r \rightarrow -(Z - N)e/r_0^2$ при $r \rightarrow r_0$ (здесь поле переходит в кулоново поле иона). Вследствие центральной симметрии системы, после перехода к безразмерным переменным $r = \gamma^{-2/3} (Ze)^{-1/3} x$, $\varphi(r) = (Ze/r) \chi(x)$ ур-ние (3) и граничные условия принимают форму:

$$V x \chi''(x) = [\chi(x)]^{3/2}, \quad (4)$$

$$\chi(0) = 1, \quad \chi(x_0) = 0, \quad x_0 \chi'(x_0) = -(Z - N)/N. \quad (5)$$

Нелинейное ур-ние (4) решается численно. Оно дает решение, пригодное для всех атомов с данным $(Z - N)/N$. В частности, для всех нейтральных атомов, $Z - N = 0$, решение выражается универсальной ф-цией $\chi_0(x)$ (см. таблицу). В обычных единицах

$$\rho(r) = \left(\frac{3e}{5\lambda} \right)^{3/2} \left\{ \frac{1}{r} \chi \left(\frac{r Z^{1/3} m e^2}{0,853 \hbar^2} \right) \right\}^{3/2}. \quad (6)$$

Для нейтральных атомов $V_0 = 0$, а $r_0 = \infty$ (т. е. и $x_0 = \infty$). Т. о., распределения электронов в различных нейтральных атомах подобны и получаются одно из другого изменением масштаба. Характеристич. длина («радиус атома») при этом равна $Z^{-1/3} \hbar^2 / m e^2$. Половина всех электронов находится в сфере, радиус к-рой $r_{\text{физ}} = 1,33 Z^{-1/3} \hbar^2 / m e^2$. Средняя скорость электронов в нейтральном атоме оказывается пропорциональной $Z^{2/3}$, а энергия полной ионизации $E_{\text{ион}} = 20,8 Z^{2/3}$ эв. Функциональная зависимость $E_{\text{ион}}(Z)$ подтверждена экспериментом, однако эмпирич. значение коэфф. пропорциональности несколько меньше (≈ 16).

Квазиклассич. приближение, на к-ром основана Т.—Ф. м. а., теряет силу как на очень больших расстояниях от ядра, где плотность электронов мала,

так и на очень малых, где поле является сугубо неоднородным. Расчет показывает, что $T. - \Phi. м. а.$ пригодна в интервале $\hbar^2/Zme^2 < r < \hbar^2/me^2$, где сосредоточена большая часть электронов сложных атомов.

Для положит. ионов решение ур-ния (4) зависит от $(Z - N)/Z$ (т. е. от степени ионизации). При этом радиус ионов оказывается конечным. Для отрицат. ионов ур-ние Томаса — Ферми не имеет решения. Т. о., по Т. — Ф. м. а. отрицат. ионы нестабильны.

Существует ряд способов уточнения Т. — Ф. м. а. В модели Томаса — Ферми — Дирака учитывается обменное взаимодействие между электронами. Важные уточнения метода связаны с учетом «квантовых поправок» (учет членов следующего порядка по \hbar^2 в разложении, соответствующем переходу от ур-ния Шредингера к квазиклассич. приближению); с учетом неоднородности в распределении плотности.

Т. — Ф. м. а. наиболее пригодна для описания сферически симметричных атомов с заполненными оболочками (напр., атомов благородных газов). Для описания валентных электронов, находящихся на периферии, точность статистич. приближения недостаточна.

Подробнее о границах применимости и об уточнении метода см. [2].

Таблица значений функции $\chi_0(x)$.

x	$\chi_0(x)$	x	$\chi_0(x)$	x	$\chi_0(x)$
0,00	1,000	1,4	0,333	6	0,0594
0,02	0,972	1,6	0,298	7	0,0461
0,04	0,947	1,8	0,268	8	0,0366
0,06	0,924	2,0	0,243	9	0,0296
0,08	0,902	2,2	0,221	10	0,0243
0,10	0,882	2,4	0,202	11	0,0202
0,2	0,793	2,6	0,185	12	0,0171
0,3	0,721	2,8	0,170	13	0,0145
0,4	0,660	3,0	0,157	14	0,0125
0,5	0,607	3,2	0,145	15	0,0108
0,6	0,561	3,4	0,134	20	0,0058
0,7	0,521	3,6	0,125	25	0,0035
0,8	0,485	3,8	0,116	30	0,0023
0,9	0,453	4,0	0,108	40	0,0011
1,0	0,424	4,5	0,0912	50	0,00063
1,2	0,374	5,0	0,0788	60	0,00039

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 2) Киржниц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963, § 5—7; 3) Гомбаш П., Статистическая теория атома и ее приложения, пер. с нем., М., 1951. О. И. Завьялов.

ТОМСОНА ЭФФЕКТ (термоэлектрический и й). Если вдоль проводника, по которому проходит электрич. ток, существует перепад темп-р, то в дополнение к теплоте Джоуля в объеме проводника выделяется или поглощается (в зависимости от направления тока) нек-рое количество тепла Q_s (теплота Томсона), пропорциональное силе тока I , времени t , перепаду темп-р $T_1 - T_2$ и коэфф. Томсона S , зависящему от природы материала: $Q_s = S(T_2 - T_1)It$. Это явление наз. Т. э.

Подробнее см. *Термоэлектрические явления* и лит. при ней.

ТОМСОНА ЭФФЕКТ (в ферромагнетиках) — изменение уд. электросопротивления ρ ферромагнетиков при их намагничивании во внешних магнитных полях H (W. Thomson, 1851 [1]). Т. э. относится к группе *гальваномагнитных явлений*, в нем проявляется специфич. особенность ферромагнетиков — наличие в них самопроизвольной намагниченности I_s . В области сильных полей H , когда достигнуто технич. магнитное насыщение образца, ρ всегда уменьшается с ростом поля (см. *Герлаха формулы, Ферромагнитные аномалии*). В более слабых полях, когда в ферромагнетике протекают процессы *технического намагничивания*, т. е. происходят изменения распре-

деления направлений векторов I_s в различных частях объема образца, имеет место более сложная зависимость изменения сопротивления $\Delta\rho$ с величиной результирующей намагниченности I ($< I_s$). В изотропных (поликристаллич.) образцах величина Т. э. зависит не только от величины I (или H), но также и от угла α между H (или I) и вектором плотности тока j . Различают 2 главных Т. э.: продольный ($\Delta\rho_{\parallel}$) при $\alpha = 0$ и поперечный ($\Delta\rho_{\perp}$) при $\alpha = 90^\circ$. В большинстве случаев (при $I < I_s$) $\Delta\rho_{\parallel} > 0$, а $\Delta\rho_{\perp} < 0$ (см. рис.).

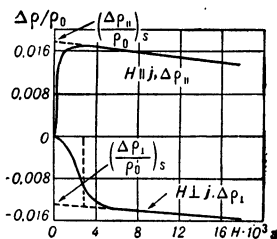
В области сильных полей, где существует *парапроцесс*, обе кривые $\Delta\rho_{\parallel}$ и $\Delta\rho_{\perp}$ обнаруживают практически одинаковое уменьшение ρ , как и следует ожидать по ф-ле Герлаха. При изменении направления H (или I) на обратное ни величина, ни знак $\Delta\rho$ не меняются, т. е. Т. э. относится к классу т. ч. е. т. н. х. гальваномагнитных эффектов. Более сложный характер Т. э. имеет в ферромагнитных кристаллах, где $\Delta\rho$ зависит не только от угла α , но также и от ориентации j и I по отношению к осям монокристалла. Пользуясь соображениями симметрии, можно получить зависимость $\Delta\rho$ от ориентации j и I_s , что дает феноменологич. объяснение анизотропии Т. э. Из феноменологич. теории анизотропии четных эффектов (при ряде предположений, см. [2]) следует, что сумма $\Delta\rho$ по 3 произвольным взаимно-перпендикулярным направлениям (при $I = I_s$) равна нулю, откуда для изотропного ферромагнетика $(\Delta\rho_{\perp})_s = -1/2(\Delta\rho_{\parallel})_s$. Однако фактически это правило часто нарушается (напр., в *Гейслеровых сплавах*, в *высококоэрцитивных сплавах*, в кремнистом железе). Эти отклонения можно объяснить, если учесть члены более высокого порядка в законе анизотропии $\Delta\rho$.

Лит.: 1) Thomson W., «Proc. Roy. Soc. A.», 1857, v. 8, p. 546; 2) Аккулов Н. С., Ферромагнетизм, М., 1939; 3) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М.—Л., 1952. Ю. П. Ирхин.

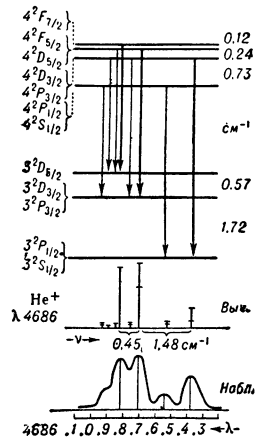
ТОН — акустич. сигнал определенной высоты; в простейшем случае — чистый тон, т. е. синусоидальный сигнал данной частоты. Т. может иметь тембральную окраску, т. е. содержать составляющие неск. частот. Высота Т. определяется основной частотой звука (см. *Основной тон*) и в небольшой степени зависит от его громкости; она является одной из главных характеристик звучания *музыкальных инструментов*.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА (мультиплетное расщепление) — расщепление энергетич. уровней электронов в атоме, молекуле или кристалле на неск. подуровней, обусловленное *спин-орбитальным взаимодействием* и приводящее к расщеплению спектральных линий.

Для водорода и водородоподобных атомов, согласно теории Дирака, уровень с данным значением главного квантового числа n расщепляется на n подуровней



Зависимость относительного изменения уд. сопротивления ρ чистого поликристаллич. Ni от продольного ($H \parallel j$) и поперечного ($H \perp j$) намагничивания.



Тонкая структура линии $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ для He^+ .

Для водорода и водородоподобных атомов, согласно теории Дирака, уровень с данным значением главного квантового числа n расщепляется на n подуровней

с различными значениями квантового числа j (см. *Атом*). Величина расщепления уменьшается с ростом n , поэтому она особенно существенна для нижних уровней и растет с ростом атомного номера Z . В атомах щелочных металлов имеет место дублетное, а в многоэлектронных атомах — сложное мультиплетное расщепление (см. *Атомные спектры, Мультиплетность, Расщепла — Сандерса схема*). Величина расщепления изменяется от $0,1-1 \text{ см}^{-1}$ у легких атомов до $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$ у тяжелых, поэтому структура является действительно тонкой лишь для легких атомов (рис.).

Лит. см. при ст. *Спектроскопия атомная*.

ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ПОСТОЯННАЯ — безразмерная величина, образованная из универсальных физич. постоянных: $\alpha = e^2/\hbar c$, где e — заряд электрона; \hbar — постоянная Планка; c — скорость света; $\alpha \approx 1/137$, более точно $\alpha = 1/(137,0373 \pm 0,006) = (7,29726 \pm 0,00008) \cdot 10^{-3}$. Т. с. п. определяет величину тонкого расщепления (*тонкой структуры*) уровней энергии атома; в квантовой электродинамике α — естественный параметр, определяющий величину взаимодействия квантованных электронно-позитронного и электромагнитного полей.

ТОПЛИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ — см. *Химические источники тока*.

ТОР — наименование внесистемной единицы измерения давления 1 мм рт. ст. , данное в честь итальянского ученого Э. Торричелли (Torricelli).

ТОРИЙ (Thorium) Th — радиоактивный химич. элемент семейства *актиноидов*, п. н. 90, ат. в. 232,05. Естественный Т. — практически чистый изотоп Th^{232} . Известны изотопы с массовыми числами от 223 до 235, из них долгоживущие: Th^{228} ($T_{1/2} = 1,910$ года), Th^{229} ($T_{1/2} = 7540$ лет), Th^{230} ($T_{1/2} = 8 \cdot 10^4$ лет), Th^{232} ($T_{1/2} = 1,45 \cdot 10^{10}$ лет). Для исследовательских целей часто пользуются изотопом Th^{234} ($T_{1/2} = 24,1$ дня). Th^{234} — β -излучатель, выделяемый из урановых препаратов. Наибольшее применение из изотопов Т. находит природный Th^{232} .

В земной коре содержится $8 \cdot 10^{-4}\%$ Th (весовых). Основное сырье для получения Т. — монацит-фосфат редкоземельных элементов. Th широко используется в ядерной технике и энергетике, т. к. является сырьем для получения первичного ядерного топлива. При облучении Th в реакторе образуется вторичное ядерное топливо — U^{233} , по реакции $\text{Th}^{232}(n, \gamma) \text{Th}^{233} \rightarrow \beta^- \text{Pa}^{233} \beta^- \text{U}^{233}$. Применение Th^{232} в реакторах на тепловых нейтронах с расширенным воспроизводством более выгодно, чем применение U, т. к. фактор воспроизводства для Th выше. Плотность металлич. Т. $11,55 \text{ г/см}^3$; $t_{\text{пл}} 1700^\circ$. При темп-ре ниже $1,4^\circ \text{ K}$ Th переходит в сверхпроводящее состояние. Т. образует сплавы со многими металлами и многочисленными металлич. соединения. Раствор ThBi_5 в расплавленном висмуте может служить горючим в *гомогенном реакторе*.

Лит.: 1) Филанд М. А., Семенова Е. И., Свойства редких элементов. (Справочник), 2 изд., М., 1964; 2) Использование радиоактивных при химических исследованиях, ред. америк. изд. А. Валь и Н. Боннер, пер. с англ., М., 1954; 3) Веллс А. Е. [а. о.], Thorium and rare earths from monazite, «Chem. Engng Progr.», 1954, v. 50, № 5.

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — электромагнитное излучение заряженной частицы, возникающее в результате ее торможения (изменения скорости) при взаимодействии с электростатич. полем атомного ядра и атомарных электронов. Иногда к Т. и. относят излучение фотонов заряженными частицами, движущимися в магнитном поле (т. н. магнитотормозное, или *синхротронное излучение*), а также излучение γ -квантов при распаде элементарных частиц. Простейший пример Т. и. — испускание *рентгеновских лучей* в рентгеновских трубах.

Т. и. — основной метод получения пучков фотонов высокой энергии, с помощью к-рых изучается *электромагнитная структура* элементарных частиц и атомных ядер, фоторождение элементарных частиц и др. процессы взаимодействия излучения с веществом. В металлургии Т. и. широко применяется в γ -дефектоскопии.

Важнейшие закономерности Т. и. можно понять на основе классич. электродинамики. При прохождении заряженной частицы через кулоновское поле ядра с зарядом Ze она отклоняется, т. е. приобретает некоторое ускорение w , что сопровождается излучением. Если заряд частицы e , а масса m , то

$$w = -\frac{e}{m} \mathcal{E} = -\frac{Ze^2}{mr^2} \frac{r}{r}, \quad (1)$$

где \mathcal{E} — напряженность электростатич. поля. Энергия dE , излученная электроном за время dt , пропорциональна квадрату ускорения:

$$dE = -\frac{2}{3} \frac{e^2 Z^2 e^4}{c^3 m^2 r^4} dt \quad (2)$$

(c — скорость света). Т. о., потеря энергии на излучение больше для тяжелых элементов, чем для легких ($\sim Z^2$). Эти потери сильно зависят от массы частицы ($\sim 1/m^2$), поэтому наибольшее значение имеет Т. и. легчайших заряженных частиц — электронов.

Квантовая электродинамика. Борновское приближение. Т. и. — чисто электромагнитный процесс; его вероятность определяется константой электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$.

Релятивистское рассмотрение процесса Т. и. было проведено в работах Бете [1], Гайтлера [2], Зоммерфельда [3], Шиффа [4] и др. Согласно *квантовой электродинамике*, при прохождении электрона через поле ядра имеется определенная вероятность перехода электрона в более низкое энергетич. состояние с испусканием фотона. Т. к. ядро много тяжелее электрона, оно может принять на себя практически любой импульс. Вследствие этого законы сохранения, примененные к системе электрон — фотон, накладывают единственное условие на начальную E_1 и конечную E_2 полные энергии электрона и энергию испущенного фотона E_γ :

$$E_1 - E_\gamma = E_2. \quad (3)$$

Для расчета вероятности переходов используется *Дирака уравнение* для электрона и первое исчезающее приближение *возмущений теории* для описания взаимодействия электрона с ядром. Взаимодействие H разбивается на 2 части:

$$H = H_{\text{вз}} + V, \quad (4)$$

где $H_{\text{вз}}$ — взаимодействие электрона с полем излучения, ответственное за испускание фотона E_γ , а V — взаимодействие электрона с электростатич. полем ядра, к-рое рассматривается как возмущение, что приводит к разложению вероятности перехода по степеням α . Борновское приближение состоит в том, что учитывается только первый член такого разложения. Это означает, что кулоновский потенциал ядра участвует во взаимодействии лишь один раз. Поэтому при вычислении дифференциального сечения Т. и. нужно учитывать вклады только двух диаграмм, приведенных на рис. 1. Согласно диаграмме *а*, электрон с импульсом p_1 сначала взаимодействует с ядром, получая от него дополнительный импульс Q , затем движется как виртуальная частица с импульсом $p_1 + Q$, пока не испустит фотон с импульсом q . Диаграмма *б* иллюстрирует процесс, в к-ром электрон сначала излучает фотон, а затем взаимодействует с полем ядра. Вычис-

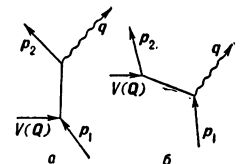


Рис. 1. Диаграммы тормозного излучения.

ления соответствующих матричных элементов были проведены Бете и Гайтлером [1, 2]; в матричных элементах оператора V в качестве волновых ϕ -ций электронов брались плоские волны.

Энергетическое распределение фотонов. Ф-лы для поперечного сечения излучения фотона с энергией E_γ электроном с энергией E_1 имеют след. вид:

а) В крайне релятивистском случае, $E_1 \gg mc^2$, $E_2 \gg mc^2$,

$$\sigma(E_\gamma, E_1) dE_\gamma = 4\bar{\Phi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left[1 + \left(\frac{E_2}{E_1}\right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_2}{E_1} \right] \ln \left(\frac{2E_1 E_2}{E_\gamma} - \frac{1}{2} \right), \quad (5)$$

где $\bar{\Phi} = Z^2 r_0^2 / 137$, $r_0 = e^2 / mc^2$ — классич. радиус электрона. Интенсивность излучения $\sigma(E_\gamma, E_1) E_\gamma$ при $E_\gamma \rightarrow 0$ логарифмически расходится (т. н. инфракрасная расходимость).

б) В нерелятивистском случае, $E_1 \approx mc^2$,

$$\sigma(E_\gamma, E_1) dE_\gamma = \frac{8}{3} \bar{\Phi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{m}{T_1} \ln \frac{(\sqrt{T_1} + \sqrt{T_1 - E_\gamma})^2}{E_\gamma}, \quad (6)$$

где $T_1 = E_1 - mc^2 \ll mc^2$ — кинетич. энергия электрона до излучения. При $E_\gamma = E_1 - mc^2$ сечение излучения обращается в нуль; при $E_\gamma \rightarrow 0$ интенсивность излучения, как и в крайне релятивистском случае, имеет логарифмич. расходимость.

Т. о., вероятность $\sigma(E_\gamma, E_1)$ испускания фотона с энергией E_γ электроном с начальной энергией E_1 обратно пропорциональна E_γ , т. е.

$$\sigma(E_\gamma, E_1) dE_\gamma \sim dE_\gamma / E_\gamma. \quad (7)$$

Распределение энергии при этом получается примерно эквивалентным, $\sigma(E_\gamma, E_1) E_\gamma dE_\gamma = \text{const}$ в интервале энергий $[0, E_1]$. Это означает, напр., что вероятность передачи электроном фотону энергии в интервале $[0, 1/2 E_1]$ равна вероятности передачи энергии в интервале $[1/2 E_1, E_1]$. Относительно большая вероятность передачи электроном при однократном взаимодействии заметной доли своей энергии одному фотону приводит к большому разбросу потерь энергии на излучение при прохождении быстрым электроном слоя вещества.

Ф-лы (5), (6) справедливы при выполнении двух условий:

1) применимости борновского приближения:

$$2\pi a Z / \beta_1 \ll 1, \quad 2\pi a Z / \beta_2 \ll 1, \quad (8)$$

где β_1, β_2 — скорости электрона (в единицах c) до и после излучения фотона;

2) пренебрежения экранирования кулоновского поля ядра атомарными электронами.

Угловое распределение фотонов Т. и. При малых энергиях первичных электронов ($E_1 \approx mc^2$) угловое распределение фотонов Т. и. подобно угловому распределению излучения диполя, ось к-рого перпендикулярна плоскости, в к-рой движется электрон, т. е. имеет вид $\cos^2 \theta_1$, где θ_1 — угол, под к-рым излучается фотон относительно направления начального движения электрона. При больших энергиях электрона ($E_1 \gg mc^2$) появляется резкая направленность из-

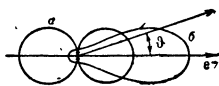


Рис. 2. Угловые распределения тормозного излучения: а) нерелятивистский случай ($E_1 \approx mc^2$), б) релятивистский случай ($E_1 \gg mc^2$).

лучения вперед, причем ширина пика определяется значением угла $\theta_1 \approx mc^2 / E_1$ (рис. 2). Это свойство Т. и. используется для создания интенсивных пучков фотонов высокой энергии на электронных ускорителях.

Угловое распределение фотонов в крайне релятивистском случае (2) выражается след. ф-лой:

$$\sigma(\theta_1, E_1) d\theta_1 = A \frac{\theta_1 d\theta_1}{\theta_1^2 + (mc^2/E_1)^2} \left[\ln \left(1 + \frac{\theta_1^2 (mc^2)^2}{E_1^2} \right) + B \right] \quad (9)$$

(A и B — константы). Т. и. под углом $\theta_1 \sim mc^2 / E_1$ частично поляризовано; отношение интенсивностей компонент сечения перпендикулярной σ_\perp и параллельной σ_\parallel плоскости p_1, q равно:

$$\sigma_\perp / \sigma_\parallel = (E_1^2 + E_2^2) / E_\gamma^2. \quad (10)$$

Свойство частичной поляризации фотонов Т. и., испущенных под малым углом по отношению к направлению первичного электрона, может быть использовано для проведения поляризационных опытов при изучении электромагнитных взаимодействий.

Поправки к борновскому приближению. Если борновское приближение несправедливо, то при вычислении матричных элементов V нужно брать точные волновые ϕ -ции электрона (в непрерывном спектре) вблизи ядра.

В крайне релятивистском случае условия (8) всегда выполняются для легких элементов, за исключением краевой области $E_\gamma \approx E_1$; для тяжелых элементов они, как правило, не выполняются (для свинца $Z e^2 / \hbar c = 0,6$). Результаты расчетов, проведенных без использования борновского приближения [7, 8], приводят к появлению дополнит. члена Δ в энергетич. спектре фотонов (5):

$$\Delta = -4\bar{\Phi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left[1 + \left(\frac{E_2}{E_1}\right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_2}{E_1} \right] f(Z), \quad (11)$$

причем $f(Z) \approx 1,20(\alpha Z)^2$ для легких элементов и $f(Z) \approx 0,925(\alpha Z)^2$ для тяжелых элементов.

В нерелятивистском случае ($E_1 \approx mc^2$ — рентгеновский спектр) условия (8) также не выполняются. Расчет показывает [3], что в этом случае сечение отличается от ф-лы (6) множителем

$$f(\xi_1, \xi_2) = \frac{\xi_1}{\xi_2} \cdot \frac{1 - \exp(-2\pi\xi_1)}{1 - \exp(-2\pi\xi_2)} \quad (12)$$

($\xi_i = Z\alpha/\beta_i$, $i = 1, 2$), представляющим собой произведение квадратов волновых ϕ -ций электрона в начальном и конечном состояниях в точке, где расположено ядро. Этот множитель приводит к конечному значению сечения излучения вблизи коротковолновой границы спектра $E_\gamma = E_1 - mc^2$.

Учет экранирования. Экранирование зависит от эффективного «параметра соударения» $r_{\text{эфф}}$ электрона с ядром или, точнее, от тех значений r , к-рые играют особенно существенную роль в интеграле, определяющем матричный элемент оператора V . Величина $r_{\text{эфф}}$ тем больше, чем больше начальная энергия электрона E_1 и чем меньше импульс, передаваемый электроном ядру. Степень экранирования определяется отношением радиуса атома a к $r_{\text{эфф}}$ и характеризуется параметром γ :

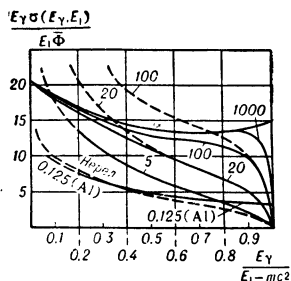
$$\gamma = 100 \frac{mc^2 E_1}{E_1 E_2} Z^{-1/3}. \quad (13)$$

Если $r \ll a$ и, следовательно, $\gamma \gg 1$, то экранированием можно пренебречь (передача импульса происходит вблизи ядра). Случай $r \gg a$, т. е. $\gamma \ll 1$, соответствует полному экранированию. Поправки на экранирование велики только в случае $E_1, E_2 \gg mc^2$ (для больших энергий электрона и мягких фотонов). Эффект экранирования (там, где он существует) снижает сечение Т. и., т. к. в этом случае эффективное поле меньше кулоновского поля ядра. Для вычисления электростатич. поля атомных электронов обычно используется *Томаса — Ферми модель атома*. Расчеты

проведенные Бете и Гайтлером [1], дают для крайне релятивистского случая при условии полного экранирования:

$$\sigma(E_\gamma, E_1) dE_\gamma = 4\tilde{\Phi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_2}{E_1} \right] \ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{9} \frac{E_2}{E_1} \right\} \quad (14)$$

В случае неполного экранирования производится численное интегрирование, и результаты приводятся в виде таблиц и графиков [1, 2, 5]; кривые сечений располагаются в этом случае между (5) и (14).



Лучшее согласующееся с экспериментом выражение для спектра Т. и. в случае промежуточного экранирования получено Шиффом

Рис. 3. Зависимость интенсивности тормозного излучения $E_\gamma \sigma(E_\gamma, E_1)$ в единицах $E_1 \Phi$ от E_γ в единицах $E_1 - mc^2$. Числа над кривыми относятся к начальной кинетической энергии электрона $E_1 - mc^2$ в единицах mc^2 . Пунктирные кривые рассчитаны в борновском приближении в пренебрежении экранированием и справедливы для всех элементов. Сплошные кривые рассчитаны для свинца с учетом экранирования (кроме кривой для нерелятивистского случая, которая рассчитана для алюминия с поправкой к борновскому приближению).

[4]; в спектре Шиффа сечение излучения фотона с максимально возможной энергией E_γ^{\max} имеет конечное значение (так же как и у Фано [6], к-рый рассмотрел процесс Т. и. фотона с E_γ^{\max} как процесс, обратный фотоэффекту).

Влияние экранирования и поправок к борновскому приближению иллюстрируется рис. 3, на к-ром изображена зависимость интенсивности Т. и. от энергии испущенного фотона.

Поправки на Т. и. в поле атомарных электронов. Т. и. может происходить не только в кулоновском поле ядра, но и в поле электрона [12]. В этом случае сталкиваются 2 тождественные частицы. Полное сечение Т. и. в поле ядра и в поле атомарных электронов равно:

$$\sigma_t = Z(Z+n) \sigma_t^A / Z^2, \quad (15)$$

где $n = \ln \frac{530}{Z^{2/3}} \left(\ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right)$. Величина n изменяется от 1,04 для углерода ($Z = 12$) до 0,88 для свинца ($Z = 82$), так что практически может быть принята за 1. Тогда учет Т. и. в поле электронов может быть произведен простой заменой Z^2 на $Z(Z+1)$ в выражениях, полученных для процесса Т. и. электрона в поле ядра. Т. и. электрона в поле электрона можно, напр., использовать для регистрации соударения встречных электронных пучков (в ускорителях на встречных пучках).

Потери энергии на Т. и. Эффективное сечение для потери энергии электрона на излучение равно

$$\Phi = \frac{1}{E_1} \int_0^{E_1 - mc^2} E_\gamma \sigma(E_\gamma, E_1) dE_\gamma. \quad (16)$$

В нерелятивистском случае получим

$$\Phi = 16/3 \tilde{\Phi}, \quad (17)$$

а в крайне релятивистском случае

$$\Phi = 4 \left[\ln \left(\frac{2R_1}{mc^2} \right) - \frac{1}{3} \right] \tilde{\Phi}. \quad (18)$$

Т. о., в нерелятивистском случае отношение средней излученной энергии к начальной энергии электрона

постоянно; в крайне релятивистском случае оно логарифмически растёт с энергией E_1 , однако учет экранирования снимает этот бесконечный рост и сечение стремится к конечному пределу (рис. 4). При полном экранировании вместо (18) имеем:

$$\Phi = \tilde{\Phi} [4 \ln(183Z^{-1/3}) + 2/9]. \quad (19)$$

Т. и. в среде. Все приведенные выше ф-лы были рассчитаны для Т. и. электрона в поле изолированного атома и справедливы для сколь угодно больших энергий (точнее для тех энергий, для к-рых доказана экспериментально справедливость квантовой электродинамики; этим энергиям соответствует передача импульса на расстояниях 10^{-14} см). При прохождении электрона через слой вещества на эффект Т. и. на одиночном ядре будут накладываться дополнит. эффекты, связанные со структурой среды, а также с различными возможностями многократного упругого рассеяния электрона, процессами многократного излучения одним электроном и др. Это приводит к изменению формы спектра и искажению углового распределения фотонов Т. и.

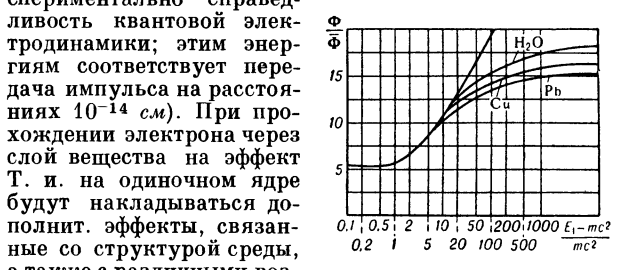


Рис. 4. Зависимость $\Phi/\tilde{\Phi}$ от $(E_1 - mc^2)/mc^2$ при учете экранирования. Верхняя кривая — без учета экранирования.

С увеличением энергии электрона эффективный параметр соударения быстро растёт, так что в процессе одновременно вовлекаются многие атомы среды. В кристалле при прохождении через него электрона большой энергии это приводит к возникновению интерференционных явлений, к-рые резко меняют вид спектра Т. и. и сильно увеличивают степень поляризации фотонов [9—11]. На рис. 5 приведены полученные в работе [11] спектр и степень поляризации фотонов Т. и., возникающих при прохождении электрона с энергией 1 Бэв через кристалл алмаза. При энергии ~ 320 Мэв в спектре наблюдается резкий максимум, причем макс. величи-

на интенсивности в неск. раз превышает соответствующее значение интенсивности, получаемое для одиночного ядра. Стенень поляризации фотонов этого пика составляет $> 30\%$.

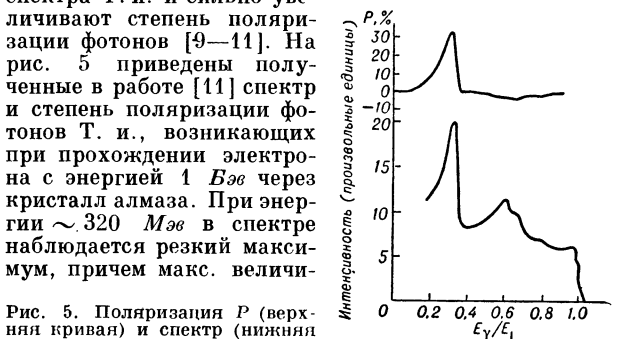


Рис. 5. Поляризация P (верхняя кривая) и спектр (нижняя кривая) фотонов тормозного излучения как функция E_γ в единицах E_1 для $E_1 = 1$ Бэв. Кристалл — алмаз, ось которого (110) направлена под углом $1^\circ 10'$ к направлению движения первичных электронов.

на интенсивности в неск. раз превышает соответствующее значение интенсивности, получаемое для одиночного ядра. Стенень поляризации фотонов этого пика составляет $> 30\%$.

В аморфном веществе для Т. и. быстрого электрона особенно существенны процессы многократного кулоновского рассеяния. Т. и. при прохождении электронном конечного слоя аморфного вещества имеет место при работе с электронными ускорителями (линейный ускоритель, синхротрон). Для получения достаточно интенсивных пучков фотонов высоких энергий обычно применяют мишени толщиной порядка 0,01—0,1 т-единицы (т-единица, или радиационная, лавинная единица — толщина слоя вещества, на к-ром энергия электрона из-за Т. и. падает в e раз, где e — основа-

ние натуральных логарифмов). Степень изменения формы спектра и углового распределения фотонов определяется толщиной мишени ускорителя и размерами образца, облучаемого пучком фотонов.

Множественное кулоновское рассеяние переводит спектр dE_1/E_1 при $E_1 \rightarrow 0$ в $dE_1/\sqrt{E_1}$, и полное число излученных квантов становится конечным (устраняется инфракрасная расходимость).

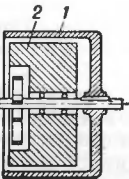
При очень высоких энергиях электрона (как до, так и после излучения фотона), $E_1, E_2 \sim 10^6 - 10^7$ Мэв для тяжелых элементов, учет многократного рассеяния приводит к снижению вероятности испускания фотона (при любом E_1) данного направления и увеличению телесного угла, в к-рый излучаются фотоны, а потери энергии на единицу длины становятся пропорциональными не E_1 , а $\sqrt{E_1}$. Т. о., проникающая способность электронов (так же как и фотонов по отношению к пар образованию) при очень больших энергиях растет [12].

Измерение спектра Т. и. обычно производится магнитными парными (или комптоновскими — для малых энергий) спектрометрами, а общий поток энергии Т. и. — ионизационными камерами, квантометрами и калориметрами. Рассмотрение вопросов, возникающих при работе с пучком Т. и. ускорителей, см. в работах [8, 13].

Лит.: 1) Bethe H., Heitler W., «Proc. Roy. Soc. A», 1934, v. 146, № 856, p. 83; 2) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956; 3) Sommerfeld A., Atombau und Spektrallinien, Braunschweig, 1939; 4) Schiff L., «Phys. Rev.», 1951, v. 83, № 2, p. 252; 5) Ахизер А. И., Берестецкий В. Е., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 6) Fano U., «Phys. Rev.», 1959, v. 116, p. 1156; 7) Bethe H., Maximon L., «Phys. Rev.», 1954, v. 93, № 4, p. 768; 8) Koch H., Motz J., «Rev. Modern Phys.», 1959, v. 31, № 4, p. 920; 9) Тер-Микаелян, «ЖЭТФ», 1953, т. 25, вып. 1, с. 296; 10) Ueberall H., «Phys. Rev.», 1956, v. 103, № 4, p. 1055; там же, 1957, v. 107, № 1, p. 223; 11) Barbiellini G. et al., «Nuovo cimento», 1963, т. 28, № 2, p. 435; 12) Ландау Л., Померанчук И., «ДАН СССР», 1953, т. 92, № 3; 13) Богданкевич О. В., Николаев Ф. А., Работа с пучком тормозного излучения, М., 1964. Б. Б. Говорков.

ТОРРИЧЕЛЛИ ФОРМУЛА — ф-ла для скорости v истечения жидкости из отверстия в открытом сосуде: $v = \sqrt{2gh}$ (h — высота уровня жидкости, отсчитываемая от центра отверстия, g — ускорение силы тяжести); согласно Т. ф., v одинакова для всех жидкостей, зависит лишь от высоты, с к-рой жидкость опустилась, и равна скорости падения свободного тела с той же высоты. Установлена Э. Торричелли (E. Torricelli) в 1643 г. Действит. скорость истечения неск. отличается от скорости, определяемой Т. ф.; она зависит от формы и размера отверстия, от вязкости жидкости и от величины расхода. Все это учитывают введением коэфф. скорости $\phi < 1$, $v = \phi\sqrt{2gh}$. Значения ϕ для различных случаев см. *Насадки гидравлические*.

ТОРСИОГРАФ — прибор для записи кинематич. параметров *крутильных колебаний* валов силовых установок,



на валу легкого шкива 1 (рис.) на подшипниках с малым моментом трения установлен массивный маховик 2; вращение вала передается маховику через податливую пружину. Движение изучаемого объекта с помощью жесткого ремня передается на шкив, к-рый повторяет движение исследуемого сечения системы, а маховик (сейсмич. масса) вращается с практически постоянной средней угловой скоростью (если только частота угловых отклонений превышает собств. частоту маховика более чем в 3 раза, что, как правило, и имеет место). Относит. движение шкива и маховика системой рычагов или электрич. методами передается записывающему уст-

ройству. Погрешность Т. тем меньше, чем больше разница между собственной частотой маховика и частотой нижней гармоники записываемого процесса. Верхняя граница рабочего диапазона частот определяется жесткостью приводного ремня.

Т. — датчик углового ускорения, если частота исследуемых колебаний существенно меньше собственной частоты маховика. В этом случае необходимо вводить демпфирование, чтобы высшие гармоники не внесли искажений в запись.

Лит.: 1) Терских В. П., Расчеты крутильных колебаний силовых установок, т. 2, Л., 1954; 2) Ден-Гартон Дж., Механические колебания, [пер. с англ.], М., 1960.

Б. Е. Новоковский.

ТОРСИОМЕТР — прибор для записи крутящего момента гл. обр. на валу силовой установки, трансмиссии и т. п., посредством измерения угловых деформаций участка вала, передающего момент. Применяется наряду с *торсиографом* для исследования *крутильных колебаний*. Устройство Т. основано на законе пропорциональности деформации *кручения* величине крутящего момента. Коэфф. пропорциональности предварительно находят расчетом или тарировкой прибора. По способу измерения угла закручивания Т. разделяются на механические, оптические, акустические и электрические; наиболее распространены Т. с электрич. датчиками.

Т. регистрирует постоянную и переменную составляющие момента; верхняя граница диапазона частот колебаний, записанных без искажений, определяется частотными характеристиками датчика и регистрирующей аппаратуры. Применяя Т. совместно с измерителем угловой скорости вращения (напр., стробоскопом), можно регистрировать мощность, передаваемую валом.

Б. Е. Новоковский.

ТОЧНАЯ ФОТОГРАФИЯ — метод преобразования геометрич. фигур в подобные или трансформированные фотографич. изображения в определенном масштабе с высокой точностью. Т. ф. применяется для изготовления шкал, решеток, мир, трафаретов и др. на плоских и правильных кривых поверхностях, а также для исследования объектов на дисторсию, кривизну поля изображения, разрешающую силу по полю и для определения разрешающей способности фотоматериалов.

Лит.: 1) Бурмистров Ф. Л., Точная фотография, М.—Л., 1939; 2) его же, Новая аппаратура и приспособления для изготовления и контроля шкал, мир и равнообразных сложных сеток, «Оптико-механическая пром-сть», 1962, № 1; 3) его же, Делительное дело, М.—Л., 1948.

ТОЧНОСТЬ КЛАССЫ — см. *Классы точности*.
ТОЧНОСТЬ мер и измерительных приборов — свойство, характеризующее степень приближения — в случае мер — их действительного значения к номинальному, для измерительных приборов — их показаний к действительным значениям измеряемой величины. Повышение Т. мер и измерительных приборов связано с уменьшением их погрешностей как систематических, так и случайных (см. *Погрешности измерений*). По точности меры и измерительные приборы разделяются на *классы точности*. Иногда точность характеризуют числом, обратным значению относительной погрешности. Так, относительной погрешности 10^{-4} соответствует точность 10^4 и т. д.

К. П. Широков.

ТРАВЛЕНИЕ — спец. обработка поверхности кристаллич. твердого тела, увеличивающая оптич. контраст между различными структурными составляющими, зернами или приводящая к появлению поверхностного рельефа.

В зависимости от способа воздействия на поверхность различают несколько видов Т. [1]: 1) Т. растворением, основано на различии в скорости растворения структурных составляющих или отдельных участков кристалла. 2) Химич. Т., основано на различии

в химич. активности структурных составляющих или участков кристалла, отличающихся по своему физич. строению. Особенно широко химич. Т. применяется для металлов. В этом случае образец можно рассматривать как многоэлектродный гальванич. элемент. Структурные составляющие металла с наибольшим электроотрицательным электродным потенциалом играют роль анодов и растворяются в травителе; структурные составляющие, имеющие более положительные электродные потенциалы, остаются нетронутыми. 3) Электролитич. Т., основано на неравномерном анодном растворении структурных составляющих или др. неоднородностей кристалла. Применяется для выявления структуры металлов и сплавов, отличающихся высокой химич. стойкостью. 4) Цветное Т., основано на различной окисляемости фаз. Окисные пленки, образующиеся при Т., различаются по толщине и придают фазам цветовой контраст. 5) Термич. Т., основано на избират. испарении кристаллич. твердого тела в вакууме при повышенной темп-ре. 6) Ионное Т. — удаление вещества с поверхности кристалла под действием ионной бомбардировки (см. *Ионное травление*).

Т. применяется в металловедении при металлографии. фазовом анализе и выявлении микроструктуры (все методы, кроме 1), а также при выявлении границ зерен и блоков (все методы, кроме 1 и 4) [1, 2]. Поскольку при Т. или растворении получают фигуры, отвечающие кристаллографич. симметрии травимой плоскости, Т. (кроме методов 3 и 4) м. б. использовано для определения приблизит. ориентации зерен, кристаллов [3], а также направления вращения плоскости поляризации [4].

Избират. Т. — один из основных методов исследования *дислокаций* в кристаллах [5]. Следует различать Т. «декорированных» и «недекорированных» дислокаций. Первые, в отличие от вторых, благодаря взаимодействию с атомами примеси окружены облаком примесных атомов; в нек-рых случаях дислокации являются центрами фазовых выделений. Поэтому Т. декорированных дислокаций основано на различной растворимости или химич. активности атомов примеси и кристалла. В результате на поверхности кристалла образуется рельеф, дающий возможность судить о расположении дислокаций в кристалле. Выявление декорированных дислокаций Т. (кроме методов 4 и 5) возможно на любых кристаллографич. плоскостях [6].

Т. недекорированных дислокаций связано с тем, что вблизи дислокации имеются ослабленные атомные или ионные связи и потому удаление атомов или ионов вблизи дислокации более вероятно. Формирование ямки Т. у выхода дислокации на поверхности кристалла начинается с того момента, когда один из атомов (ионов) переходит в травитель (или испаряется) и образуется первый центр растворения (рис., а). В последующие моменты удаление атомов (ионов) происходит также со ступенек (рис., б), т. к. атомы на ступеньках имеют неполные связи. Поскольку центры растворения образуются преимущественно на дислокационной линии, на дислокации формируется ямка, различимая при оптич. увеличении (рис., в). Если в процессе Т. дислокация перемещается в новое положение, то образование центров растворения на первой ямке прекращается, однако удаление атомов с элементарных ступеней продолжается. В результате ямка Т. становится плоскостной. В том месте, куда переместилась дислокация, возникают новые центры растворения и образуется остроконечная ямка меньшего размера (рис., г). Это дает возможность исследовать кинетику перемещения дислокаций при различном внешнем воздействии на кристалл (см. рис. 13 ст. *Дислокации*). Формирование

ямки Т. на недекорированных дислокациях возможно только на плотноупакованных плоскостях.

Процесс избират. Т. на дислокациях характеризуется двумя параметрами: тангенциальной скоростью растворения v_t — скоростью перемещения элемен-

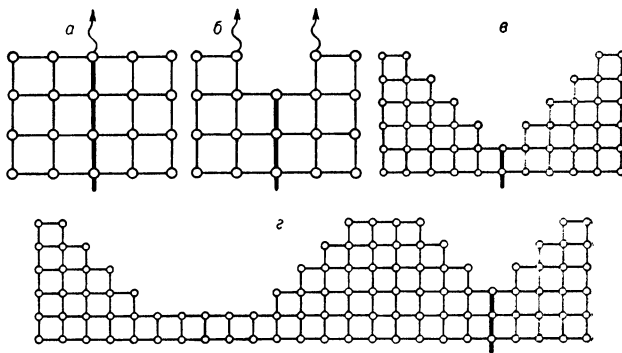


Схема образования ямок травления на дислокациях. Жирной линией показаны месторасположения дислокаций; стрелками — атомы, уходящие в травитель.

тарных ступеней растворения, и нормальной скоростью v_n — скоростью зарождения центров растворения на дислокационной линии, к-рая, в свою очередь, зависит от строения ядра дислокации. Применяя спец. абсорбирующие на элементарных ступенях растворения примеси, можно варьировать тангенциальную скорость и менять форму ямок Т. [7, 8]. Для создания необходимого оптич. контраста необходимо, чтобы $v_n/v_t > 0,1$. Избират. Т. позволяет различать декорированные и недекорированные, краевые и винтовые дислокации, а также дислокационные диполи.

Лит.: 1) Попилов Л. Я., Зайцева Л. П., Электрополирование и электроотравление металлографических шлифов, М., 1955; 2) Леви и Е. Е., Микроскопическое исследование металлов, М.—Л., 1951; 3) Бакли Г., Рост кристаллов, М., 1954; 4) Цинзерлинг Е. В., Вольская О. Б., «Кристаллография», 1965, т. 10, вып. 1, с. 116—18; 5) Gatos H. C. [ed.], The surface chemistry of metals and semiconductors. A symposium..., N. Y.—L., 1960; 6) Регель В. Р., Урусовская А. А., Коломийчук В. Н., «Кристаллография», 1959, т. 4, вып. 6, с. 937—55; 7) Гилман Дж., Джонстон У., Сирс Д., в сб.: Элементарные процессы роста кристаллов, М., 1959, с. 249—71; 8) Рожанский В. Н. [и др.], «Кристаллография», 1961, т. 6, вып. 5, с. 704; 9) Lovell L. C., Vogel F. L., Wernick J. H., «Metal Progr.», 1959, v. 75, № 5, p. 96.

А. А. Предводителев.

ТРАЕКТОРИЯ — непрерывная кривая, к-рую описывает движущаяся точка по отношению к данной системе отсчета. Вид Т. свободной материальной точки зависит от действующих сил, начальных условий и системы отсчета, в к-рой рассматривается движение, а для несвободной точки — еще и от характера связей. Т. небесных тел наз. орбитами. О Т. точки, движущейся в ньютоновском поле тяготения, см. *Эллиптические траектории*.

ТРАНЗИСТОР (от англ. transfer — преобразователь и resistor — сопротивление) — то же, что и *полупроводниковый триод*. Термин «Т.» был присвоен в 1948 Д. Бардиным и В. Браттейном первому точечному полупроводниковому триоду. Т. наз. все типы полупроводниковых триодов с указанием их особенности, напр. *полевой транзистор*, *дрейфовый транзистор*, *пленочный транзистор* и др.

ТРАНЗИТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР — *ламповый генератор с пентодом*, работающий в таком режиме, при к-ром лампа вносит в *колебательный контур*, включенный между катодом и экранной сеткой, *отрицательное сопротивление*.

ТРАНСЛЯЦИЯ (параллельный перенос) — поступат. движение, преобразующее бесконечную совокупность фигур в себя. Напр., ряд совместно равных асимметричных тетраэдров (рис.), расположенных взаимно параллельно на равных расстояниях a друг от друга вдоль прямой, преобразуется в себя (совмещается с собой) не только элементарной Т. на отрезок a , но и всеми



другими Т. в обе стороны по прямой на отрезки, равные na , где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$. Совокупность всех указанных Т. образует одномерную, линейную трансляционную группу симметрии. Двумя элементарными Т. на отрезки a, b , не совпадающими по направлению, определяется плоская группа Т. Тремя некомпланарными Т. на отрезки a, b, c определяется трехмерная, пространственная группа Т. Такая чисто трансляционная пространственная группа, не содержащая в себе никаких иных операций симметрии, является обязательной подгруппой каждой федоровской кристаллографич. пространственной группы. Сочетаясь с отражением в плоскости, Т. дает скользящее отражение, а с поворотами — винтовые повороты.

Лит.: 1) Федоров Е. С., Симметрия и структура кристаллов. Основные работы, М., 1949 (Классики науки); 2) Белов Н. В., Структурная кристаллография, М., 1951.

А. В. Шубников.

ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ (заурановые элементы) — радиоактивные химич. элементы, расположенные вслед за ураном в конце периодич. системы Менделеева; ат. номера Т. э. $Z \geq 93$. Одиннадцать из 12 известных сейчас Т. э. Np, Pu, Am, Cm, Bk, Cf, Es, Fm, Md, элемент 102, Lw; $Z = 93 - 103$ принадлежат к числу *актиноидов*. Открытый в 1964 г. в СССР, в Лаборатории ядерных реакций Объединенного Института Ядерных Исследований в Дубне элемент 104 в химич. отношении является, видимо, аналогом Hf. Периоды полураспада всех изотопов Т. э. значительно меньше, чем возраст Земли. Поэтому Т. э. отсутствуют в природе и получают искусственным путем посредством различных ядерных реакций. Лишь первые два Т. э. — негугний Np ($Z = 93$) и плутоний Pu ($Z = 94$) — были уже после их искусственного получения обнаружены в природе в виде ничтожных примесей к урану. Эти изотопы непрерывно образуются из урана в природных ядерных реакциях $U^{238}(n, 2n) U^{237} \xrightarrow{\beta^-} Np^{237}$ и $U^{238}(n, \gamma) U^{239} \xrightarrow{\beta^-} Np^{239} \xrightarrow{\beta^-} Pu^{239}$ и равновесные их количества определяются соотношением скорости их образования и последующего α -распада. Нейтроны, обеспечивающие образование Np и Pu из природного U, обязаны своим возникновением космич. излучению, спонтанному делению ядер урана и реакциям типа (α, n) между α -частицами, испускаемыми U и легкими ядрами примесей, входящими в состав урановых руд.

Np и Pu, а также Am и Cm, накоплены уже в больших количествах, достаточных для их исследований радиохимич. методами, без применений спец. микрометодики. Количество Bk и Cf исчисляется в наст. время мкг и сотнями мкг, Es — 10^{-8} г, остальные Т. э. получают пока в невесомых количествах, причем выход Md, элемента 102, Lw и элемента 104 насчитывается десятками и сотнями атомов.

Т. э. 104—118, следующие за Lw, должны оказаться химич. аналогами элементов конца VI периода менделеевской системы — от Hf до Rd. Поэтому особый интерес представляет исследование их химич. свойств. Перспективы получения новых Т. э. гл. обр. определяются радиоактивным распадом их изотопов. Очевидно, что предел синтеза Т. э. будет достигнут

тогда, когда периоды полураспада искусственных изотопов окажутся столь малы, что их ядра станут распадаться в неизмеримо короткие сроки, сразу после их приготовления.

Для изотопов Т. э. наблюдается 4 вида радиоактивных превращений: β^- -распад, электронный захват, α -распад, спонтанное деление. Характерный для наиболее тяжелых изотопов β^- -распад сам по себе не может положить предел числу Т. э., ибо он приводит к увеличению атомного номера элемента; кроме того β^- -распад, как и свойственный более легким изотомам Т. э. электронный захват, происходит относительно медленно: $T_{1/2} > 0,1$ сек. Для наиболее легких (нейтронодефицитных) изотопов начинают преобладать α -распад и спонтанное деление, происходящее здесь особенно быстро. В результате наиболее устойчивыми изотомами Т. э. оказываются обычно бета-стабильные, не способные ни к β^- -распаду, ни к электронному захвату, т. е. не обладающие ни избытком, ни дефицитом нейтронов. Эти изотопы тоже испытывают α -распад и деление, но не столь быстрые, как аналогичные превращения нейтронодефицитных изотопов, и даже более медленные, чем β^- -распад изотопов с сильным избытком нейтронов. Такими бета-стабильными изотопами заканчиваются цепочки из неск. актов β^- -распада, в процессе к-рых нейтроноизбыточные изотопы Т. э. превращаются в бета-стабильные, т. е. неск. нейтронов в их ядрах превращаются в протоны.

Экстраполяция перечисленных радиоактивных свойств известных изотопов Т. э. приводят к выводу о принципиальной возможности синтеза Т. э., по крайней мере, до $Z = 110$. Сейчас существует 3 основных пути такого синтеза. Бомбардировка разных мишеней тяжелыми (многозарядными) ионами позволила получить Т. э. 102, Lw и 104 и, видимо, наиболее перспективна для получения Т. э. 105, а может быть и 106, 107. Этот метод дает, однако, наиболее легкие — нейтронодефицитные — изотопы, обладающие самыми малыми периодами полураспада. Длительное нейтронное облучение различных изотопов Pu, Am, Cm в мощных ядерных реакторах лежит в основе программы крупномасштабного накопления Т. э. Так, этим методом в США удалось уже накопить сотни мкг Cf^{252} , начиная же с 1969 г. предполагается получить ежегодно ~ 1 г этого изотопа. Однако такой метод непригоден для получения Т. э., следующих за 102: вместо захвата нейтронов и последующего β^- -распада здесь начнет полностью преобладать деление.

Кратковременное облучение U потоками нейтронов огромной интенсивности в ядерных и термоядерных взрывах позволило получить Т. э. Es и Fm. Механизм такого синтеза Т. э. состоит в поглощении ядрами урана большого числа нейтронов в момент взрыва (напр., $U^{238} + 17n \rightarrow U^{255}$) и последующем их многозвенном β^- -распаде ($U^{255} \xrightarrow{8\beta^-} Fm^{255}$). Этот вариант может в принципе обеспечить получение наиболее долгоживущих изотопов многих Т. э., однако он сопряжен с большими трудностями быстрого сбора и разделения продуктов подземного взрыва. В последнее время обсуждается еще один путь получения Т. э., основанный на ускорении многозарядных ионов наиболее тяжелых элементов, напр., U. Предполагается, что при взаимодействиях типа ${}_{92}U^{238} + {}_{92}U^{238}$ образование и мгновенное деление составного ядра ($Z = 184, A = 476$ в данном примере) или реакции переноса многих нуклонов или фрагментов (идушие без образования составного ядра) могут привести к получению относительно долгоживущих изотопов даже далеких Т. э.

Наиболее широкое практич. применение из Т. э. нашел Pu. Pu^{239} наряду с U^{235} — основное ядерное

делящееся вещество. Pu^{238} , как и Cm^{242} , применяется во многих изотопных источниках тока, служащих для питания радиоаппаратуры на навигационных спутниках и использующих с помощью термоэлектрич. преобразователей разогрев окружающего источника материала испускаемыми α -частицами. Изотоп Cf^{252} , испытывающий спонтанное деление с испусканием в среднем около 4 нейтронов, — мощный нейтронный источник $\sim 3 \cdot 10^{12}$ н/сек. г и нашел широкое применение в работах по физике деления ядер.

Лит.: 1) Гольдманский В. И., Новые элементы в периодической системе Д. И. Менделеева, 3 изд., М., 1964; 2) Сиборог Г. Т., Кац Дж. Д., Химия актиноидных элементов, пер. с англ., М., 1960; 3) Флеров Г. Н. [и др.], Исследование трансурановых элементов, М., 1965; 4) Хайд И., Сиборог Г., Трансурановые элементы, пер. с англ., М., 1959. В. И. Гольдманский.

ТРАНСФОРМАТОР — устройство для передачи энергии переменного тока с помощью индуктивно связанных электрич. цепей. Простейший Т. состоит из двух индуктивно связанных катушек. Если к одной из них (первичной) подключить источник переменной эдс $E(t)$, то возникающий в этой катушке переменный ток создаст в др. катушке (вторичной) эдс индукции. Т. о. осуществляется передача энергии из первичной цепи, где включен внешний источник энергии, во вторичную, где может быть включена нагрузка.

Конструкции Т. определяются передаваемой мощностью, диапазоном частот тока, а также величиной эдс, возникающей в обмотках. В мощных Т. существует отвод тепловой энергии, выделяющейся в обмотках и металлических деталях; в высоковольтных Т. предъявляются жесткие требования к электроизоляции; высокочастотные (импульсные) Т. обычно рассчиты-

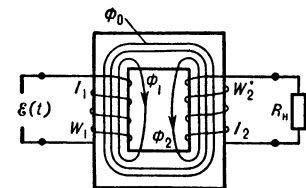


Рис. 1.

ваны на передачу малой мощности, но в широком диапазоне частот. Индуктивная связь наиболее эффективна в Т. с сердечниками из ферромагнитных материалов, в виде замкнутого яра, на к-рое намотаны первичная и вторичные обмотки (рис. 1). Вторичных обмоток может быть несколько и в каждую из них включена своя нагрузка.

Т. — сложная нелинейная электродинамич. система, к-рую в общем случае невозможно рассчитать простыми инженерными методами, т. к.: 1) Между напряженностью магнитного поля H и магнитной индукцией B в ферромагнетиках существует нелинейная (из-за насыщения) и неоднозначная (благодаря гистерезису) зависимость. 2) На достаточно высоких частотах токи первичной и вторичной цепей частично замыкаются межвитковыми емкостями и между этими цепями появляется паразитная связь. 3) Часть подводимой к Т. энергии тратится на нагревание сердечника (токи Фуко, см. Вихревые токи). 4) Структура магнитного поля Т. сложна и меняется во времени.

Влияние перечисленных факторов на работу реального Т. сильно зависит от его конструкции и поэтому их трудно количественно учесть. В практич. расчетах пользуются упрощенной моделью Т., основанной на след. предположениях: зависимость между H и B однозначна и линейна; потерями энергии, связанными с токами Фуко и паразитными емкостями, можно пренебречь; полный поток магнитного поля Т. Φ_0 можно разбить на три потока: Φ_0 — поток внутри сердечника, охватывающий все обмотки Т. (основной поток); Φ_1 — поток, охватывающий все витки только первичной обмотки, Φ_2 — только вторичной обмотки (потоки рассеяния). Эти допущения достаточно хорошо выполняются для фер-

ромагнитных материалов с малой коэрцитивной силой, при отсутствии насыщения и соответствующем выборе конструкции Т. и способа намотки витков. При этих предположениях: $\Phi_1 = L_1 I_1$, $\Phi_2 = L_2 I_2$, где L и I — индуктивности рассеяния и токи катушек. Для нахождения зависимости $\Phi_0(I_1, I_2)$ выбирают замкнутый контур A , совпадающий с силовой линией магнитного поля H внутри сердечника. В соответствии со Стокса формулы и Максвелла уравнениями получаем:

$$\oint_A H dA = \int_{S_A} \text{rot } H ds = I_1 W_1 + I_2 W_2, \quad (1)$$

где S_A — поверхность, ограниченная контуром A ; W_1 и W_2 — числа витков в катушках. Для бесконечно узкой трубки потока с сечением $\Delta\sigma$ имеем:

$$\Delta\Phi_0 \approx B \Delta\sigma = \mu H \Delta\sigma. \quad (2)$$

Комбинируя (1) и (2), получаем:

$$\Delta\Phi_0 \approx (I_1 W_1 + I_2 W_2) / \oint_A \frac{dA}{\mu \Delta\sigma}, \quad (3)$$

а полный поток пропорционален: $\Phi_0 \sim I_1 W_1 + I_2 W_2$. Произведение IW наз. ампер-витками обмотки.

Если во вторичной обмотке включена нагрузка R_n , то в соответствии с Ленца правилом:

$$\Phi_0 \sim I_1 W_1 - I_2 W_2,$$

т. е. Φ_0 пропорционально разности между ампер-витками обмотки, в к-рую включен источник энергии, и суммой ампер-витков обмоток, в к-рые включены потребители энергии. Токи обмоток, потребляющих энергию, создают размагничивающее поле в сердечнике Т.

Учитывая активные сопротивления обмоток r_1 и r_2 , можно записать ур-ния Т. с сердечником:

$$\mathcal{E}(t) = I_1 r_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + W_1 \frac{d\Phi_0}{dt}, \quad (4)$$

$$0 = U_2 + I_2 r_2 + L_2 \frac{dI_2}{dt} + W_2 \frac{d\Phi_0}{dt}.$$

Ур-ния (4) позволяют построить эквивалентную схему Т., удобную для расчетов и выявляющую влияние одной цепи на другую. Напр., чтобы рассмотреть влияние вторичной цепи на первичную, удобно заменить вторичную обмотку W_2 обмоткой W_1 , а чтобы при этом режим первичной цепи не изменился, нужно, чтобы не изменилось Φ_0 , что обеспечивается заменой I_2 на $I_2' = I_2/n$, где $n = W_1/W_2$ наз. коэфф. трансформации. При этом (4) принимают вид:

$$\mathcal{E}(t) = I_1 r_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + W_1 \frac{d\Phi_0}{dt},$$

$$0 = n U_2 + n^2 I_2' r_2 + n^2 L_2 \frac{dI_2'}{dt} + W_1 \frac{d\Phi_0}{dt},$$

$$\Phi_0 \sim W_1 (I_1 - I_2').$$

Заменяя обе обмотки одной первичной, по к-рой течет ток $I_0 = I_1 - I_2'$ (ток намагничивания сердечника), получают эквивалентную схему Т. (рис. 2). Если в цепи вторичной обмотки реального Т. включены активное сопротивление и индуктивность, то они при эквивалентной замене обмотки также увеличиваются в n^2 раз. Можно показать, что емкость и проводимость вторичной цепи уменьшаются в n^2 раз. В эквивалентную схему Т. можно внести поправки, учитывающие влияние паразитных емкостей, потерь на токи Фуко и т. п.

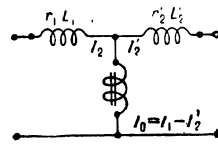


Рис. 2.

Помимо передачи энергии, Т. преобразует величины параметров цепи одной или неск. обмоток. Это позволяет применять его для согласования выходного сопротивления источника с входным сопротивлением

потребителя. Кпд Т. зависит от тепловых потерь и рассеяния магнитного потока.

Лит.: Нейман Л. Р., Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники, ч. 1—3, М.—Л., 1959. Ю. М. Азьян.

ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ — общее название группы приборов, позволяющих видеть и изучать траектории заряженных частиц. Т. д. ч. можно классифицировать следующим образом:

1) Толстослойные ядерные фотоэмульсии и эмульсионные камеры, состоящие из неск. слоев ядерных фотоэмульсий. В слоях фотоэмульсии на пути частицы образуются центры проявления. След частицы представляет собой цепочку проявленных зерен серебра (подробнее см. *Фотоэмульсии метод*). 2) Вильсона камеры и диффузионные камеры, жидководородные и с тяжелыми жидкостями пузырьковые камеры. В камере Вильсона и диффузионной камере используется процесс образования капель из пересыщенного пара в газе, в пузырьковой камере — переход перегретой жидкости в пузырьки газа. В газированной камере [1] пузырьки газа образуются из пересыщенного раствора газа. 3) Можно, по-видимому, осуществить такой прибор, в к-ром наблюдался бы свет, рассеянный на микроскопич. оптических неоднородностях, создаваемых в среде проходящей частицей. Так, методом темного поля удалось наблюдать свет, рассеянный на углы порядка неск. минут на неоднородностях вдоль следов α -частиц в камере, наполненной парами воды и спирта в воздухе при давлении 2 атм. и темп-ре $+7^{\circ}\text{C}$ (2). 4) Люминесцентная камера, в к-рой с помощью электронно-оптич. преобразователя наблюдается высвечивание возбужденных молекул сцинтиллятора на пути прошедшей частицы. 5) Годоскоп — система из нек-рого числа счетчиков заряженных частиц, расположенных таким образом, что по известным координатам счетчиков, зарегистрировавших частицы, можно восстановить траектории этих частиц. Простейшим годоскопом является телескоп из двух, трех счетчиков, стоящих друг за другом и включенных в схему совпадений. Такой телескоп выделяет частицу в определенном телесном угле и точность определения ее траектории зависит от размеров счетчиков и расстояния между ними. Современные годоскопы [3] состоят из большого числа счетчиков (до неск. сотен), к-рые могут одновременно регистрировать неск. частиц. Сигналы от отдельных счетчиков подаются на электронную вычислительную машину (иногда через промежуточное запоминающее устройство) для вычисления характеристик зарегистрированных частиц: углов вылета, импульсов и т. д. 6) Т. д. ч., действие к-рых основано на развитии газового разряда при подаче на электроды высоковольтного электрич. импульса сразу же после прохождения регистрируемой частицы. Впервые такие детекторы были осуществлены в виде годоскопа из газоразрядных счетчиков в импульсном режиме питания [4] и годоскопа, собранного из стеклянных трубок, наполненных неонем и помещенных между обкладками плоского конденсатора, на к-рые также подавался импульс высокого напряжения [5]. Дальнейшим развитием газоразрядных Т. д. ч. была искровая камера. В искровых камерах с малым межэлектродным промежутком искра развивается в месте прохождения частицы вдоль электрич. поля. В искровых камерах с большим межэлектродным промежутком разряд развивается вдоль следа частицы, если угол этого следа с направлением электрич. поля не превышает 45° . Когда частицы проходят под большими углами к полю, между электродами возникает пелена разрядов. Светящиеся точки на электродах показывают проекцию трека частицы. Такой режим работы искровой камеры наз. проекционным. Советским экспериментаторам удалось перейти от искровых камер с проекционным режимом

к новому прибору — стримерной камере [6, 7, 8]. В стримерной камере разряд обрывается на стадии первичных стримеров, развивающихся у траекторной частицы, что достигается укорочением подаваемого на электроды высоковольтного импульса питания. Стримерная камера обладает почти изотропными свойствами. Другую попытку создания изотропной разрядной камеры представляют работы [10], в к-рых для ограничения разряда используется высокочастотный импульс.

В рассмотренных выше Т. д. ч. следы частиц фотографируются. Для искровых камер разработаны методы снятия информации о месте возникновения искры, минуя фотоаппарат. процесс, путем звуковой локализации искр. Для получения электрич. сигналов, определяющих координаты искры в камере, применяются также электроды из тонких проволок и видиконы с электрич. разверткой изображения.

Лит.: 1) Аскарьян Г. А., «ЖЭТФ», 1955, т. 28, вып. 5, с. 636; 2) Соколов Ю. Л., «Атомная энергия», 1957, т. 3, № 12, с. 544; 3) Foley K. J. Ia. o.l., «Phys. Rev. Letters», 1963, v. 10, № 3, p. 376, 1963, v. 11, № 9, p. 425; Proceedings of the informal meeting on filmless spart chamber techniques and associated computer use, Geneva, 1964 (GERN — 64—30), p. 11; 4) Тяпкин А. А., «ИТЭ», 1956, № 3, с. 51; 5) Converse M., Gozzini A. G., «Nuovo cimento», 1955, ser. 10, t. 2, № 1, p. 189; 6) Михайлов В. А. и др., «ЖЭТФ», 1963, т. 45, вып. 3, с. 818; 7) Долгошеин Б. А., Личков Б. И., там же, 1964, т. 46, вып. 1, с. 392; 8) Бутцлов М. М. и др., там же, 1964, т. 46, вып. 6, с. 2245; 9) Данилов В. И. и др., Вывод пучка протонов из шестиметрового синхротрона посредством возбуждения радиальных колебаний. Дубна, 1964 (ОИЯИ. P-1612); 10) Cavalieri C. le. a.l., «Nuovo cimento», 1962, ser. 10, t. 25, № 6, p. 1282. Ю. Д. Балюков, Г. А. Лексин.

ТРЕНИЕ в н е ш н е е — механич. сопротивление, возникающее при относит. перемещении двух соприкасающихся тел в плоскости их касания. Сила сопротивления F , направленная противоположно относит. перемещению тел, наз. с и л о й т р е н и я. Т. — диссипативный процесс, сопровождающийся выделением тепла, электризацией тел, их разрушением и др.

Различают Т. скольжения и Т. качения. Характеристика первого — коэфф. Т. скольжения f_c — безразмерная величина, равная отношению силы Т. к норм. нагрузке; характеристика второго — коэфф. Т. качения f_k , представляет собой отношение момента Т. качения к норм. нагрузке (размерность в мм). Для характеристики данной пары Т. необходимо указать внешние условия (нагрузку, скорость, шероховатость, темп-ру, смазку), к-рые влияют на величину Т. не меньше, чем природа трущихся тел, изменяя его в неск. раз.

Т р е н и е с к о л ь ж е н и я. Если тангенциальная сила, лежащая в плоскости соприкосновения двух тел, недостаточна для скольжения одного тела относит. другого, то возникающая сила Т. наз. н е п о л н о й с и л о й Т.; она вызвана малыми (\sim микрона) частично обратимыми перемещениями в зоне контакта, величина к-рых пропорциональна приложенной силе и изменяется с увеличением последней от 0 до нек-рого максим. значения, наз. с и л о й т р е н и я п о к о я. После того как внешняя сила превысит критич. значение, при к-ром сила Т. не достигает ее величины, возникает скольжение. При этом имеют место необратимые относит. перемещения, величина к-рых не зависит от тангенциальной силы. Эта сила Т. наз. с и л о й т р е н и я д в и ж е н и я.

Вследствие волнистости и шероховатости каждой из поверхностей касание двух твердых тел происходит лишь в отдельных «пятнах», сосредоточенных на гребнях волн. Размеры пятен зависят от природы тел и условий Т. Более жесткие выступы внедряются в деформируемое контртело, образуя единичные пятна реального контакта, на к-рых возникает сила прилипания (адгезия, хим. связи, взаимная диффузия

и др.). Диаметр эквивалентного по площади пятна касания составляет от 1 до 50 μ в зависимости от природы поверхности, вида обработки и режима Т. При скольжении эти пятна наклоняются под нек-рым углом к направлению движения, материал раздвигается в стороны и подминается скользящей неровностью, а пятна прилипания, образующиеся из поверхностных пленок, покрывающих твердое тело, наз. мостиками, непрерывно разрушаются (срезаются) и формируются вновь. Каждое пятно касания, т. н. фрикционная связь, существует лишь ограниченное время, т. к. выступ выходит из взаимодействия. Продолжительность жизни фрикционной связи — важная характеристика, т. к. определяет темп-ру, развивающуюся при Т., износостойкость и др. Т. о. процесс внешнего Т. представляет собой объемное деформирование весьма тонких поверхностных слоев каждого из тел, изменяющих свои свойства под влиянием окружающей среды [8], и сопровождающееся разрушением мостиков между трущимися поверхностями. Объем слоя, втянутого в деформацию, тем больше, чем прочнее эти связи.

В зависимости от характера объемного деформирования поверхностного слоя различают три вида Т.: при упругом и при пластич. контактировании и при микрорезании. Тот или иной вид Т. зависит от относ. глубины внедрения отдельных неровностей и тангенциальной прочности мостика.

При определенных условиях внешнее Т. переходит во *внутреннее трение*, при к-ром в зоне контакта нет скачка скорости при переходе от одного тела к другому. Для жесткого шероховатого тела, моделируемого набором отдельных сферич. сегментов радиусом r , скользящего по пластически деформируемому материалу, это произойдет, когда $h/r \geq 1/2 (1 - 2\tau/\sigma_s)$, где h — глубина внедрения, τ — сопротивление среза мостика, σ_s — предел текучести деформируемого материала. Т. к. h зависит от нагрузки и механич. свойств материалов, то для каждой пары Т. существует своя предельная нагрузка, выше к-рой внешнее Т. нарушается. При нулевой прочности мостика (идеальная смазка) относ. внедрение h/r может достигать $1/2$. При $\tau = \sigma_s/2$ внешнее Т. невозможно даже при нулевом внедрении. Чем меньше τ , тем легче осуществляется внешнее Т., поэтому затруднено Т. в глубоком вакууме, где τ очень велико, т. к. поверхности твердых тел освобождены от пленок и мостиков образуются из материалов самих тел. Обязательное условие внешнего Т. — соблюдение правила положит. перепада механич. прочности, согласно к-рому материал должен повышать свою прочность вглубь от зоны контакта. Это осуществляется нанесением различных защитных пленок, имеющих малое τ , или смазок, пластифицирующих тонкие поверхностные слои (эффект Ребиндера), а также размягчением тонкого поверхностного слоя за счет тепла Т.

Сила Т. определяется двумя группами факторов, как зависящими от нагрузки, так и не зависящими от нее; т. е. $F = A + BP^\chi$, откуда при $\chi = 1$ получается закон Кулона, а при $A = 0$ и $\chi = 1$ — закон Амонтона. Применяя различные расчетные модели, получают более детальную зависимость силы Т. от нагрузки, шероховатости, механич. свойств, прочности мостиков. Напр., для модели шероховатой поверхности в виде жестких сферич. сегментов одинакового радиуса r , относ. расположение к-рых по высоте характеризуется показателем ν и множителем b , скользящих по деформируемому полупространству (в предположении, что тангенциальная прочность мостиков определяется выражением $\tau = \tau_0 + \beta P_r$, где τ_0 — прочность мостика при отсутствии сжимающей нагрузки, P_r — фактич. давление на контакте, β — коэфф. упрочнения мостика), зависимость коэфф.

Т. от относ. внедрения имеет вид:

$$f_c = (\tau/P_r) + 0,9\beta + 0,55\nu(\nu - 1) K_1 \sqrt{h_k/r}, \quad (*)$$

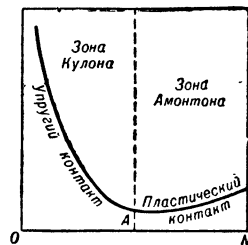
где K_1 — постоянная интегрирования по Чебышеву, h_k — глубина внедрения при движении, может быть выражена как ф-ция нагрузки, шероховатости, механич. свойств материалов. Обычно произведение, стоящее перед корнем, равно 0,4. Для принятой модели при пластич. контакте $h_k = h_{\max} (2P_c/bP_r)^{1/\nu}$, где h_{\max} — максим. высота неровности, P_c — контурное давление, P_r — обычно принимают равным твердости деформируемого материала [2]. Первые два члена (*) учитывают поверхностные свойства материалов, последний — объемные. Т. к. обычно $\nu = 3$, то f_c будет возрастать при увеличении P_c в степени $1/6$, т. е. практически оставаться неизменным при увеличении нагрузки. Уровень f_c будет зависеть от значения τ_0 и β . С увеличением P_r , практически равным твердости, f_c будет уменьшаться. При упругом контакте, когда $0 \leq P_r \leq c\sigma_s$ (где c — коэфф., зависящий от формы внедряющейся шероховатости и упрочнения деформируемого материала), можно пользоваться лишь первыми двумя членами ф-лы (*), а f_c будет уменьшаться при увеличении нагрузки. При возрастании нагрузки N контакт переходит из упругого в пластич. состояние в нек-рой точке A (рис.), ордината к-рой делит поле графика на зону Кулона (слева) и зону Амонтона (справа). Наиболее трудной задачей теории является расчет τ [1].

Значит, напряжения и деформации, возникающие на единичных фрикционных связях, приводят к проявлению релаксационных явлений. Идущее во времени постепенно замедляющееся взаимное внедрение контактирующих неровностей приводит к росту силы Т. в зависимости от продолжительности неподвижного контакта [2]. Увеличение скорости приложенной сдвигающей силы приводит к росту силы Т.

Выделяющееся при Т. тепло способствует созданию положительного перепада механич. прочности, а также приводит к протеканию ряда процессов, связанных со структурными превращениями поверхностных слоев, процессами избирательной диффузии и др. [5]. При скоростях скольжения 10—100 м/сек темп-ра поверхности может быть 100—1000° С. Высокая темп-ра поверхности Т. достигается почти мгновенно, она пропорциональна скорости скольжения, давлению (обычно равному твердости) и обратно пропорциональна температуропроводности [6]. Проявление влияния реологич. явлений при малых скоростях скольжения до 1 м/сек и падения механич. свойств за счет нагрева при больших скоростях скольжения приводит к переходу коэфф. Т. через максимум при увеличении скорости скольжения. Для хрупких теплоустойчивых материалов этого изменения не наблюдается. Изменение f_c от продолжительности неподвижного контакта и падения его от скорости скольжения приводят к возникновению механич. релаксационных колебаний при Т.

Потребности новой техники, где имеют место высокоскоростные и высокотемпературные режимы, привели к широкому применению различных смазок, как жидких, так и твердых, и созданию спец. самосмазывающихся материалов.

Т р е н и е — важная разновидность внешнего Т., широко применяемая в технике вследствие ничтожных значений силы Т. качения по сравне-



нию с Т. скольжения. Причины Т. качения: а) потери на упругий гистерезис, связанный со сжатием под нагрузкой перед катящимся телом и выпрямлением материалов основания за катящимся телом; б) работа, затрачиваемая на передеформирование материала, связанная с формированием валика перед катящимся телом; в) преодоление мостиков сцепления. При достаточно протяженных размерах пятна касания в зоне контакта возникает проскальзывание, приводящее к уже рассмотренному выше Т. скольжения, т. к., согласно Рейнольдсу, материал катящегося тела в зоне касания сжат, а материал основания растянут. Для расчета коэфф. сопротивления перекатыванию можно пользоваться ф-лой: $f_k = FR^x/Py$. В зависимости от выбранной модели величины x и y принимают различные значения, а f_k выражается в зависимости от геометрич. характеристик и свойств материалов. При больших скоростях качения, сопоставимых со скоростью распространения деформации в теле, сопротивление перекатыванию резко увеличивается и тогда выгоднее переходить к Т. скольжения.

Лит.: 1) А х м а т о в А. С., Молекулярная физика граничного трения, М., 1963; 2) Д е р я г и н В. В., Что такое трение, М., 1952; 3) К р а г е л ь с к и й И. В., Трение и износ, М., 1962; 4) B o w d e n F. P., T a b o r D., The friction and lubrication of solids, Oxf., 1964; 5) Б а р т е н е в Г. М., О связи между структурой резины и ее коэффициентом трения, в сб.: Труды III Всесоюз. конф. по трению и износу в машинах, т. 2, М., 1960; 6) К о с т е ц к и й Б. И., Сопровождение изнашиванию деталей машин, М. — Киев, 1959; 7) Щ е д р о в В. С., Температура на скользящем контакте, в сб.: Трение и износ в машинах, сб. 10, М., 1955; 8) Л и х т м а н В. И., Р е б и н д е р П. А., К а р п е н к о Г. В., Влияние поверхностно-активной среды на процессы деформации металлов, М., 1954. И. В. Крагельский.

ТРЕНИЕ внутреннее — см. *Вязкость и Внутреннее трение* в твердых телах.

ТРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТЫ — см. *Трение*.

ТРЕТЬЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ (Н е р н с т а т е о р е м а) утверждает, что при прочих фиксированных условиях, напр. при неизменных объеме V или давлении p , энтропия системы стремится к нулю при стремлении к нулю темп-ры. Т. н. т. установлено В. Нернстом (W. Nernst) в 1906.

Доказательство Т. н. т. основано на том факте, что при абс. нуле тело находится в основном состоянии, статистич. вес к-рого равен единице. Энтропия же, пропорциональная логарифму статистич. веса состояния, равна нулю.

В рамках классич. термодинамики, где энтропия определена с точностью до постоянного слагаемого, Т. н. т. фиксирует начало отсчета энтропии и утверждает, в качестве гипотезы, что это начало для всех тел одинаково.

Из Т. н. т. вытекает ряд важных следствий о поведении термодинамич. величин вблизи абс. нуля. Так, обращаются в нуль теплоемкости при постоянном давлении и при постоянном объеме:

$$C_p = T (\partial S / \partial T)_p = 0,$$

$$C_V = T (\partial S / \partial T)_V = 0 \text{ при } T = 0.$$

Из связи между производными различных термодинамич. величин и Т. н. т. следует, что при $T \rightarrow 0$ обращаются в нуль коэфф. теплового расширения $(\partial V / \partial T)_T = 0$ и термич. коэфф. давления $(\partial p / \partial T)_V = 0$. Аналогичные соотношения имеют место и в химич. термодинамике, где они указывают на обращение в нуль нек-рых величин, определяющих, напр., изменения различных тепловых коэффициентов с темп-рой. Далее, разность $C_p - C_V$ обращается в нуль быстрее, чем сами теплоемкости: $(C_p - C_V) / C_V = 0$ при $T = 0$. Т. н. т., однако, ничего не говорит о том, с какой скоростью обращаются в нуль C_p и C_V при стремлении темп-ры к нулю. Статистич. рассмотрение пока-

зывает, что теплоемкости электронного и фононного газов при стремлении темп-ры к нулю пропорциональны первой и третьей степеням темп-ры соответственно.

Из Т. н. т. вытекает важное принципиальное следствие: абс. нуля темп-ры нельзя достичь ни в каком конечном процессе; к нему можно лишь асимптотически приближаться. Правильность этого утверждения можно усмотреть из рис. 1 к ст. *Адиабатическое размагничивание*: все кривые $H = \text{const}$, согласно Т. н. т., должны оканчиваться в точке $T = 0$, так что при последовательных циклах адиабатич. размагничивания образец должен отдавать все меньше и меньше количество тепла. Из недостижимости абс. нуля следует, в свою очередь, невозможность осуществить цикл Карно с темп-рой холодильника $T = 0$ и, следовательно, принципиальная невозможность построить преобразователь тепловой энергии в механическую с КПД $\eta = 1$.

Следует подчеркнуть, что Т. н. т. — теорема термодинамики и относится поэтому к равновесным состояниям. Однако в нек-рых телах (напр., в стеклах) внутреннее равновесие не может наступить из-за сильного возрастания времени релаксации при понижении темп-ры и возникают «замороженные» метастабильные состояния. Энтропия тел в этом состоянии не стремится к нулю при стремлении темп-ры к нулю. Поведение таких систем вблизи абс. нуля должно по существу рассматриваться в рамках кинетики, а не термодинамики. Однако можно, оставаясь в рамках термодинамики, говорить о нернстовских и нернстовских системах, смотря по тому, соблюдается для них Т. н. т. или нет.

Лит.: Wilks J., The Third Law of Thermodynamics, Oxford, 1961; 2) Термодинамика необратимых процессов. Лекции в летней международной школе физики им. Э. Ферми, пер. с англ., М., 1962; см. также лит. к ст. *Термодинамика*. А. Б. Алмазов.

ТРЕХФАЗНЫЙ ТОК — система трех гармонич. токов одинаковых частоты и амплитуды, сдвинутых по фазе на $1/3$ периода. Т. т. может быть получен, напр., от генератора, содержащего 3 обмотки, расположенные под углом 120° друг к другу, вращающиеся с постоянной угловой скоростью в однородном магнитном поле. При этом мгновенные значения возникающей эдс:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= \mathcal{E}_m \sin \omega t, & \mathcal{E}_2 &= \mathcal{E}_m \sin (\omega t - 120^\circ), \\ \mathcal{E}_3 &= \mathcal{E}_m \sin (\omega t - 240^\circ), \end{aligned}$$

где \mathcal{E}_m — амплитуда. Для технич. тока $f = 50$ гц, $\omega = 314$ рад/сек. Обмотки генератора соединяются в виде звезды или

треугольника (см. рис.). Провод, выходящий из общей точки при соединении звездой, наз. нулевым. По нему течет разностный ток отдельных фаз, к-рый равен нулю при одинаковых нагрузках всех трех фаз. В этом случае сумма мгновенных значений токов двух фаз равна мгновенному значению тока, текущего в обратном направлении в проводе третьей фазы. Это позволяет

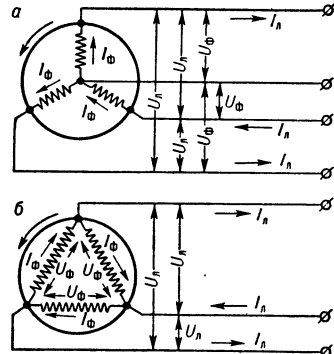


Схема соединения обмоток генератора трехфазного тока; а — звезда, б — треугольник.

ограничиться при Т. т. тремя проводами вместо 6 при передаче той же энергии тремя независимыми однофазными токами. Мощность в цепи Т. т. (при одинаковой

нагрузке всех фаз): $P = \sqrt{3} U_{л} I_{л} \cos \phi$, где $U_{л}$ и $I_{л}$ — амплитуды линейных напряжений и тока, т. е. напряжения между двумя любыми проводами линии и тока, текущего в одном из проводов линии, а ϕ — сдвиг фаз между фазным и током $I_{л}$ и напряжением $U_{ф}$, т. е. током и напряжением в одной из обмоток генератора. При соединении звездой $U_{л} = \sqrt{3} U_{ф}$ (при $U_{ф} = 127$ в, $U_{л} = 220$ в и $I_{л} = I_{ф}$). При соединении треугольником $U_{л} = U_{ф}$, а $I_{л} = \sqrt{3} I_{ф}$.

При передаче электрич. энергии на большие расстояния Т. т. экономически наиболее выгоден по сравнению с системами передач на переменном токе с иным числом фаз. Кроме того, возможность создания *вращающегося магнитного поля* позволяет применять асинхронные двигатели, надежные в работе, простые в изготовлении и эксплуатации.

Лит.: 1) Малов Н. Н., Курс электротехники и радиотехники, 4 изд., М., 1955; 2) Бессонов Л. А., Теоретические основы электротехники, 4 изд., М., 1964.

А. А. Брандт.

Триболюминесценция — люминесценция, возникающая при растирании, раздавливании или раскалывании нек-рых кристаллов, в особенности типичных *люминофоров*. Вызывают Т. электрич. разряды, обусловленные электризацией разламываемых кристаллов. Если кристалл — люминофор, то свет разряда вызывает его *фотолюминесценцию*.

Лит.: 1) Wolff G., Gross G., Stranski I. N., Neuere Untersuchungen über die Tribolumineszenz, «Z. Elektrochem.», 1952, Bd 56, № 4, S. 420; 1955, Bd 59, № 5, S. 346; 2) Белая в Л. М. [и др.], «Кристаллография», 1962, т. 7, вып. 4, с. 576. М. Д. Галантин.

Трибометрия — методы измерения сил внешнего трения, определения износостойкости и порога внешнего трения для данного сочетания двух трущихся тел. Величину силы трения измеряют, прижимая с заданной силой одно из трущихся тел к другому, а коэфф. трения вычисляют как отношение силы трения к нагрузке. Для измерения силы трения обычно пользуются датчиками, содержащими упругие элементы. Оценка пар трения предусматривает получение ряда последоват. значений сил трения и износа, при постепенно утяжеляющемся режиме трения, т. е. при увеличении скорости или нагрузки, к-рые оказывают различное влияние. Нагрузка увеличивает число фрикционных связей, не меняя качества их, и приводит к изменению объемного нагрева, скорость же, увеличивая темп-ру в единичной фрикционной связи, приводит к качественным изменениям во фрикционном контакте и изменяет градиент темп-ры по глубине. Кривая фрикционной теплостойкости, т. е. коэфф. трения и износа при различных значениях темп-р, — наиболее важная характеристика фрикционной пары, к-рую обычно получают при торцевом трении двух кольцевых цилиндров. образцов при постоянной нагрузке со ступенчато увеличивающейся скоростью, что обеспечивает ступенчатое изменение темп-ры. Замер темп-р производится термомарой, заделанной в один из образцов. Оценка фрикционных характеристик может производиться и на «пальчиковых» машинах, представляющих собой 1 или 3 малых опоры, скользящих по торцу диска большого диаметра. Кривую фрикционной теплостойкости можно также снимать в вакууме или контролируемой атмосфере.

Чтобы избежать учета волнистости поверхности, созданы испытательные машины, в к-рых осуществляется точечное или линейное контактирование, для чего применяются контакты между цилиндрами, шарами или стержнями с закругленными головками. Для определения порога внешнего трения опыты ведутся при постоянно возрастающих нагрузках вплоть

до сваривания шаров. Такие машины применяются для оценки различных смазок.

Для исследования трения скольжения при больших скоростях 1000 м/сек и более применяется ультрацентрифуга, в к-рой испытуемый образец раскручивается в бегущем магнитном поле до $5 \cdot 10^6$ об/мин [2].

Испытания пар трения на простых испытательных машинах трения не всегда дают хорошие совпадения с результатами, получаемыми в реальных условиях, поэтому фрикционные характеристики пар трения часто оцениваются на спец. стендах, имитирующих работу реальных машин [3].

Лит.: 1) Крагельский И. В., Трение и износ, М., 1962; 2) Bowden F. P., Persson P. A., Deformation, heating and melting of solids in high-speed friction, «Proc. Roy. Soc. A», 1961, v. 260, № 1303, p. 433; 3) Чичинадзе А. В., Браун Э. Д., Моделирование коэффициента внешнего трения, в сб.: Теория трения и износа, М., 1965. И. В. Крагельский.

Трибоэлектричество — явление возникновения электрич. зарядов при трении. Т. наблюдается при взаимном трении двух диэлектриков, полупроводников или проводников различного или одинакового состава, но различной плотности; при трении металлов о диэлектрики; при несимметричном трении двух химически одинаковых диэлектриков; при трении жидких диэлектриков друг о друга или о поверхность твердых тел; при трении газов о поверхность твердых тел и в других подобных случаях. При этом всегда электризуются оба вещества, участвующие в трении; их заряды одинаковы по величине, но противоположны по знаку.

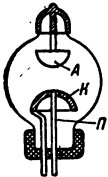
Т. характеризуется рядом закономерностей. При трении двух химически одинаковых тел положит. заряды получает более плотное тело. Металлы при трении о диэлектрик электризуются отрицательно, но если поверхность металла окислена, то могут возникать и положит. заряды. При трении диэлектриков положительно заряжается тот диэлектрик, у к-рого больше диэлектрич. проницаемость ϵ . Тела располагали в трибоэлектрич. ряды, в к-рых при взаимном натирании предыдущее тело электризуется положительно, а последующее отрицательно. [Ряд Фарадея: (+) мех, фланель, слоновая кость, перья, горный хрусталь, флинтглас, бумажная ткань, шелк, дерево, металлы, сера (—)]. Диэлектрики, расположенные в трибоэлектрич. ряд, устанавливаются в порядке убывания их твердости [ряд Гезехуса: (+) алмаз (тв. 10), топаз (тв. 8), горный хрусталь (тв. 7), гладкое стекло (тв. 5), слюда (тв. 3), кальцит (тв. 3), сера (тв. 2), воск (тв. < 1) (—)]; для металлов характерна обратная зависимость. У жидких диэлектриков положит. заряд приобретает то вещество, к-рое имеет большую ϵ или большее поверхностное натяжение. Электризация веществ тем больше, чем больше поверхность натирающего тела. Пыль, скользящая по поверхности тела, из к-рого она образовалась (мрамор, стекло, снежная пыль), электризуется отрицательно. При просеивании порошков через сито порошки заряжаются. Так, порошки из серы и сурика, просеянные отдельно, заряжаются отрицательно, вместе — заряды различного знака (сера — отрицательно, сурик — положительно) за счет трения между частицами. При разбрызгивании жидкостей, напр. при ударе о твердую или жидкую поверхность, наблюдается электризация как жидкости, так и окружающего газа, причем знаки зарядов зависят от рода газа. Электризация наблюдается также при прохождении газов через жидкости. Явление Т. сильно осложняется внешними факторами (наличием пленок влаги на поверхности и загрязнением поверхности, эффектами нагревания при трении и т. п.). Поэтому экспериментальные результаты, полученные различными авторами, часто противоречат друг другу. Особенно это относится к трибоэлектрич. рядам.

В основе Т. твердых тел лежат контактные явления. При взаимном трении двух твердых тел отдельные локальные участки поверхности этих тел вступают в контакт и затем разделяются. В момент контакта происходит переход электронов и ионов от одного тела к другому. Контактная электризация двух металлов, двух полупроводников, металла и полупроводника обусловлена переходом электронов через границу раздела от вещества с меньшей *работой выхода* к веществу с большей *работой выхода* (см. *Контактная разность потенциалов*). При контакте металла и диэлектрика электризация возникает за счет перехода электронов из металла в диэлектрик и перехода ионов того или иного знака из диэлектрика на поверхность металла. В случае контакта двух диэлектриков электризация обусловлена диффузией носителей тока из одного вещества в другое. В процессе Т. существенную роль может играть нагревание тел при их трении. В частности, при несимметричном трении двух химически одинаковых веществ поверхность одного из тел нагревается больше, что вызывает переход носителей тока с локальных неоднородностей поверхности этого тела на другое тело («истинное» Т.). В случае контакта двух диэлектриков, отличающихся только своей плотностью, из более плотного вещества будет диффундировать больше электронов и оно зарядится положительно; при контакте двух диэлектриков с разной ϵ из вещества с большей ϵ будет переходить больше электронов, так как в нем силы взаимодействия слабее; поэтому это вещество зарядится положительно. Причиной Т. может служить также механич. удаление отдельных участков поверхности пиро- или пьезоэлектриков. Т. жидкостей связано с появлением двойных электрич. слоев на поверхностях раздела двух жидких сред или на границах жидкость — твердое вещество. При трении жидкостей о металлы в процессах течения или разбрызгивания при ударе электризация возникает за счет электролитич. разделения зарядов на границе металл — жидкость (см. *Электролиза*). Электризация при взаимном трении двух диэлектрич. жидкостей — следствие существования двойных электрич. слоев на поверхности раздела жидких сред с разной ϵ ; при этом жидкость с большей ϵ заряжается положительно, а с меньшей — отрицательно (правило Коэна). Разрушением двойных электрич. слоев на границе жидкость — газ объясняется электризация при разбрызгивании жидкостей вследствие удара о поверхность твердого диэлектрика или о поверхность жидкости (электризация в водопадах).

Т. в ряде случаев может привести к нежелательному накоплению статич. зарядов, что можно устранить заземлением металлич. деталей, увеличением проводимости диэлектриков, применением разрядников, ионизацией воздуха.

Лит.: 1) Хвольсон О. Д., Курс физики, т. 4, Берлин, 1923; 2) Лёб Л., Статическая электризация, пер. с англ., М.—Л., 1963. А. Н. Губкин.

ТРИГАТРОН (англ. trigger — спусковой крючок) — управляемый трехэлектродный *исковой разрядник*, применяющийся как коммутатор для замыкания электрических цепей. Напряжение, подаваемое на рабочие электроды А и К (П — управляющий электрод) (см. рис.), всегда меньше пробивного напряжения рабочего промежутка в отсутствие управляющего разряда. Мощный разряд между рабочими электродами возникает после пробоя вспомогательного промежутка между К и П от малоомощного источника. Обычно Т. наполняется Ag под давлением в несколько атм (для уменьшения эрозии электродов к Ag добавляется 5% O₂). Существуют Т.



Тригatron.

на токи в неск. сотен а и напряжения до 16—18 кв. Основной параметр Т. — область рабочих напряжений, определяется отношением U_{\max}/U_{\min} , где U_{\max} — наибольшее напряжение, при котором еще не происходит самопроизвольный пробой рабочего промежутка, U_{\min} — наименьшее напряжение, при к-ром рабочий разряд возникает каждый раз после подачи управляющего импульса. С ростом амплитуды, длительности и частоты повторения импульсов рабочего тока область рабочих напряжений уменьшается. Другой важный параметр Т. — разброс фронта импульса рабочего тока $\Delta\tau_{\phi} \leq 0,1$ мксек (у водородных *тиратронов* $\sim 0,005$ мксек). Т. применяются либо как сильноточные однократные электрич. ключи, либо в режиме периодич. включения в устройствах, не требующих высокой стабильности срабатывания.

Лит.: 1) Ицхоки Я. С., Импульсная техника, М., 1949; 2) Детали и элементы радиолокационных станций, пер. с англ., под ред. А. Я. Брейтбарта, т. 1, М., 1952.

Л. Н. Вагин.

ТРИГГЕР — см. *Спусковая схема*.

ТРИММЕР — переменный конденсатор небольшой емкости, служащий для точной настройки радиотехнич. устройств.

ТРИОД — трехэлектродная электронная лампа. Кроме катода К и анода А, содержит управляющий электрод (сетку С), расположенный между катодом и анодом (рис. 1). Изменяя потенциал сетки (все потенциалы отсчитываются относительно катода) U_c , можно управлять величиной анодного тока I_a , т. к. в зависимости от U_c изменяется количество электронов, проходящих сквозь сетку к аноду. При $U_c > 0$ сетка ускоряет электроны, эмитируемые катодом и движущиеся к аноду; при $U_c < 0$ — тормозит их. Наличие сетки позволяет применять Т. для усиления и генерации переменных токов.

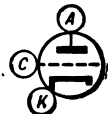


Рис. 1. Символич. изображение триода.

Управляющая сетка позволяет изменять I_a в Т. от 0 до нек-рого $I_{a \max}$, определяемого эмиссионной способностью катода. Для приемно-усилительных Т. $I_{a \max}$ лежит в пределах от единиц до неск. дес. ма. Зависимость I_a от сеточного напряжения U_c при постоянном анодном напряжении U_a наз. *сеточной характеристикой* (рис. 2). Отрицат. потенциал сетки, при к-ром анодный ток практически прекращается, наз. *напряжением запирания* $U_{зап}$. При увеличении U_c от $U_{зап}$ до 0 величина I_a возрастает, проходя почти линейный участок. При дальнейшем

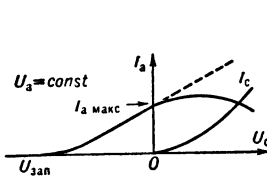


Рис. 2. Сеточная характеристика триода.

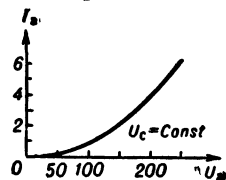


Рис. 3. Анодная характеристика триода.

возрастании U_c часть электронов, эмитируемых катодом, перехватывается сеткой, образуя сеточный ток I_c . При этом I_a уменьшается, т. к. поток электронов перераспределяется между анодом и сеткой.

Зависимость I_a от U_a (рис. 3) при $U_c = \text{const}$ наз. *анодной характеристикой*. Сеточная и анодная характеристики наз. *статическими*, т. к. они определяют режимы, при к-рых или U_c ,

или U_a остаются неизменными. Семейства анодных и сеточных характеристик (рис. 4) позволяют определить параметры Т. в любых режимах работы.

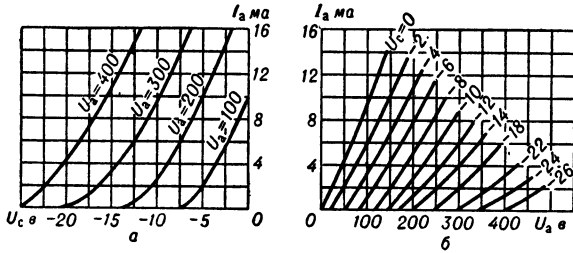


Рис. 4. Семейства статич. характеристик триода 6С5С: а — сеточные характеристики, б — анодные характеристики.

Основные параметры Т.: крутизна линейного участка сеточной характеристики

$$S = (\Delta I_a / \Delta U_c)_{U_a = \text{const}} \text{ ма/в;}$$

коэффициент усиления

$$\mu = |\Delta U_a / \Delta U_c|_{I_a = \text{const}};$$

внутр. сопротивление $R_i = (\Delta U_a / \Delta I_a)_{U_c = \text{const}}$ для переменного тока, в отличие от $R_{\text{п}} = U_a / I_a$ для постоянного тока. Для приемно-усилительных Т. $R_i \sim$ неск. дес. ком, μ от 1 до неск. дес., $aS \sim 1-20 \text{ ма/вт}$. Параметры Т. связаны между собой соотношением $\mu = SR_i$. Величины S , μ и R_i зависят от U_c и U_a ; напр., при увеличении отрицат. U_c уменьшается S и увеличивается R_i , причем μ остается практически неизменным.

Если в анодной цепи Т. включена активная нагрузка R_a (рис. 5), то при изменении I_a будет одновременно изменяться и U_a . Такой режим и параметры, соответствующие ему, наз. динамическими.

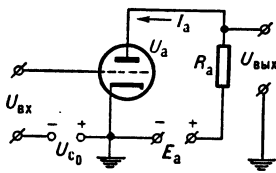


Рис. 5. Простейшая схема усилит. ступени на триоде.

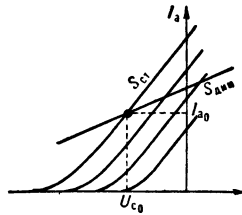


Рис. 6. Сеточная динамич. характеристика триода.

Записывая I_a в виде ф-ции напряжений U_a и U_c и производя разложение в степенной ряд, получим:

$$I_a(U_c, U_a) \approx I_a(U_{c0}, U_{a0}) + (dI_a/dU_c)_{U_a = \text{const}} \Delta U_c + (dI_a/dU_a)_{U_c = \text{const}} \Delta U_a.$$

$I_a(U_{c0}, U_{a0})$ — анодный ток в рабочей точке, выбираемой обычно в середине линейного участка сеточной характеристики;

$$(dI_a/dU_c)_{U_a = \text{const}} = S; (dI_a/dU_a)_{U_c = \text{const}} = 1/R_i;$$

откуда $I_a = I_{a0} + S\Delta U_c + (1/R_i)\Delta U_a$. Учитывая соотношение: $U_a = E_a - R_a I_a$ (E_a — напряжение источника питания), получим: $\Delta U_a = -R_a \Delta I_a$, где $\Delta I_a = I_a - I_{a0}$ — небольшое изменение анодного тока, связанное с изменением U_c . Подставив, получим: $\Delta I_a = S\Delta U_c - (R_a/R_i)\Delta I_a$, откуда $\Delta I_a = \{S/[1 +$

$(R_a/R_i)]\} \Delta U_c$. Отношение $\Delta I_a/\Delta U_c = S/[1 + (R_a/R_i)]$ наз. динамич. крутизной характеристики $S_{\text{дин}}$, причем $S_{\text{дин}} < S$, т. к. при изменении U_c происходит изменение U_a , в силу чего сеточная динамич. характеристика пересекает семейство статич. характеристик (рис. 6). Изменения напряжения на аноде Т. или на выходе простейшего усилителя на Т. (рис. 5):

$$\Delta I_a R_a = \Delta U_a = \frac{SR_a}{1 + R_a/R_i} \Delta U_c = \frac{SR_i R_a}{R_i + R_a} \Delta U_c = \mu \frac{R_a}{R_i + R_a} \Delta U_c.$$

Т. к. ΔU_c — изменение входного напряжения, а ΔU_a — выходного, то $\Delta U_{\text{вых}} = \mu \Delta U_{\text{вх}} R_a / (R_i + R_a)$, откуда коэфф. усиления ступени $k = \mu R_a / (R_i + R_a)$. Отсюда видно, что $k < \mu$ при конечных нагрузках R_a . При работе Т. на высоких частотах необходимо учитывать влияние его входной, выходной и проходной емкостей. Пропускная емкость Т. велика (1—3 пф), что ограничивает величину k усилит. ступени на Т.

Наиболее распространена цилиндрич. конструкция электродов (рис. 7, а); применяется также и плоская конструкция (рис. 7, б). Катод Т. может быть как прямокальным, так и косвенного подогрева. Тепловая инерция последнего весьма высока, что позволяет питать подогреватель переменным током без опасности появления модуляции плотности электронного потока. У приемно-усилительных Т. подогреватель питается переменным током при напряжении 6,3 в и силе тока 0,3 — 0,45 а, что обеспечивает электронную эмиссию в неск. дес. ма.

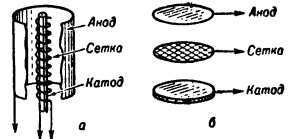


Рис. 7. Конструкция электродов триода: а — цилиндрич.; б — плоская.

Лит.: 1) Власов В. Ф., Электровакuumные приборы, 2 изд., М., 1949; 2) Калашников А. М., Слудский В. З., Электровакuumные приборы и импульсная техника, М., 1962 (Основы радиотехники и радиолокации).

А. А. Брандт.

ТРИПЛЕТЫ спектральные — группы спектральных линий, наблюдаемые в спектрах атомов и молекул. В атомных спектрах Т. возникает при переходах между уровнями триплетных термов (см. Мультиплетность). Т. наблюдаются также в простом Зеемана явлении.

ТРИТИЙ (Tritium) Т или H^3 — радиоактивный изотоп водорода с массовым числом 3. Ядро Т. состоит из 1 протона и 2 нейтронов. $T_{1/2} = 12,262$ года. Т. — чистый β -излучатель, $E_\beta = 0,018 \text{ Мэв}$. Масса ядра Т. (тритона) 3,01646 массовых единицы. Т. образуется при бомбардировке в циклотроне дейтерием дейтериевой мишени или бериллия по реакциям $\text{D}^2(d, p)\text{T}^3$ и $\text{Be}^9(d, \text{T}^3)\text{V}^8$; $\text{V}^8 \rightarrow 2 \text{He}^4$, а также при облучении лития нейтронами в ядерном реакторе $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}^3$.

Т. образуется в небольших количествах в атмосфере ($\sim 0,1 - 0,2$ атома Т. на 1 см^2 земной поверхности в 1 сек). Получившийся т. о. Т. соединяется с кислородом воздуха, образуя «сверхтяжелую» воду, и выпадает на землю вместе с дождями. В природной воде содержится $\sim 10^{-18}$ Т. по отношению к водороду. Т. является важнейшим веществом для осуществления термоядерных реакций.

Реакции взаимодействия Т. с дейтронами $\text{T}^3(d, n)\text{He}^4$ и протонами $\text{T}^3(p, n)\text{He}^3$ используются для получения интенсивных нейтронных потоков. Т. широко применяется как радиоактивный индикатор, особенно в химич. и биологич. исследованиях. Применение атомов Т. вместо D в качестве меченых атомов позволяет

резко (в 10^5 — 10^6 раз) повысить чувствительность метода.

Лит.: 1) Бродский А. И., Химия изотопов, М., 1952; 2) Libby W. F., The potential usefulness of natural tritium, «Proc. Nat. Acad. Sci. USA», 1953, v. 39, № 4.

ТРИТОН — ядро атома радиоактивного изотопа водорода — трития; состоит из 1 протона и 2 нейтронов. Средняя энергия связи частиц, образующих Т., равна 2,78 Мэв. Спин Т. равен $\frac{1}{2}$, магнитный момент $\mu = 2,9797$ ядерного магнетона. См. также *Тритий*.

ТРОЙНАЯ СВЯЗЬ — химич. связь между двумя атомами, осуществляемая тремя парами валентных электронов. Т. с. графически изображается тремя валентными штрихами, напр. $\text{HC}\equiv\text{CN}$ (ацетилен), $\text{N}\equiv\text{N}$ (молекула азота). См. *Кратные связи*.

ТРОЙНАЯ ТОЧКА — точка пересечения кривых фазового равновесия на плоской диаграмме состояния вещества, соответствующая устойчивому равновесию трех фаз. Из *фаз правила* следует, что в однокомпонентной системе (химически однородное вещество) при равновесии не может быть больше трех фаз. Эти три фазы (напр., твердая, жидкая и газообразная или жидкая и две аллотропные разновидности кристаллической) могут совместно существовать только при определенных значениях темп-ры — $t_{\text{т. т.}}$ и давления — $p_{\text{т. т.}}$, определяющих на диаграмме $p - t$ координаты Т. т. Для CO_2 , напр., $t_{\text{т. т.}} = -56,60^\circ\text{C}$, $p_{\text{т. т.}} = 5,12 \text{ атм}$.

На диаграмме $v - p$ (объем — давление) трехфазное равновесное состояние химически однородного вещества при параметрах $p_{\text{т. т.}}$ и $t_{\text{т. т.}}$ изображается линией; на диаграмме $v - t$ — треугольником.

У химически однородного вещества, не имеющего модификаций, на диаграмме $p - t$ существует одна Т. т.; у веществ с аллотропными модификациями число Т. т. соответственно увеличивается (см., напр., *Сера*). При увеличении числа компонентов системы (раствор или сплав) увеличивается и число независимых параметров, характеризующих эту систему. Так, для двухкомпонентной системы, помимо p и t , добавляется третий параметр — концентрация x . Пространственная диаграмма состояния такой системы в координатах p, t, x имеет уже не Т. т., а тройную пространственную кривую. Равновесие 3 фаз для такой системы будет изображаться точкой, если считать один из параметров (напр., p) постоянным, т. е. рассматривать плоскую диаграмму равновесия. Вообще Т. т. существуют на плоских диаграммах состояния систем с любым числом компонентов, если все параметры, определяющие состояние системы, кроме двух, приняты за постоянные.

Лит. см. при ст. *Состояния диаграмма*, *Фаз правило*.
А. Н. Гурьев.

ТРОЙНАЯ ТОЧКА ВОДЫ — точка фазового равновесия льда, воды и водяного пара. На 10-й Генеральной конференции по мерам и весам (1954) Т. т. в. принята как основная реперная точка абс. термодинамич. шкалы темп-р (см. *Температурные шкалы*), ей присвоена темп-ра $273,16^\circ\text{K}$ (точно). На *состояния диаграмме* воды в координатах давление — темп-ра Т. т. в. отвечает давлению $4,58 \text{ мм рт. ст.}$ и темп-ре $0,0100^\circ\text{C}$.

ТРОПОПАУЗА — переходный слой между тропосферой и стратосферой толщиной от неск. сотен м до 1—2 км. В Т. вертикальный градиент темп-ры близок к 0 или отрицателен. Высота Т. в умеренных и полярных широтах в среднем равна 8—11 км, а темп-ра от -50° до -60°C ; в тропиках высота Т. поднимается до 15—18 км, а темп-ра ее падает до -70 , -80°C . Летом Т. на 1—2 км выше, чем зимой. Непериодич. колебания высоты Т. связаны с ее понижением в *циклонах* и повышением в *антициклонах*. Над *струйными течениями* Т. часто разорвана, что облегчает

здесь проникновение в стратосферу аэрозолей и водяного пара.

ТРОПОСФЕРА — ближайший к земной поверхности слой атмосферы, простирающийся в полярных и умеренных широтах до высоты 8—11 км, а в тропиках — до 15—18 км. В Т. сосредоточено около $\frac{4}{5}$ массы атмосферы и почти весь водяной пар, конденсация к-рого вызывает образование облаков и связанных с ними осадков. В Т., особенно в пограничном слое, сильно развита турбулентность, резко увеличивающая вязкость воздуха и вызывающая его вертикальное и горизонтальное перемешивание. Т. к. воздух слабо поглощает солнечную радиацию, основным источником тепловой энергии для Т. служит поверхность Земли. От нее тепло передается вверх инфракрасным излучением, к-рое поглощается содержащимися в воздухе водяным паром и углекислым газом. Кроме того, происходит вертикальный турбулентный перенос тепла. На локальные характеристики темп-ного поля влияют тепло фазовых переходов воды и адиабатич. нагревание и охлаждение при вертикальных перемещениях воздуха. В среднем в Т. темп-ра падает с высотой на $6,5 \text{ град/км}$. Темп-ра на каждом из уровней испытывает, кроме периодических (суточных и годовых), также и непериодич. колебания, вызываемые перемещением воздушных масс из одних районов в другие. Относит. изменчивость вертикальных градиентов темп-ры менее значительна, но и они меняются в широких пределах. Особенно велики периодические и непериодич. колебания значений темп-ры, влажности, давления, ветра и их градиентов в пограничном слое. Давление воздуха на уровне моря в среднем близко к 1013 мб , но горизонтальное его распределение из-за неодинаковости степени нагревания поверхности Земли в разных районах и др. причин весьма сложно и быстро меняется со временем, что связано с возникновением и эволюцией *циклонов*, *антициклонов* и их перемещением. Горизонт. градиенты давления приводят к образованию ветров, на направление и скорость к-рых влияют также силы вязкости (в пограничном слое) и силы инерции. В движениях большого масштаба особенно велика роль *Кориолиса силы*. Основной перенос воздуха в Т. идет с запада на восток, скорость его растет с высотой на $1-4 \text{ м/сек}$ на км. Наиболее сильные ветры в *струйных течениях*. О влиянии Т. на распространение радиоволн см. *Распространение радиоволн*.

Лит.: Верский П. Н., Курс метеорологии, Л., 1962.
С. М. Шметер.

ТРОУТОНА — НОБЛЯ ОПЫТ — один из основных экспериментов, послуживших для обоснования и проверки *относительности теории* в период ее возникновения; представляет собой попытку обнаружить абсолютную скорость тела, в данном случае — подвешенного на нити легкоподвижного заряженного конденсатора. Согласно классич. электродинамике, принимающей существование неподвижного эфира, при поступат. движении заряженного конденсатора вместе с Землей возникает момент электрич. сил, к-рый должен установить конденсатор перпендикулярно к скорости Земли. Однако опыт дал отрицат. результат, к-рый легко объяснить с точки зрения теории относительности. Т. к. в покоящейся относительно конденсатора системе электрич. и механич. силы уравновешены, а при переходе к новой системе они преобразуются одинаковым образом, то и в этой новой системе они будут взаимно уравновешены: вращающий момент электрич. сил будет компенсироваться равным и противоположным ему моментом механич. сил.

ТРОХОТРОН — электроннолучевой коммутатор, в к-ром переключение электронного пучка осуществляется одновременным действием электрич. и маг-

нитного поля (подробнее см. *Электронный коммутатор*).

ТРУБКИ ГИДРОМЕТРИЧЕСКИЕ — см. *Трубки пневмометрические*.

ТРУБКИ ПНЕВМОМЕТРИЧЕСКИЕ — приборы для измерения величины и направления скорости, расхода жидкости или газа, основанные на измерении давления. Широко применяющаяся комбинированная трубка Пито—Прандтля представляет собой цилиндрич. трубку с полусферич. носком (рис. 1), ось к-рой устанавливается вдоль потока. Через центр. отверстие на полусфере (критич. точка) измеряется полное давление p_0 ; другое отверстие (или ряд отверстий) располагается на боковой поверхности трубки на достаточном удалении от носка и от державки и служит для измерения статич. давления p (рис. 1). Геометрич. форма Т. п., форма отверстий и расстояние от них до носика трубки выбирается так, чтобы давление в боковых отверстиях по возможности мало отличалось от статич.

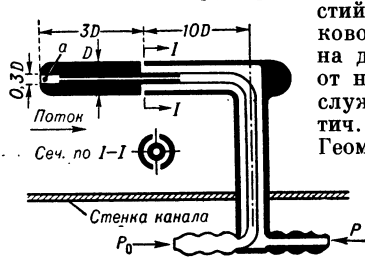


Рис. 1. Схема трубки Пито—Прандтля (а — место расположения датчика темп-ры T_0).

давления в исследуемой точке потока. Небольшое несоответствие давлений учитывается поправочным коэфф. ξ , к-рый определяют из индивидуальных тарировок. Зная p и p_0 , вычисляют скорость потока v на основании ур-ния Бернулли. Для несжимаемой жидкости $v = \sqrt{2\xi(p_0 - p)/\rho}$; плотность ρ может быть найдена по Клапейрону уравнению или др. способом (см. *Аэродинамический эксперимент*). Показания трубки достаточно точны (погрешность менее 1%) лишь при условии, что вектор скорости составляет с осью трубки угол не более $10-25^\circ$, а относит. геометрич. размеры близки к величинам, указанным на чертеже. Абс. размеры трубки должны быть такими, чтобы можно было пренебречь градиентами давлений (скоростей) в пределах расстояний от носика до отверстия на боковой стенке. При измерении скоростей воздуха выше $50-60$ м/сек необходимо учитывать сжимаемость воздуха, поэтому $v = \sqrt{[2k/(k-1)]gRT_0[1 - (p/p_0)^{(k-1)/k}]}$, где $k = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, T_0 — темп-ра торможения, R — газовая постоянная, g — ускорение силы тяжести. Если поток не адиабатический, то местные значения темп-ры T_0 можно определить либо с помощью термпары, установленной в отверстии приемника полного давления (рис. 1, точка а), либо с помощью спец. насадка (см. *Аэродинамический эксперимент*). Трубка Пито—Прандтля применяется также для определения v и M -числа в сверхзвуковом потоке. В этом случае перед трубкой образуется криволинейная ударная волна. Если ось трубки совпадает с направлением вектора скорости перед ударной волной, то полное давление, измеряемое трубкой, равно давлению p'_0 за прямым скачком уплотнения, поэтому $p'_0 < p_0$. Форма трубки должна обеспечить равенство давления на поверхности трубки в сечении 1—1 статич. давлению в потоке перед ударной волной. Число M вычисляется по ф-ле Рейля

$$p_0 = \frac{\left(\frac{2k}{k+1} M^2 - \frac{k-1}{k+1}\right)^{1/(k-1)}}{\left(\frac{k+1}{2} M^2\right)^{k/(k-1)}}$$

Скорость течения связана с M и T_0 соотношением

$$v = M \sqrt{kgRT_0[1 + 1/2(k-1)M^2]}$$

При малых скоростях потока ($v < 6$ м/сек) или при больших разрежениях при $Re < 300$ наблюдается резкое возрастание коэфф. ξ . В принципе трубкой Пито—Прандтля можно пользоваться и при очень малых числах Re , включая и свободномолекулярное течение ($M/Re > 1$), однако ее практич. применение наталкивается на ряд трудностей, связанных с тарировкой и измерением весьма малых абс. давлений.

Для измерения направления потока используются цилиндрич. и сферич. насадками, комбинациями из трех расположенных под углом трубок Пито и т. д., показания к-рых очень чувствительны к направлению потока.

Для исследования полей скоростей в пограничном слое вблизи твердой стенки применяется трубка Стэнтона, измеряющая скоростью напор в потоке с большим вертикальным градиентом скорости (рис. 2); она устанавливается непосредственно на поверхности обтекаемого тела и перемещается по вертикали с помощью микрометрич. винта. Измеренное трубкой давление относится к эффективному расстоянию от стенки, определяемому из тарировки. Скорость вычисляют по разности полного давления, измеренного трубкой, и статич. давления на стенке канала. Для измерения v применяются Т. п. Брабе, Престона и др., являющиеся модификациями трубок Пито—Прандтля, а также *Вентури трубки*.

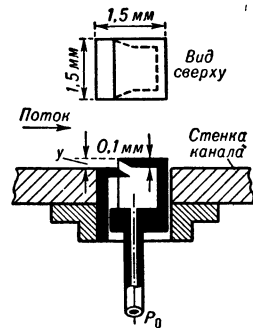


Рис. 2. Схема трубки Стэнтона.

Лит.: Физические измерения в газовой динамике и при горении, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1957, а также см. при ст. *Термометрометр*. Л. В. Козлов.

ТРУБЫ АКУСТИЧЕСКИЕ — разновидность *волноводов акустических* обычно кругового или прямоугольного (квадратного) сечения с твердыми стенками и внутр. полостью, заполненной жидкостью или газом. Поперечные размеры Т. а. делаются меньше половины длины волны звука, поэтому в них распространяется только одна нормальная волна нулевого порядка (плоская волна) с фазовой скоростью, практически равной скорости звука в свободном пространстве. Это равенство скоростей достигается при достаточно неподатливых стенках, когда $|z_m| \gg \rho c$, где z_m — механич. импеданс стенки, ρc — *волновое сопротивление* внутренней среды. Звуковые колебания в Т. а. могут возбуждаться электроакустич. преобразователем, струей воздуха и др. способами.

Применяются Т. а. для различных целей, напр. как переговорные трубы (звукотрубы), как излучатели звука (напр., органые трубы) или как *интерферометры акустические* для измерения скорости звука в среде, заполняющей трубу. В этих случаях вдоль оси Т. а. устанавливаются *стоячие волны* и, если один конец трубы свободен, а другой закрыт, резонанс наступает при $l \approx (2n + 1)\lambda/4$, а если оба конца свободны или оба закрыты — при $l \approx n\lambda/2$ (где l — длина трубы, λ — длина волны, n — целое число).

Т. а. широко применяются для измерения акустич. характеристик (напр., импеданса, коэфф. поглощения и др.) различных *звукопоглощающих материалов и конструкций* в архитектурной акустике, а также гидроакустике. В этом случае с одного конца Т. а. помещается излучатель звука, а с другого — испытуемый образец. Измерения производятся как при непрерывном излучении звука, так и при излучении в виде волнового пакета (прямоугольного импульса с синусо-

идальным заполнением заданной частоты); в последнем случае пространственная длина импульса не должна превышать $2l$. Комплексный акустич. импеданс (на единицу поверхности) T . а. \bar{z} вычисляется по ф-ле $\bar{z} = \rho c [(1 - \bar{v}) / (1 + \bar{v})]$, где $\bar{v} = ve^{-i\varphi}$ — комплексный коэфф. отражения.

При непрерывном излучении звука свойства образца определяются из характеристик образующейся в трубе «квасистой» волны (см. *Стоячие волны*), измеряемых миниатюрным вспомогат. приемником звука (микрофоном или гидрофоном), перемещаемым вдоль оси трубы. Величина v определяется из $v = (1 - \gamma) / (1 + \gamma)$, где $\gamma = P_{\min} / P_{\max}$, а P_{\min} и P_{\max} — величины, пропорциональные звуковому давлению в «узлах» и «пучностях» квасистой волны. Величина $\varphi = \pi - 2kd$, где k — волновое число, d — расстояние первого «узла» (минимума давления) от поверхности образца.

При импульсном излучении приемником отраженных от исследуемого образца волн служит, как правило, излучатель, работающий в режиме приема в перерывах между посылками. Величина v в этом случае вычисляется по ф-ле $v = a_1 / a_2$, где a_1 — амплитуда импульса, отраженного от образца, a_2 — амплитуда импульса, отраженного от эталонной нагрузки с коэфф. отражения, равным (по модулю) единице. В качестве такой эталонной нагрузки для трубы, заполненной жидкостью, обычно используется граница с воздушной средой; для трубы, заполненной газом, — неподатливый жесткий слой. Величина φ определяется по разности фаз между сигналами, отраженными от образца и от эталонной нагрузки (фаза каждого из этих сигналов относительно излучаемого импульса измеряется при помощи фазометра).

Лит.: Мор в Ф., *Колебания и звук*, пер. с англ., М.—Л., 1949; 2) Скучик Е., *Основы акустики*, т. 1, М., 1958; 3) Аге в а Н. С., *Измерение акустических параметров материалов на ультразвуковых частотах при помощи импульсной трубы*, «Акуст. ж.», 1955, т. 1, вып. 2, с. 110—20.

В. В. Тютекин.

ТРУТОНА ПРАВИЛО — эмпирически установленная закономерность [Р. Пикте (R. Pictet), 1876; Ф. Трутон (F. Trouton), 1884], согласно к-рой мольная теплота испарения r различных жидкостей при темп-рах их кипения под атм. давлением прямо пропорциональна $T_{\text{кип}}$ в градусах абс. шкалы: $r = K_{\text{кип}} T_{\text{кип}}$. Коэфф. пропорциональности $K_{\text{кип}}$ — мольная энтропия парообразования (испарения) $\Delta S_{\text{исп}}$ — для большинства нормальных (неассоциированных) жидкостей составляет 20—22 *кал/моль* · °К. Т. п. применяется для приближенного вычисления r нормальных жидкостей.

Для полярных жидкостей, ассоциированных при $T_{\text{кип}}$, напр. воды, r больше рассчитанной по Т. п. Из многочисленных модификаций Т. п. наибольшее распространение получило ур-ние Кистяковского $\Delta S_{\text{исп}} = r / T_{\text{кип}} = 8,75 + 4,576 \lg T_{\text{кип}}$, учитывающее зависимость $\Delta S_{\text{исп}}$ от $T_{\text{кип}}$.

Лит. см. при статьях *Кипение*, *Теплота парообразования*. А. Н. Гуреев.

ТУЛИЙ (Thulium) Tu — химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; относится к итриевой подгруппе редкоземельных элементов; п. н. 69, ат. в. 168,94. Состоит из 1 стабильного изотопа Tu^{169} . Важнейшие искусств. изотопы: Tu^{171} (β^- , γ ; $T_{1/2} = 680$ дней), Tu^{170} (β^- , γ ; $T_{1/2} = 127$ дней). Электронная конфигурация $4f^{13}6s^2$.

Т. — серебристо-белый металл, на воздухе окисляется и тускнеет. Решетка Т. — гексагональная плотноупакованная, $a = 3,5372$ Å, $c = 5,5619$ Å. Атомный радиус 1,746 Å, ионный радиус Tu^{3+} 1,04 Å (по др. данным, 0,95 Å). Плотность 9,332—9,336 *г/см³* (20°, все темп-ры в °С); по рентгенографич. данным,

9,318 (25°, $t_{\text{пл}}^{\circ} 1545^{\circ}$; $t_{\text{кип}}^{\circ} 1732^{\circ}$). Теплота плавления 4,4 *ккал/моль*; теплота испарения 348 *кал/г*; теплота образования 26,0 *кал/г*. Уд. теплоемкость 0,0381 *кал/г · град* (0°). Коэфф. термич. расширения $11,6 \cdot 10^{-6}$ (400°). Уд. электросопротивление $90 \cdot 10^{-6}$ *ом · см* (25°); темп-рный коэфф. электросопротивления $1,95 \cdot 10^{-3}$ (0°). Т. парамагнитен; магнитная восприимчивость (25°) 152, темп-ра Кюри 51° К. Твердость по Роквеллу 65 *кг/мм²*; сжимаемость $2,6 \cdot 10^{-6}$ *см³/кг*.

В химич. соединениях Т. трехвалентен; окраска солей Tu^{3+} зеленая.

Лит. см. при ст. *Тербий*.

Ю. Н. Михайлов.

ТУМАННОСТИ галактические — протяженные облака разреженного газа, обычно с примесью пылевых частиц, в межзвездном пространстве. Планетарные Т. — сравнит. правильные (размера 0,01—0,1 парсека) образования, в центре к-рых небольшая ($R \approx 10^4$ — 10^5 *км*) очень горячая ($T = 50\,000$ — $100\,000^{\circ}$) звезда. Состав по массе: Н — ок. 60%, He — ок. 40%, С, N, O и др. — ок. 1,5%. Общая масса туманности 0,01—0,1 массы Солнца, концентрация газа 10^2 — 10^5 частиц в *см³*. Спектр состоит из ярких линий Н, He или He^+ , а также из запрещенных линий O^{++} , O^+ , Ne^{+++} и др. ионов на фоне слабого непрерывного спектра. Ионизация производится излучением центральной звезды, причем нейтральных атомов менее 1%. Сравнивая интенсивности различных запрещенных линий, определяют плотность и темп-ру газа (10 000—15 000°). Источник тепловой энергии газа — быстрые электроны, отрываемые у атомов Н и др. при ионизации. Охлаждение происходит при возбуждении и последующем излучении запрещенных линий. Горячий газ планетарной Т. расширяется. Молодые туманности яркие, плотные и ионизована только центр. их часть. С расширением туманность ионизируется вся, светимость ее падает; туманность поглощает и перерабатывает в видимые линии только часть ультрафиолетового излучения звезды. Через 20—40 тыс. лет планетарные туманности становятся практически невидимыми. Планетарные туманности входят в промежуточную подсистему Галактики. Они — продукты эволюции звезд средней массы (1,1 массы Солнца и более): после стадии гиганта звезда сбрасывает протяженную расширяющуюся оболочку, а ядро становится горячей плотной звездой.

Диффузные Т. — ионизованные облака межзвездного газа; их протяженность — до 10 парсеков, концентрация 10 — 10^3 частиц в *см³*, масса от 10 до нескольких тысяч масс Солнца, темп-ра ок. $10\,000^{\circ}$. Ионизируются звездами спектр. класса О. Спектр: линии Н, O^+ , O^{++} , N^+ , S^+ , S^{++} ; он похож на спектр планетарных туманностей, но степень ионизации ниже, так как температура О-звезд не превосходит $50\,000^{\circ}$. Диффузные Т. образуются из плотных массивных комплексов неионизованного газа и пыли, когда внутри комплекса конденсация приводит к появлению скопления или ассоциации звезд, в том числе горячих. Эти звезды ионизуют газ и начинается расширение Т., протекающее млн. лет. Диффузные Т., расширяясь, сжимают и приводят в движение окружающий холодный газ. Холодный газ образует темные выступы, обращенные к горячей звезде, и темные вкрапления — глобулы. Предполагается, что при определенных условиях в них образуются звезды. Внутри диффузных туманностей наблюдаются движения со скоростями 10 — 15 *км/сек*, изредка до 30 *км/сек*. Кроме газа, в таких туманностях имеется пыль, но отраженный ею свет звезд обычно незаметен на фоне сильного непрерывного спектра, излучаемого при рекомбинациях электронов и при запрещенных переходах (с излучением двух квантов). И межзвездный газ, и горячие звезды сосре-

доточены в спиральных ветвях Галактики, поэтому и диффузные туманности расположены в этих ветвях. Большое количество диффузных туманностей в отдельных областях, например в созвездии Ориона, говорит об интенсивном звездообразовании, проходившем там в недалеком прошлом.

Темные Т. — облака плотного (10^3 — 10^4 частиц в $см^3$) холодного ($T \approx 100$ — $50^\circ K$) межзвездного газа с пылью, заметные на фоне Млечного Пути благодаря производимому ими поглощению. Размеры их составляют единицы и десятки парсеков. Содержание пыли по массе — неск. %. Видимые темные туманности — сравнительно близкие объекты, далекие облака выделяются слабо. В них Н — нейтрален, а в плотных туманностях переходит частично в молекулярную форму. Ионизованы С, Si и нек-рые др. элементы с низким потенциалом возбуждения. Температура определяется балансом между нагревом при ионизации С и охлаждением при возбуждении ударами низко расположенных подуровней основного состояния S^+ , Fe^+ и др. Кроме радиации звезд, газ нагревают ударные волны, вызванные столкновением «облаков». Скорости внутренних движений в таких туманностях — ок. 1 км/сек. Темные Т. имеют крайне нерегулярную структуру, хаотич. флуктуации плотности. Кроме того, иногда заметна тонковолокнистая структура из тонких параллельных волокон.

Отражательные Т. — светлые образования вокруг ярких звезд, преимущественно спектр. класса В или сверхгигантов, находящихся внутри пылевых облаков. Свечение их обусловлено рассеянием света звезд на пылинках. Спектр непрерывный и подобен спектру освещающей звезды, хотя несколько более голубой из-за селективности рассеяния. Газ в отражательных туманностях обычно нейтрален и не светит, хотя встречается туманности со смешанным спектром: слабые эмиссионные линии на фоне отраженного непрерывного спектра. Видимый размер отражательных Т. зависит от яркости звезды и от плотности пыли, а также от индикатриссы рассеяния. Действительные размеры пылевых облаков значительно больше освещенной части, которая обычно не превышает 0,1 парсека. В отражат. туманности часто заметна тонковолокнистая структура пылевой среды. Свечение туманностей поляризовано, причем наблюдаются отклонения от радиальной поляризации, вызванные влиянием магнитного поля на ориентацию вытянутых пылевых частиц. Частным случаем отражат. туманностей являются кометобразные Т. Это — остатки темных выступов, образованных при расширении диффузной туманности. В «голове» выступа образуется молодая звезда, к-рая освещает пыль, содержащуюся в этом плотном образовании.

С. В. Пикельнер.

ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД — полупроводниковый диод, вольтамперная характеристика к-рого имеет падающий участок за счет туннельного эффекта между p и n вырожденными полупроводниками.

В вырожденных полупроводниках Ферми уровень E_F проходит в зоне проводимости у электронного полупроводника и в валентной зоне у дырочного. Это обуславливает принципиально иной механизм тока в Т. д., чем у обычных полупроводниковых диодов, и иной вид вольтамперной характеристики. Как видно из схемы энергетич. зон (рис. 1, а), в таком диоде возможен прямой туннельный эффект, когда электрон без изменения энергии «пройдет сквозь» потенциальный барьер и займет «свободное место» по др. сторону от него. Такой переход возможен и при темп-рах, близких к абс. нулю, т. к. при туннельном переходе электрону не требуется дополнит. энергии. Эта особенность объясняет способность Т. д. работать в существенно более широком диапазоне темп-р, чем

обычные диоды, у к-рых электроны преодолевают барьер за счет энергии их теплового движения.

Если ширина p — n -перехода d мала, а высота барьера $e\Phi_0$ велика, то напряженность внутр. электр.

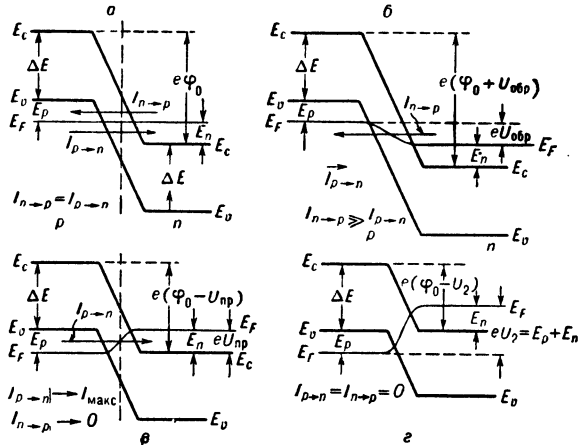


Рис. 1. Энергетич. диаграммы туннельного диода; а — при отсутствии смещения на p — n -переходе; б — при обратном смещении; в — при прямом смещении $U = U_1$; г — при прямом смещении $U = U_2 > U_1$.

поля в переходе (без внешнего смещения) $\mathcal{E} = -\Phi_0/d$ может достигнуть критич. значения \mathcal{E}_z , при к-ром через переход будет протекать значительный туннельный ток. Напр., для Ge $\mathcal{E}_z = 2 \cdot 10^6$ в/см, а $\Phi_0/d = 7 \cdot 10^5$ в/см² ($\Phi_0 = 0,7$ в при $d = 10^{-8}$ см), т. е. $\mathcal{E} > \mathcal{E}_z$. При этом через p — n -переход будут протекать две составляющие туннельного тока: одна $I_{n \rightarrow p}$, обусловленная потоком электронов из валентной зоны p -полупроводника в зону проводимости n -полупроводника, и другая $I_{p \rightarrow n}$, обусловленная потоком электронов из зоны проводимости n -полупроводника в валентную зону p -полупроводника. В состоянии термодинамич. равновесия, когда к переходу не приложено внешнее смещение, $I_{n \rightarrow p} = I_{p \rightarrow n}$ и ток во внешней цепи равен 0.

Если к переходу приложено обратное смещение $U_{обр}$ (рис. 1, б), то средняя энергия электронов в n -области уменьшается на величину $eU_{обр}$, $I_{p \rightarrow n}$ уменьшается, а $I_{n \rightarrow p}$ возрастает. В результате туннельный (обратный) ток Т. д. $I_{обр} = I_{n \rightarrow p} - I_{p \rightarrow n}$ совпадает по направлению с обратным током обычных диодов. Практически уже при $U_{обр} \sim$ неск. мв $I_{p \rightarrow n} \ll \ll I_{n \rightarrow p}$, $I_{обр} \approx I_{n \rightarrow p}$. Т. о., незначит. увеличение $U_{обр}$ приводит в Т. д. к резкому увеличению $I_{обр}$. Поэтому, в отличие от обычных диодов, у к-рых пробой наступает при $U \ll 0$, Т. д. за счет сильного внутр. электр. поля находится в состоянии «пробоя» уже при $U = 0$.

Когда к переходу приложено напряжение в прямом направлении $U_{пр}$, средняя энергия электронов в n -полупроводнике увеличивается на величину $eU_{пр}$ и $I_{p \rightarrow n} \gg I_{n \rightarrow p}$. Однако при этом туннельный ток (прямой) не возрастает неограниченно, как при обратном смещении, а достигает макс. значения $I_{макс}$ при $U_{пр} = U_1 = E_n/e = E_p/e$ (рис. 1, в). При этом $I_{p \rightarrow n} = I_{макс}$, а $I_{n \rightarrow p} = 0$. Дальнейшее увеличение $U_{пр}$ приводит к уменьшению области перекрытия зон от значения $E_p = E_n$ (рис. 1, в) до 0 (рис. 1, г). При этом уменьшается число электронов, способных совершить прямой туннельный переход из n в p , и при $U_{пр} = U_2 = (E_n + E_p)/e$ (рис. 1, г) ни один электрон

не сможет пройти сквозь барьер, т. к. для электронов *p*- и *n*-областей не остается разрешенных уровней энергии справа и слева от *p* — *n*-перехода.

В соответствии с приведенным качеством описанием вольтамперная характеристика Т. д. (рис. 2), в отличие от обычных диодов (пунктир на рис. 2), идет существенно круче при малых *U*_{пр} и *U*_{обр} и имеет падающий участок между *U*₁ и *U*₂. Величина тока *I* = *I*_{мин} при *U* = *U*₂ обусловлена гл. обр. высокой концентрацией примесей, при которой примесные уровни «размываются» в зоны, сливающиеся с основными зонами; *I*_{мин} возрастает за счет прямых и не прямых туннельных переходов из примесных зон, а *U*₂ увеличивается до значения $\sim (1/e)(E_n + E_p + E_d + E_a)$, где *E*_d и *E*_a — ширина донорной и акцепторной примесных зон.

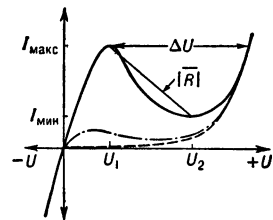


Рис. 2. Вольтамперные характеристики для обычного (тире), обращенного (точка-тире) и туннельного (сплошная линия) диодов.

При прямом смещении в Т. д., кроме туннельного тока, через *p* — *n*-переход будет также протекать и диффузионный ток *I*_д, связанный с инжекцией неосновных носителей и также дающий вклад в *I*_{мин}. Зависимость *I*_д от *U*_{пр} соответствует вольтамперной характеристике обычного диода и определяет характеристику Т. д. при *U*_{пр} > *U*₂ (рис. 2).

Если полупроводники вырождены неодинаково, т. е. *E*_n ≠ *E*_p, то

$$U_1 = (1/6) [2E_p - E_n + \sqrt{2(E_p + E_n)^2 + 4E_p E_n}].$$

Величина *I*_{макс} определяется вероятностью туннельного перехода:

$$D = \Phi(\mathcal{E}) \exp[-\alpha \sqrt{m^*} \Delta E^{3/2} / \mathcal{E}], \quad (1)$$

где $\Phi(\mathcal{E})$ — функция, слабо зависящая (по сравнению с экспоненциальным множителем) от напряженности поля в переходе \mathcal{E} ; *m*^{*} — эффективная масса электрона. При *U* = *U*₁ величина \mathcal{E} в основном обусловлена значением Φ_0 , т. к. $\Phi_0 \gg U_1$ и $\mathcal{E} \approx \Phi_0/d \approx \Delta E/ed$ (рис. 1). Для ступенчатого распределения примесей $d \sim \sqrt{\Delta E/n}$, где $n = N_a N_d / (N_a + N_d)$ — наз. приведенной концентрацией (*N*_a и *N*_d — концентрации акцепторов и доноров). Т. о.:

$$I_{\max} \sim D \sim \exp\left(-\beta \frac{\sqrt{m^*} \Delta E}{\sqrt{n}}\right), \quad (2)$$

где $\beta = \text{const}$, т. е. *I*_{макс} растет с увеличением *N*_a и *N*_d и с уменьшением *m*^{*} и ΔE . Однако с ростом *N*_a и *N*_d возрастает также и *I*_{мин}, поэтому оптимальное *n* определяется макс. значением отношения *I*_{макс}/*I*_{мин} (см. табл.).

Параметры Т. д. различных типов

Материал	<i>m</i> [*] / <i>m</i> ₀	ΔE в эв	<i>T</i> _{макс} °С	$\frac{I_{\max}}{I_{\min}}$	<i>n</i> <i>R</i> <i>C</i> сек	<i>U</i> ₁ мв	<i>U</i> ₂ мв	ΔU мв
Ge	0.1	0.72	300	20	$2 \cdot 10^{-10}$	50	250	450
Si	0.3	1.1	400	4	$2 \cdot 10^{-9}$	75	375	700
AsGa	$(4-6) \cdot 10^2$	1.35	600	60	10^{-10}	100	450	1000
InSb**	10^{-2}	0.3	29	10	$5 \cdot 10^{12}$	15	100	200
GaSb	$4 \cdot 10^{-2}$	0.67	300	20	10^{-10}	30	150	450

** Темп-ра, при к-рой пропадает падающий участок.
** Измерено при *T* = 77° К.

Р а з м а х вольтамперной характеристики ΔU (рис. 2) зависит от *I*_{макс} и *I*_д. С уменьшением $\Delta E I_{\max}$

и *I*_д растут, а ΔU уменьшается. Поэтому для изготовления Т. д. с большими ΔU и *I*_{макс} необходимо выбирать полупроводниковые материалы с малыми *m*^{*} и большими ΔE , чтобы произведение $\sqrt{m^*} \Delta E$ оставалось достаточно малым. С этой точки зрения наилучшим является AsGa (*m*^{*} = 0,04—0,06; $\Delta E = 1,35$ эв).

Среднее значение отрицательного сопротивления на падающем участке характеристики

$$|R| = (U_2 - U_1) / (I_{\max} - I_{\min})$$

(рис. 2) зависит от параметров материала и концентрации примесей (степени легирования):

$$|R| \approx U_2 / I_{\max} \sim 1 / I_{\max} \sim \exp \beta \frac{\sqrt{m^*} \Delta E}{\sqrt{n}}. \quad (3)$$

По своим частотным свойствам и быстродействию Т. д. более совершенны, чем обычные полупроводниковые диоды и триоды. Это связано гл. обр. с тем, что при туннельном эффекте электрон, покидая зону проводимости *n*-полупроводника, попадает в валентную зону *p*-полупроводника, т. е. становится дыркой (и наоборот). Т. о., ток через Т. д. связан с движением основных носителей и, следовательно, явления накопления и рассасывания неосновных носителей, ограничивающие частотные свойства обычных диодов и транзисторов, в Т. д. практически не имеют места вплоть до напряжения $\sim U_2$. Частотные свойства Т. д. определяются только величиной барьерной (зарядовой) емкости *p* — *n*-перехода *C* и сопротивлением потерь полупроводников и подводящих проводников.

Постоянная времени $|R|C$ однозначно связана с быстродействием и широкополосностью схем на Т. д. Чем меньше $|R|C$, тем более высокочастотным является данный Т. д. Для резкого *p* — *n*-перехода $C \sim \sqrt{n/\Delta E}$ и

$$C / I_{\max} \sim |R|C \sim \sqrt{n/\Delta E} \exp [\beta \sqrt{m^*} \Delta E / \sqrt{n}]. \quad (4)$$

Т. к. множитель перед экспонентой слабо зависит от *n*, то широкополосность и быстродействие схем с Т. д. возрастают с ростом степени легирования.

Темп-ра зависимость туннельного тока определяется зависимостью *E*_F и ΔE от темп-ры *T*, а также числом фононов, обуславливающих не прямые туннельные переходы. С ростом *T* первый фактор приводит к уменьшению туннельного тока, а второй и третий — к увеличению. Подбирая *N*_d и *N*_a, можно обеспечить постоянство *I*_{макс} в широком интервале темп-р.

При изготовлении Т. д. необходимо, чтобы *N*_d и *N*_a превышали концентрацию вырождения, а *d* было достаточно мало (10^{-6} см), т. е. переход должен быть резким. Для Ge и Si концентрация вырождения $\sim 2-5 \cdot 10^{19}$ см⁻³, для AsGa — $1-2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а для InSb — 10^{16} см⁻³. Такие переходы осуществляют в плавлении примесей и выращиванием переходов из газовой фазы (э п и т а к с и а л ь н ы й м е т о д).

Наличие отрицательного сопротивления позволяет применять Т. д. для усиления и генерации частоты, преобразования и детектирования малых сигналов (вплоть до сантиметровых волн) (см. Полупроводниковый усилитель, Полупроводниковый генератор). Наиболее перспективно применение Т. д. в импульсных схемах, в частности в вычислительной технике (см. Запоминающие устройства, Спускоская схема) за счет малых габаритов и быстродействия.

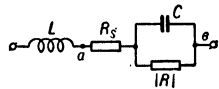


Рис. 3. Эквивалентная схема туннельного диода.

Эквивалентная схема Т. д. для малых переменных сигналов показана на рис. 3, где *L* — паразитная индуктивность патрона, *R*_s — сопротивление потерь, а *C* и $|R|$ — дифференциальная емкость и отрицательное сопротив-

ление в рабочей точке. Полное сопротивление Т. д.:

$$Z = R_s - \frac{|R|}{1 + (\omega RC)^2} + i\omega \left[L - \frac{R^2 C}{1 + (\omega RC)^2} \right]. \quad (5)$$

Из условия $\text{Re}Z = 0$ следует, что при $\omega > \omega_{\text{пр}} = (1/|R|C)\sqrt{|R|/R_s - 1}$. Т. д. перестает быть активным элементом (дифференциальное сопротивление между точками «а» «в» ≥ 0), а для $\omega \ll 1/|R|C$ дифференциальное сопротивление отрицательно и равно $|R| - R_s$.

Отсюда следует, что чрезмерное уменьшение $|R|$ (или увеличение $I_{\text{макс}}$) не имеет смысла, т. к. для хорошего Т. д. должно выполняться условие $|R| \geq 10R_s$. Для серийных Т. д. $10 < |R| < 100 \text{ ом}$. Можно изготовить Т. д. с $I_{\text{макс}}$ в неск. дес. а и $|R| \approx 0,1 \text{ ом}$, но при этом $C \sim 10^3 - 10^4 \text{ пф}$, и любая схема, в которую он будет включен, окажется неустойчивой.

Действительно, при коротком замыкании в схеме рис. 3 может возникнуть паразитная генерация. Частота собственных колебаний определяется из условия $\text{Im}Z = 0$ и равна: $\omega_r = \sqrt{1/LC - 1/(RC)^2}$.

Для обеспечения устойчивости необходимо, чтобы $\omega_r > \omega_{\text{пр}}$. Откуда следует условие: $L < |R|R_s C$. При $L = |R|R_s C$ в схеме возникнут колебания, близкие к гармоническим, а при $L > |R|R_s C$ — релаксационные.

В схемах усилителей на Т. д. во внешней цепи включается сопротивление нагрузки $R_n \leq |R|$ и условие устойчивости принимает вид: $L < R^2 C$. При $|R| = 50 \text{ м}$, $C = 10 \text{ пф}$, $L = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ гн}$, что сравнимо с паразитной индуктивностью монтажа. Поэтому основная трудность осуществления усилителей на Т. д. — паразитная генерация. У лучших высокочастотных Т. д. $L \sim 1 - 2 \cdot 10^{-10} \text{ гн}$.

Для питания схем с Т. д. необходим источник напряжения 100—300 мв с внутр. сопротивлением $R_i \ll |R|$. Применение батарей и аккумуляторов на напряжения $\sim 1,5 - 2 \text{ в}$ приводит к необходимости «гасить» излишек напряжения на балластном сопротивлении. Это делает схемы с Т. д. экономически эквивалентными схемам с транзисторами.

Одна из разновидностей Т. д. — обр а щ е н н ы й диод, к-рый имеет вольтамперную характеристику, совпадающую с характеристиками Т. д. при $U < 0$ и почти совпадающую с характеристикой обычного диода при $U > 0$ (рис. 2, точка — тире). В результате такой диод имеет большое внутр. сопротивление при $0 < U < 0,2 - 0,3 \text{ в}$ и малое при $U < 0$ (отсюда название «обращенный» диод).

Такая характеристика получается, когда полупроводники, образующие $p-n$ -переход, находятся на границе вырождения. В этом случае для $U < 0$ наблюдается резкое нарастание тока, обусловленное туннельным пробоем (как у Т. д.), а для $U > 0$ туннельный ток ничтожно мал и прямая ветвь характеристик, с небольшим «выбросом» вблизи U_1 ($I_{\text{макс}} \sim 50 \text{ мка}$), практически совпадает с характеристикой обычного диода.

Высокая крутизна характеристики при $U < 0$ позволяет применять обращенные диоды для фиксации и ограничения переменных сигналов с напряжением \sim неск. десятых в. Выпрямительные полупроводниковые диоды для этой цели непригодны, т. к. в этом интервале напряжения они почти не обладают вентильными свойствами.

Наиболее перспективно применение обращенных диодов для детектирования и преобразования малых ($\sim 1 \text{ мв}$) сигналов в СВЧ и миллиметровом диапазоне длин. волн. Это связано с тем, что обращенные диоды имеют существенно большую кривизну характеристики, а постоянная времени CR_s того же порядка, что у полупроводниковых диодов СВЧ.

Низкочастотное значение чувствительности по току β_0 у обращенного диода из $\text{Ge} \sim 32\sigma^{-1}$ вместо $\beta_0 = e/2kT = 20\sigma^{-1}$ для СВЧ диода. Кроме того, величина β_0 не зависит от темп-ры и соответствует $U_0 = 0$, т. е. при применении обращенного диода нет необходимости в дополнит. источнике смещения, а уровень шумов существенно уменьшается, т. к. ток смещения мал.

Лит.: 1) Туннельные диоды. Сб. [переводных] статей, М., 1961; 2) Б о н ч - Б р у е в и ч В. Л., К теории туннельного диода, «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 12, с. 2033. К. С. Ржевкин.

ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ — в простейшем случае состоит в том, что частица, первоначально локализованная по одну сторону *потенциального барьера* [области, где потенциальная энергия частицы $U(x)$ превышает ее полную энергию E], может с отличной от нуля вероятностью проникнуть через барьер и быть обнаруженной по другую его сторону. Т. э. — явление существенно квантовой природы, не имеющее аналога в классич. механике; оно лежит в основе многих важных процессов в атомной и ядерной физике. Т. э. объясняется в конечном счете *соотношением неопределенностей*. Классич. частица не может находиться внутри потенциального барьера, поскольку соотношение $E = p^2/2m + U(x)$ удовлетворяется в этом случае лишь при мнимых значениях импульса. В применении же к микрочастице эти соображения теряют силу, т. к. величины $U(x)$ и p не имеют одновременно определ. значений и могут отличаться от своих средних значений. Поэтому имеется отличная от нуля вероятность обнаружить микрочастицу внутри запрещенной, с точки зрения классич. физики, области. Аналогом Т. э. в волновой оптике может служить «просачивание» световой волны внутрь отражающей среды в условиях полного внутр. отражения.

Характеристикой одномерного Т. э. является т. н. коэфф. прозрачности потенциального барьера D , равный отношению потока прошедших через барьер частиц к падающему на барьер потоку. Выражению для D можно придать вид

$$D = D_0 \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} dx [2m(-E + U(x))]^{1/2} \right\}, \quad (1)$$

где $x_{1,2}$ — классич. точки поворота частицы (точки, где $U(x_{1,2}) = E$); D_0 — предэкспоненциальный множитель, вычисление к-рого требует полного решения квантовомеханич. задачи. При выполнении условия квазиклассичности, именно, если

$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{\hbar}{[2m(-E + U(x))]^{1/2}} \right\} \ll 1$$

всюду, кроме непосредственной окрестности точек поворота, величину D_0 можно заменить единицей; указанному условию отвечает малость D . Для прямоугольного потенциального барьера высоты U_0 и ширины a

$$D = \left[1 + \frac{(\hbar_1^2 + \hbar_2^2)^2}{4\hbar_1^2 \hbar_2^2} \text{sh}^2(ak_2) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $k_1 = \sqrt{2mE}/\hbar$, $k_2 = \sqrt{2m(U_0 - E)}/\hbar$.

В случае 3-мерного потенциального барьера, ограничивающего замкнутую область пространства, важной характеристикой Т. э. является вероятность w выхода частицы из этой области в единицу времени. Если этот барьер сферически симметричен, то w определяется соотношением

$$w_l = \nu D_0 \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} dr \times \left[2m \left(-E + U(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{r^2} \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

где l — орбитальный момент частицы; $r_{1,2}$ — радиальные точки поворота; ν — частота колебаний ча-

стицы внутри барьера (число ее подходов к барьеру в единицу времени); D_0 аналогично соответствующей величине в (1) и также может быть заменено единицей в квазиклассич. случае. В частности, для барьера, представляющего собой комбинацию прямоугольной потенциальной ямы глубины U_0 и ширины a и кулоновского потенциала отталкивания a/r при $r > a$ (так схематически описывается поле, действующее на вылетающую из ядра α -частицу), имеем для s -состояния в квазиклассич. случае ($a/\hbar v \gg 1$)

$$w \sim (v'/a) \exp(-2\pi a/\hbar v), \quad (4)$$

где $v = \sqrt{2E/m}$, $v' = \sqrt{2(E + U_0)/m}$. Возможность «просачивания» наружу частицы, первоначально находившейся внутри барьера, т. е. 3-мерный Т. э., приводит к тому, что уровни энергии частицы в потенциальной яме приобретают конечную ширину $\Gamma \sim \hbar w$, а соответствующие состояния превращаются из чисто стационарных в квазистационарные.

В более широком плане Т. э. означает возможность перехода системы микрочастиц из одного состояния в другое, если промежуточные состояния системы в классич. случае не могут осуществляться. Указанные состояния могут различаться при этом не только координатами частицы, но и любыми другими параметрами. И в этом случае вероятность соответствующего перехода системы экспоненциально мала при выполнении условия квазиклассичности, причем показатель экспоненты определяется мнимой частью классич. ф-ции действия, отвечающей указанному переходу. Пример — явление самопроизвольного деления нек-рых ядер. Как известно, классич. заряженная капля, вообще говоря, не может делиться без дополнит. притока энергии (энергии активации) извне. В квантовой механике этот процесс оказывается возможным, причем роль указанных выше параметров играют величины, описывающие форму ядра.

Т. э. лежит в основе таких явлений, как α -распад радиоактивных ядер, закономерности κ -рога, в частности зависимость вероятности распада от скорости α -частицы, можно понять только на основе туннельного механизма; холодная эмиссия электронов из металла; автоионизация атомов в сильном электрич. поле и др. Без Т. э. было бы невозможно протекание термоядерных реакций, поскольку за счет большой скорости ядер водорода преодолевается лишь часть потенциального кулоновского барьера, препятствующего возникновению этих реакций; остальная часть потенциального барьера преодолевается за счет Т. э. Т. э. в кристаллич. решетке объясняет миграцию валентных электронов в диэлектрике. В последнее время практич. значение Т. э. выросло в связи с созданием полупроводниковых туннельных диодов.

Лит.: 1) Б л о х и н ц е Д. И., Основы квантовой механики, М., 1961, гл. 16; 2) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, М., 1963 (Теор. физика, т. 3), гл. 3, 7. Д. А. И с р а ж е н и ц.

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФфуЗИЯ — распространение примесей в жидкости или газе благодаря их переносу турбулентными движениями среды. Различают Т. д. при мелкомасштабной и крупномасштабной турбулентности. Диффузию в поле мелкомасштабной турбулентности описывают по аналогии с молекулярной диффузией в анизотропной среде, считая, что диффузионный поток примеси есть линейная ф-ция от градиента ее осредненной концентрации s . При этом s удовлетворяет т. н. полуэмпирич. ур-нию Т. д. (выражающему закон сохранения количества примеси):

$$\frac{\partial s}{\partial t} + U \frac{\partial s}{\partial x} + V \frac{\partial s}{\partial y} + W \frac{\partial s}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial s}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial s}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial s}{\partial z},$$

где U, V, W — компоненты осредненной скорости течения; k_x, k_y, k_z — коэфф. Т. д. по осям x, y, z .

Наличие градиента осредненной скорости течения Γ приводит к резкому ускорению диффузионного расплывания облака примеси по направлению течения: если при $\Gamma = 0$ размер облака по направлению течения (принятому за ось x) растет со временем по закону $L \sim (2k_x t)^{1/2}$, то при $\Gamma \neq 0$ получается $L \sim (2/3 \Gamma^2 k_x t^3)^{1/2}$. Это приводит, в частности, к очень быстрому продольному расплыванию примеси в течениях по трубам, к-рое можно описать эффективным коэфф. продольной диффузии D ; при ламинарном течении в круглой трубе $D = R^2 U^2 / 48 \chi$ (где R — радиус трубы, U — средняя скорость течения в ней, χ — коэфф. молекулярной диффузии), а при турбулентном течении $D = 10,1 R v_*$ (где v_* — т. н. скорость трения).

Строгое описание Т. д. требует прослеживания за движением жидких частиц, т. е. использования лагранжева метода описания движений жидкости. При этом основной характеристикой Т. д. является дисперсия смещения x_i диффундирующей частицы за время t , определяемая ф-лой

$$\sigma_i^2(t) = \overline{u_i^2} \int_0^t \int_0^t R_{ii}(|\tau_1 - \tau_2|) d\tau_1 d\tau_2,$$

где $\overline{u_i^2}$ — средний квадрат флуктуаций скорости, $R_{ii}(\tau)$ — коэфф. корреляции между значениями i -й компоненты скорости частицы на интервале времени τ . Коэфф. Т. д. статистически определяются ф-лой $k_i = 1/2 d\sigma_i^2(t)/dt$.

В случае крупномасштабной турбулентности расстояние между двумя диффундирующими частицами растет со временем ускоряющимся образом, т. к. на его рост влияют преимущественно турбулентные вихри, размеры к-рых сравнимы с этим расстоянием. Если указанное расстояние принадлежит инерционному интервалу спектра масштабов (т. е. области, в к-рой статистич. режим движений не зависит ни от крупномасштабных особенностей потока, ни от действия молекулярных сил и полностью определяется действием сил инерции), то оно растет пропорционально $(\varepsilon t^3)^{1/2}$, где ε — скорость диссипации турбулентной энергии (в единице массы). Коэфф. Т. д. при этом имеет вид $k = k(L) \sim \varepsilon^{1/2} L^{4/3}$. Концентрация примеси, диффундирующей от мгновенного точечного источника, на нек-ром интервале времени должна иметь вид $s \sim (\varepsilon t)^{-m/2} / (r^2 / \varepsilon t^3)$, где r — расстояние от движущегося центра облака примеси, m (=2 или 3) — размерность пространства.

Лит.: Pasquill F., Atmospheric diffusion, L. — Toronto — N. Y., 1962. А. С. Монин.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ — происходящее в турбулентных потоках движение друг относительно друга т. н. турбулентных элементов — макроскопич. объемов жидкости, размеры к-рых не меньше, чем внутренний масштаб турбулентности η , напр., в нижних слоях атмосферы $\eta \sim 10^{-1}$ см (см. Турбулентность). Для описания Т. п. используются понятия о пути перемешивания — расстоянии, на к-рое может перемещаться турбулентный элемент, сохраняя свою индивидуальность. Это понятие — основа ряда полуэмпирич. теорий турбулентности. Лит.: Х и н ц е И. О., Турбулентность, пер. с англ., М., 1963.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ — форма течения жидкости или газа, при к-рой элементы жидкости совершают неупорядоченные, неустановившиеся движения по сложным траекториям, что приводит к интенсивному перемешиванию между слоями движущейся жидкости (см. Турбулентность, Турбулентность атмосферы, Турбулентное перемешивание). Наиболее детально изучены Т. т. в трубах, каналах, пограничных слоях около обтекаемых жидкостью или газом твердых тел, а также т. н. свободные Т. т. — струи, слеты за движущимися относительно жидкости или

газа твердыми телами и зоны перемешивания между потоками разной скорости, не разделенными к.-л. твердыми стенками. Т. т. отличаются от соответствующих ламинарных течений как своей сложной внутренней структурой, так и распределением осредненной скорости по сечению потока и интегральными характеристиками — зависимостью средней по сечению или максим. скорости, расхода, а также коэфф. сопротивления от Рейнольдса числа Re .

Профиль осредненной скорости Т. т. в трубах или каналах отличается от параболич. профиля соответствующего ламинарного течения более быстрым возрастанием скорости у стенок и меньшей кривизной в центр. части течения (рис. 2, ст. *Ламинарное течение*). За исключением тонкого слоя около стенки [толщиной $\delta_0 \sim 30\nu/v_*$, где ν — кинематич. коэфф. вязкости, $v_* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ — скорость трения, τ_w — напряжение трения на стенке, ρ — плотность жидкости] профиль скорости описывается логарифмич. законом (т. е. скорость линейно зависит от логарифма расстояния до стенки). Коэфф. сопротивления $\lambda = 8\tau_w/\rho U_{cp}^2 = 8(v/U_{cp})^2$ (где U_{cp} — скорость, средняя по сечению потока) связан с Re соотношением $\lambda^{-1/2} = (1/\kappa\sqrt{8}) \ln(\lambda^{1/2}Re) + B$, где κ и B — числовые постоянные, в случае труб с шероховатыми стенками при очень больших Re этот закон сопротивления нарушается и λ перестает зависеть от Re .

В отличие от ламинарных пограничных слоев, турбулентный пограничный слой обычно имеет отчетливую границу, беспорядочно колеблющуюся со временем (в пределах $0,4\delta - 1,2\delta$, где δ — расстояние от стенки, на к-ром осредненная скорость равна $0,99U$, а U — скорость вне пограничного слоя). Профиль осредненной скорости в пристенной части турбулентного пограничного слоя описывается логарифмич. законом, а во внешней части скорость растет с удалением от стенки быстрее, чем по логарифмич. закону. Зависимость λ от Re здесь имеет вид, аналогичный указанному выше.

Струи, следы и зоны перемешивания обладают прилизит. автоматодельностью: в каждом сечении $x = \text{const}$ любого из этих Т. т. на не слишком малых расстояниях x от начального сечения можно ввести такие масштабы длины и скорости $L(x)$ и $U(x)$, что безразмерные статистич. характеристики гидродинамич. полей (в частности, профили осредненной скорости), полученные при применении этих масштабов, будут одинаковыми во всех сечениях. При этом оказывается, что $L(x) \sim x^m$, $U(x) \sim x^{-n}$, $Re \sim x^{m-n}$, где показатели m и n для разных типов течений указаны в таблице:

	Трехмерная струя	Плоская струя	Трехмерный след	Плоский след	Зона перемешивания
m	1	1	$1/3$	$1/2$	1
n	1	$1/2$	$2/3$	$1/2$	0

В случае свободных Т. т. область пространства, занятая завихренным Т. т., в каждый момент времени имеет четкую, но очень неправильную по форме границу, вне к-рой течение потенциально. Зона перемежающейся турбулентности оказывается здесь значительно более широкой, чем в пограничных слоях: напр., в плоском турбулентном следе она занимает расстояния от оси от $0,4L(x)$ до $3,2L(x)$.

Лит.: 1) Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960; 2) Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости, под ред. С. Гольдштейна, пер. с англ., т. 1—2, М., 1948; 3) Лойцянский Л. Г., Аэродинамика пограничного слоя, М.—Л., 1941; 4) его же, Механика жидкости и газа, М., 1959; 5) Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1956; 6) Турбулентные течения и теплопередача. Сб. статей, пер. с англ., М., 1963. См. также лит. при ст. *Турбулентность*. А. С. Монин.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ — явление, наблюдаемое во многих течениях жидкостей и газов и заключающееся в том, что гидродинамич. и термодинамич. характеристики этих течений (скорость, темп-ра, давление, плотность) испытывают хаотические флуктуации и вследствие этого изменяются от точки к точке и с течением времени нерегулярно. Этим турбулентные течения отличаются от т. н. ламинарных течений, имеющих регулярный характер и способных изменяться во времени лишь в связи с изменением действующих сил или внешних условий. Течения жидкостей и газов в природе (движения воздуха в земной атмосфере, воды в реках и морях, газа в атмосферах Солнца и звезд и в межзвездных туманностях и т. п.) и в технич. устройствах (в трубах, каналах, струях, пограничных слоях около движущихся в жидкости или газе твердых тел, следов за такими телами и т. д.) в большинстве случаев оказываются турбулентными.

Благодаря большой интенсивности турбулентного перемешивания турбулентные течения обладают повышенной способностью к передаче импульса (и потому к повышенному силовому воздействию на обтекаемые твердые тела), передаче тепла и пассивных примесей (см. *Турбулентная диффузия*), ускоренному распространению химич. реакций (в частности, горения), способностью нести взвешенные частицы, рассеивать звуковые и электромагнитные волны и создавать флуктуации их амплитуд и фаз, в случае электропроводной жидкости — генерировать флуктуирующее магнитное поле и т. д.

Т. возникает при определенных условиях вследствие гидродинамич. неустойчивости ламинарных течений. Ламинарное течение теряет устойчивость и превращается в турбулентное, когда отношение сил инерции к силам вязкости, т. н. Рейнольдса число $Re = LU/\nu$, превзойдет нек-рое критич. значение $Re_{кр}$ (L и U — характерные масштабы длины и скорости в рассматриваемом течении, ν — кинематич. коэфф. вязкости). По эксперимент. данным, в прямых круглых трубах при наибольшей возможной степени возмущенности течения у входа в трубу $Re_{кр} \approx 2300$ (здесь L — диаметр трубы). Уменьшая степень начальной возмущенности течения, можно добиться затягивания ламинарного режима до значительно больших $Re_{кр}$, напр. в трубах до $Re_{кр} \approx 50\,000$. Аналогичные результаты получены для возникновения Т. в пограничном слое около поверхности обтекаемого жидкостью твердого тела; если за L принять расстояние x от передней кромки обтекаемого тела, то оказывается, что при $x < x_{кр}$ течение в пограничном слое ламинарно, а при $x > x_{кр}$ — турбулентно (причем $Re_{кр} \sim 3 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^5$; подробнее см. *Пограничный слой*). Математич. анализ устойчивости плоскопараллельных течений и эксперимент. данные показали, что турбулизация пограничного слоя есть результат разрастания бесконечно малых возмущений.

Возникновение Т. при обтекании твердых тел может проявляться не только в виде турбулизации пограничного слоя, но и в виде образования турбулентного следа за телом в результате отрыва пограничного слоя от его поверхности (обычно из-за тормозящего действия поперечного перепада давления во внешнем потоке). Турбулизация пограничного слоя до точки отрыва приводит к резкому уменьшению полного коэфф. сопротивления тела (см. *Кризис сопротивления*). Т. может возникать и вдали от твердых стенок, как при потере устойчивости поверхностей тангенциального разрыва скорости (т. н. неустойчивость Гельмгольца), напр., образующихся при отрыве пограничного слоя или являющихся границами затолщенной струи, или возникающей разрыва плот-

ности при ускоренном вытеснении тяжелой жидкости более легкой жидкостью (т. н. неустойчивость Тэйлора), так и при потере устойчивости непрерывной плотностной стратификации жидкости в поле тяжести (т. н. конвекция). Рэлей (Rayleigh) установил, что критерий возникновения термич. конвекции в слое жидкости толщиной h между двумя плоскостями с разностью темп-р δT имеет вид $Ra = g\beta h^3 \delta T / \nu \chi$, где g — ускорение силы тяжести, β — коэфф. теплового расширения жидкости, χ — ее коэфф. температуропроводности. Критич. число Рэля $Ra_{кр}$ имеет значение ок. 1100—1700, в зависимости от вида краевых условий; при $Ra \sim Ra_{кр}$ образуется стационарная «ячейчатая» конвекция, а T возникает уже при $Ra \sim 50\,000$.

Вследствие чрезвычайной нерегулярности гидродинамич. полей турбулентных течений применяется статистич. описание T : гидродинамич. поля трактуются как случайные ф-ции от точек пространства и времени, и изучаются распределения вероятностей для значений этих ф-ций на конечных наборах таких точек. Наибольший практич. интерес представляют простейшие характеристики этих распределений — средние значения и вторые моменты гидродинамич. полей, в том числе дисперсии компонент скорости $\overline{u_j^2}$ (где $u_j' = u_j - \bar{u}_j$ — пульсации скорости, а черточка наверху — символ осреднения); компоненты турбулентного потока импульса $\tau_{ji} = -\rho \overline{u_j' u_i'}$ (ρ — плотность)

и турбулентного потока тепла $q_j = c \rho \overline{u_j' T'}$ (c — удельная теплоемкость, T — темп-ра); корреляционные функции B_{ji} и структурные функции D_{ji} , определяемые ф-лами

$$B_{ji}(M_1, M_2) = \overline{u_j'(M_1) u_i'(M_2)}$$

$$D_{ji}(M_1, M_2) = [\overline{u_j(M_1) - u_j(M_2)}] [\overline{u_i(M_1) - u_i(M_2)}]$$

(где M_1, M_2 — две точки пространства — времени), характеризующие пространственно-временную статистич. связанность гидродинамич. полей.

При изучении T существен учет свойств симметрии, т. е. *инвариантности* распределений вероятностей относительно нек-рых групп преобразований пространственных координат и времени, допускаемых геометрией границ потока и характером внешних сил. В геометрически простейшем случае однородной и изотропной T , приближенно реализующейся, напр., в аэродинамич. трубах за помещенной в поток решеткой, распределения вероятностей инвариантны отосит. любых ортогональных преобразований пространственных координат. По идее А. Н. Колмогорова, большинство реальных турбулентных течений локально-однородно и локально-изотропно, т. е. распределения вероятностей для разностей значений гидродинамич. полей этих течений в достаточно близких точках пространства — времени инвариантны отосит. сдвигов начала отсчета на оси времени, галилеевских преобразований, вращений и отражений пространственных координат.

Гидродинамич. поля однородной T (и разности значений таких полей в случае локально-однородной T) допускают спектральное разложение в виде интегралов Фурье—Стилтьеса по нек-рым случайным мерам в пространстве волновых векторов k с некоррелированными значениями на непересекающихся множествах. В этом случае корреляционные ф-ции B_{ji} (и, соответственно, структурные ф-ции D_{ji}) зависят лишь от вектора $r = M_1 M_2$ и допускают по нему преобразования Фурье, образующие неотрицательно-определенную (т. н. спектральную) матрицу $f_{ji}(k)$. По спектр. тензору поля скорости $f_{ji}(k)$ определяется,

в частности, спектральная плотность энергии

$$E(k) = \frac{k^3}{2} \int \sum_{\alpha=1}^3 f_{\alpha\alpha}(k) d\Omega$$

($d\Omega$ — элемент поверхности единичной сферы в волновом пространстве), характеризующая распределение кинетич. энергии T по спектру волновых чисел.

Статистич. моменты гидродинамич. полей турбулентного потока должны удовлетворять нек-рым ур-ниям (вытекающим из ур-ний гидродинамики), простейшие из к-рых — т. н. ур-ния Рейнольдса, получаемые непосредственным осреднением ур-ний гидродинамики, в случае несжимаемой жидкости имеют вид

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \bar{u}_\alpha \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_\alpha} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\rho \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_\alpha} + \tau_{j\alpha} \right)$$

(по повторяющемуся индексу α предполагается суммирование от $\alpha = 1$ до $\alpha = 3$). Кроме осредненных скоростей \bar{u}_j и давления \bar{p} , эти ур-ния содержат новые неизвестные — т. н. напряжения Рейнольдса $\tau_{jl} = -\rho \overline{u_j' u_l'}$, и потому оказываются незамкнутыми. Эта трудность имеет общий характер: вследствие нелинейности ур-ний гидродинамики из них не удается получить замкнутой системы ур-ний для моментов неск. низших порядков. Точного решения возникающей проблемы замыкания ур-ний для моментов до сих пор не найдено, и используются различные приближенные методы. Один из них заключается в том, что четвертые моменты гидродинамич. полей выражаются через вторые по ф-лам вида

$$\overline{w_1 w_2 w_3 w_4} = \overline{w_1 w_2} \cdot \overline{w_3 w_4} + \overline{w_1 w_3} \cdot \overline{w_2 w_4} + \overline{w_1 w_4} \cdot \overline{w_2 w_3},$$

справедливым для многомерного нормального распределения вероятностей.

Основной вклад в передачу через турбулентную среду импульса и тепла вносят крупномасштабные компоненты T (масштабы к-рых сравнимы с масштабами течения в целом); поэтому их описание — основа расчетов сопротивления и теплообмена при обтекании твердых тел жидкостью или газом. Для этой цели построен ряд т. н. полуэмпирич. теорий T , в к-рых используется аналогия между турбулентным и молекулярным переносом, вводятся понятия пути перемешивания, интенсивности T , коэфф. турбулентной вязкости и теплопроводности и принимаются гипотезы о наличии линейных соотношений между тензором напряжений Рейнольдса и тензором средних скоростей деформации, турбулентным потоком тепла и средним градиентом темп-ры. Такова, напр., применяемая для плоскопараллельного осредненного движения ф-ла Буссинеска $\tau = A du/dy$ с коэфф. турбулентного перемешивания (турбулентной «вязкости») A , к-рый, в отличие от коэфф. молекулярной вязкости, уже не является физ. постоянной жидкости, а зависит от характера осредненного движения. На основании полуэмпирич. теории Прандтля можно принять $A = \rho l^2 |d\bar{u}/dy|$, где «путь перемешивания» l — турбулентный аналог длины свободного пробега молекул. Важное практич. значение приобрела детализация полуэмпирич. теорий T для ряда спец. течений (пограничные слои с продольным градиентом давления, с отсосом, с кипением, с магнитным управлением электропроводной жидкостью; T в жидких металлах и т. п.).

Большую роль в полуэмпирич. теориях играют нек-рые гипотезы подобия. В частности, они служат основой полуэмпирич. теорий T Кармана, по к-рой путь перемешивания в плоскопараллельном потоке имеет вид $l = -\kappa u' / u''$, где $u = u(y)$ — скорость течения, а κ — числовая постоянная, и полуэмпирич. теорий турбулентных струй. А. Н. Колмогоров предложил

использовать в полуэмпирич. теориях гипотезу подобия, по к-рой все скалярные характеристики Т. выражаются через ее интенсивность b и масштаб l (напр., скорость диссипации энергии $\epsilon \sim b^3/l$). Одним из важнейших достижений полуэмпирич. теории Т. является установление универсального (по числу Рейнольдса, при больших Re) логарифмич. закона для профиля скорости в трубах, каналах и пограничном слое

$$\bar{u}(y)/v_* = A \log(y/y_0) + B,$$

справедливого на таких расстояниях от стенки y , на к-рых турбулентное напряжение трения превалирует над ламинарным; здесь $v_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ (τ_w — напряжение трения на стенке), A и B — постоянные, а $y_0 = \nu/v_*$ в случае гладкой стенки и пропорционально геометр.ч. высоте бугорков шероховатости в случае шероховатой.

Мелкомасштабные компоненты Т. (масштабы к-рых малы по сравнению с масштабами течения в целом) вносят существенный вклад в ускорения жидких частиц и определяемую ими способность турбулентного потока нести взвешенные частицы, в относит. рассеяние частиц и дробление капель в потоке, в перемешивание турбулентных жидкостей, растяжение жидких линий и поверхностей в турбулентном потоке, генерацию магнитного поля в электропроводной жидкости, в спектр неоднородностей электронной плотности в ионосфере, во флуктуации параметров электромагнитных волн, в болтанку летательных аппаратов и т. д.

Описание мелкомасштабных компонент базируется на гипотезах А. Н. Колмогорова, основанных на представлении о каскадном процессе передачи энергии от крупномасштабных ко все более и более мелкомасштабным компонентам Т. Вследствие хаотичности и многокаскадности этого процесса при очень больших Re режим мелкомасштабных компонент оказывается статистически равновесным, пространственно-однородным, изотропным и квазистационарным и определяется наличием среднего притока энергии $\bar{\epsilon}$ от крупномасштабных компонент и равной ему средней диссипации энергии в области минимальных масштабов. По первой гипотезе А. Н. Колмогорова статистич. характеристики мелкомасштабных компонент определяются только двумя параметрами $\bar{\epsilon}$ и ν ; в частности, минимальный масштаб турбулентных неоднородностей $\lambda \sim (\nu^3/\bar{\epsilon})^{1/4}$ (в атмосфере $\lambda \sim 10^{-1}$ см). По второй гипотезе, при очень больших Re в мелкомасштабной области существует такой (т. н. инерционный) интервал масштабов, больших по сравнению с λ , в к-ром параметр ν оказывается несущественным, так что в этом интервале характеристики Т. определяются только одним параметром $\bar{\epsilon}$. В частности, в инерционном интервале значений $r = |\overline{M_1 M_2}|$ структурная ф-ция поля скорости имеет вид

$$D_{jl}(r) = C(\bar{\epsilon}r)^{2/3} \left(\delta_{jl} - \frac{1}{4} \frac{r_j r_l}{r^2} \right)$$

(т. н. «закон двух третей» А. Н. Колмогорова). Спектр плотности энергии Т. в инерционном интервале волновых чисел имеет вид $E(k) = C_1(\bar{\epsilon})^{2/3} k^{-5/3}$. Ф-ла $K(l) = C_2(\bar{\epsilon})^{1/3} l^{4/3}$ для коэфф. турбулентной диффузии облака примеси с масштабом l из инерционного интервала была установлена эмпирически.

Теория статистич. равновесия мелкомасштабных компонент Т. была использована для описания локальной структуры полей темп-ры, давления, ускорения, пассивных примесей. Существенным для геофизики (см. *Турбулентность атмосферы*) явилось обобщение этой теории на случай тяжелой стратифицированной среды с турбулентными флуктуациями

плотности, в к-ром к числу определяющих параметров добавляется параметр плавучести βg (β — коэфф. теплового расширения, g — ускорение силы тяжести). Выводы теории нашли подтверждение при измерениях структурных ф-ций и спектров в различных турбулентных течениях. В 1962 г. А. Н. Колмогоров и А. М. Обухов предложили уточнение теории статистич. равновесия путем учета флуктуаций поля диссипации энергии, статистич. свойства к-рых не универсальны: они могут быть разными в различных типах течений (и, в частности, могут зависеть от Re).

Лит.: 1) Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика, ч. 1, М., 1965, ч. 2, М., [1965]; 2) Хиндс И. О., Турбулентность, пер. с англ., М., 1963; 3) Таунсенд А. А., Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом, пер. с англ., М., 1959; 4) Бэтчелор Д. Ж. К., Теория однородной турбулентности, пер. с англ., М., 1955; 5) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика); 6) Линь Цзя-чэяо, Теория термодинамической устойчивости, пер. с англ., М., 1958; 7) Шлихтин Г., Возникновение турбулентности, пер. с нем., М., 1962; 8) Гидродинамическая неустойчивость. Сб. статей, пер. с англ., М., 1964; 9) Татарский В. И., Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере, М., 1959. А. С. Монин.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ АТМОСФЕРЫ играет большую роль во многих атмосферных процессах — обмене энергии между атмосферой и подстилающей поверхностью, диссипации кинетич. энергии, переносе тепла и влаги, испарении с земной поверхности и водоемов, диффузии атм. загрязнений, зарождении ветровых волн и ветровых течений в море, флуктуациях амплитуды и фазы распространяющихся в атмосфере звуковых, световых и радиоволн, рассеянии коротких радиоволн и т. д.

В отличие от турбулентности в искусственных каналах (в трубах, пограничных слоях, струях и т. п.), Т. а. обладает специфич. особенностями: 1) спектр масштабов турбулентных движений в атмосфере весьма широк — от неск. мм до тысяч км; 2) Т. а. развивается в полупространстве, ограниченном стенкой (к-рую часто можно считать плоской); 3) для развития мелкомасштабной Т. а. существенно влияние вертикальной стратификации атмосферы. Спектр масштабов Т. а. распадается на синоптич. область (или область макротурбулентности), в к-рой масштабы велики по сравнению с эффективной толщиной атмосферы $H \sim 10$ км, и потому турбулентные неоднородности квазидвумерны, и микрометеорологич. область, в к-рой масштабы малы по сравнению с H , и турбулентные неоднородности существенно трехмерны. В промежуточной (мезометеорологической) области сколько-нибудь интенсивная Т. а. редка.

Макротурбулентность черпает энергию из крупномасштабных неоднородностей притока тепла к атмосфере от подстилающей поверхности, а затрачивает энергию гл. обр. на генерацию микротурбулентности, к-рая возникает вследствие гидродинамич. неустойчивости вертикальных неоднородностей поля ветра. Неустойчивая стратификация воздуха служит для микротурбулентности источником энергии, а устойчивая стратификация — стоком; в первом случае турбулентность оказывается весьма интенсивной, во втором, наоборот, слабой.

Свойства микротурбулентности наиболее просты в приземном слое воздуха толщиной в неск. десятков м, в к-ром вертикальные турбулентные потоки импульса τ и тепла q можно считать не меняющимися с высотой. Т. а. в приземном слое при условиях квазистационарности и горизонтальной однородности описывается теорией подобия, по к-рой, кроме расстояния от стенки z и «скорости трения» $v_* = (\tau/\rho)^{1/2}$, определяющих турбулентность в однородной среде, все характеристики не слишком мелкомасштабной турбулентности могут зависеть еще лишь от параметра плавучести g/T_0 и величины $q/c_p \rho$, где g — ускорение силы тя-

жести, T_0 — средняя темп-ра приземного слоя воздуха, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность воздуха. На основании этого можно составить след. масштабы: длины $L = c_p \rho T_0 v_*^2 / g q$, времени $t = L / v_*$, темп-ры $T = q / c_p \rho v_*$. Одноточечные характеристики турбулентности, измеренные этими масштабами, должны быть универсальными ф-циями от безразмерной высоты z/L (или от числа Ричардсона $Ri = \frac{g}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^{-2}$, являющегося ф-цией от z/L ; здесь u и T — скорость ветра и темп-ра). Предсказания теории подобия находят неплохое подтверждение в многочисленных эксперимент. данных.

Лит.: 1) Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидродинамика, ч. 1, М., 1965; 2) Lumley J. L., Panofsky H. A., The structure of atmospheric turbulence, N. Y., 1964.

ТУРМАЛИН — минерал сложного состава (Na, Ca) (RAI)₆ [Si₆Al₃B₃ (O, OH)₃₀], где R = Mg, Fe, Mn, Cr, Li; хим. состав непостоянен из-за изоморфизма. Встречается в природе в виде игольчатых или столбчатых кристаллов тригональной симметрии. Цвет зеленый, розовый, красный, вплоть до черного (зависит от состава), блеск стеклянный. Плотность 2,9—3,22 г/см³. Твердость по Моосу 7,0—7,5, $t_{пл}$ 1012—1102° С. Пространств. гр. симметрии $C_{3v} - R\bar{3}m$; параметры решетки: $a = 15,95 \text{ \AA}$, $c = 7,24 \text{ \AA}$, элементарная ячейка содержит 3 структурные единицы. Основа структуры — двухэтажные кольца из 12 кремнекислородных тетраэдров; верхний этаж заселен атомами Si (с заменой прилб. каждого 6-го на Al), тетраэдры нижнего этажа заселены совместно атомами Al и B (в соотношении 3,5 : 2,5). Алюмо-боро-кислородные кольца связаны между собой ионами Al³⁺, Mg²⁺ или Fe²⁺, находящимися в шестерной координации, а также ионами Ca²⁺ и Na⁺. Геометрич. полярность структуры определяет ее электр. поляризацию и резко выраженные пьезоэлектрич. свойства кристаллов (*пьезоэлектричество* и *пьезоэлектричество*) [2]. Т. оптически одноосный, отрицат. кристалл; показатели преломления меняются в зависимости от состава: $N_g = 1,635—1,692$, $N_p = 1,615—1,657$; дву-преломление $N_g - N_p = 0,015—0,040$; сильный плеохроизм кристаллов — до полного поглощения обыкновенных лучей. Кристаллы Т. могут быть синтезированы из гидротермальных растворов.

Лит.: 1) Бетехтин А. Г., Курс минералогии, 3 изд., М., 1961; 2) Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952; 3) Богуславский С. А., Избранные труды по физике, М., 1961, с. 105.

ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — уменьшение выхода люминесценции за счет безызлучательных переходов из возбужденных состояний в нормальное. При молекулярной люминесценции, согласно С. И. Вавилову [1], различают: Т. л. 1-го рода, происходящее за время, много меньшее времени возбужденного состояния, и Т. л. 2-го рода, когда тушение происходит за время, сравнимое со временем возбужденного состояния. В простейшем случае, если вероятность тушения постоянна в течение всего времени возбужденного состояния, среднее время жизни возбужденного состояния τ и выход люминесценции V пропорциональны друг другу, причем $1/\tau = 1/\tau_0 + q$, $V = B_0 \tau/\tau_0$, где q — вероятность тушения (в сек⁻¹), B_0 — выход и τ_0 — время жизни в отсутствие тушения. Причиной Т. л. могут быть безызлучательные переходы в самой люминесцирующей молекуле, напр. переходы в триплетное состояние с последующей люминесценцией с другим спектром или безызлучательным переходом в основное состояние, а также передача энергии возбужденных молекул молекулам постороннего вещества-тушителя. В жидких растворах Т. л. посторонними тушителями увеличивается с уменьшением вязкости,

облегчающим диффузионное сближение возбужденной и тушащей молекул. Теория диффузионного Т. л., подтверждаемая опытом, показывает, что q зависит от времени и поэтому закон затухания люминесценции становится неэкспоненциальным, а выход люминесценции уменьшается в результате Т. л. сильнее, чем τ [2]. Наиболее действительны тушители, имеющие значительное поглощение в спектр. области люминесценции. В этом случае Т. л. определяется индуктивно-резонансным переносом энергии (см. *Миграция энергии*). Типичными тушителями люминесценции растворов служат J⁻ и др. неорганич. ионы, а также многие органич. вещества (напр., анилин, резорцин, CCl₄ и др.). Причина Т. л. при увеличении концентрации в растворе самого люминесцирующего вещества (концентрационное Т. л., или самотушение) в большинстве случаев состоит в ассоциации молекул и переносе энергии к нелюминесцирующим димерам [3].

При *рекомбинационной люминесценции* кристаллов Т. л. наз. внутренним, если оно происходит вследствие безызлучательных переходов в *центрах люминесценции*, и внешним, когда Т. л. обусловлено безызлучательной рекомбинацией носителей заряда с центрами [4]. Темп-рое Т. л. *кристаллофосфоров* часто бывает внешним. Внешнее Т. л. наблюдается также при введении ряда примесей, образующих «центры тушения», на к-рых происходит безызлучательная рекомбинация.

Лит.: 1) Вавилов С. И., Выход и длительность флуоресценции, «ДАН СССР», 1936, т. 3, № 6, с. 271; его же, Собр. сочинений, т. 1, М., 1954, с. 424; 2) Шевшиков В. И. и др., О зависимости тушения флуоресценции посторонними веществами от вязкости раствора, «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 14, с. 45; 3) Левшин В. Л., Концентрационное тушение люминесценции, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1963, т. 27, № 4, с. 540; 4) Фок М. В., Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров, М., 1964.

ТЬЮРИНГА МАШИНА — одна из наиболее наглядных умозрительных схем потенциально осуществимой вычислит. процедуры, предложенная Тьюрингом (А. М. Turing) в 1936 г.

Т. м. состоит из бесконечной одномерной ленты, разделенной на ячейки, считывающей и записывающей головки и управляющего устройства. В каждой ячейке ленты может быть записан один символ s_i из конечного алфавита $\{s_0, s_1, \dots, s_n\}$, где s_0 — «пустой» символ (ячейка, в к-рой он записан, наз. пустой). Считывающая и записывающая головка располагается против одной из ячеек ленты и по команде управляющего устройства может стереть записанный в этой ячейке символ s_i и записать новый символ s_j (возможно $s_i = s_j$). По др. команде управляющего устройства головка может переместиться по ленте на одну ячейку вправо (П), влево (Л) или остаться на месте (С).

Управляющее устройство имеет конечное число $m + 1$ внутренних состояний q_0, q_1, \dots, q_m , один вход и два выхода и работает в дискретные моменты времени $t = 0, 1, 2, \dots, p, \dots$. Входом управляющего устройства являются считываемые головкой с ленты символы s_i , а выходами — команды на действия головки: какой символ s_j головка должна записать в ячейке и куда передвинуться. Работает управляющее устройство след. образом. Выходной символ s_j в момент времени p однозначно определяется входным символом s_i и состоянием управляющего устройства q_i в тот же момент. Выходной символ из алфавита $\{П, Л, С\}$ (куда сдвигаться) также однозначно определяется q_i и s_i в момент p . Состояние q_{p+1} , в к-рое переходит управляющее устройство в следующий момент $p + 1$, однозначно определяется состоянием q_i и входом s_i в момент p . Т. о., управляющее устройство является последовательной машиной (см. *Конечный автомат*) с двумя выходными преобразователями, и его работа может быть описана тремя таблицами: таб-

лицей конечного автомата и двумя таблицами преобразователей. При описании Т. м. эти таблицы принято совмещать в одну основную таблицу. Пример основной таблицы:

	s_0	s_1	s_2
q_0	q_0s_0C	q_0s_1C	q_0s_2C
q_1	q_1s_2I	$q_2s_0\Pi$	q_0s_1C
q_2	q_2s_1C	$q_1s_2\Pi$	q_2s_0I

Если, напр., машина (см. табл.) в данный момент находится в состоянии q_2 и воспринимает с l -й ячейки ленты символ s_1 , то в эту ячейку вместо s_1 будет вписан символ s_2 , управляющее устройство перейдет в состояние q_1 , а головка сдвинется вправо и станет против $(l + 1)$ -й ячейки. Если, далее, в $(l + 1)$ -й ячейке вписан символ s_0 , то машина напечатает в ней s_2 и сдвинется влево, оставаясь в состоянии q_1 , и т. д. Состояние q_0 — состояние покоя: попав в q_0 , машина останавливается. Состояний покоя может быть несколько. Состояние q_1 обычно принимается за начальное.

Пусть в качестве начальной информации U на ленте записана любая конечная система символов s (т. е. любое слово в алфавите $\{s_0, s_1, \dots, s_m\}$). Возможны два случая. 1) После конечного числа тактов машина останавливается, и совокупность символов s на ленте после остановки изображает нек-рую информацию V . В этом случае машина применима к U и перерабатывает ее в V . 2) Остановка не наступает — машина не применима к U .

Т. м. решает нек-рый класс задач, если она всегда применима к информации, изображающей в нек-ром коде условия любой задачи из этого класса, и перерабатывает ее в информацию, изображающую в том же коде решение задачи.

Основная гипотеза теории алгоритмов: всякий алгоритм может быть задан посредством тьюринговой функциональной схемы и реализован на соответствующей Т. м. В соответствии с этой гипотезой доказательство алгоритмич. разрешимости или неразрешимости любой проблемы сводится к доказательству существования или несуществования Т. м., решающей соответствующий класс задач.

Хотя Т. м. появилась как математич. абстракция, впоследствии оказалось, что это понятие является естественным обобщением понятий «конечный автомат» и «последовательная машина», к-рые, в свою очередь, обобщают понятие «релейная система». Введение Т. м. позволило придать технич. аспект теории алгоритмов и способствовало постановке задачи о классификации вычислит. алгоритмов по сложности, к-рая стала весьма актуальной в связи с развитием вычислит. машин.

Лит.: 1) Клини С. К., Введение в метаматематику, пер. с англ., М., 1957, гл. 13, с. 317—38; 2) Успенский В. А., Лекции о вычислимых функциях, М., 1960, §14, с. 401—75; 3) Айзерман М. А. [и др.], Логика. Автоматы. Алгоритмы, М., 1963, гл. 13, с. 496—523.

Л. А. Гусев.

ТЭТА-ФУНКЦИЯ — 1) Операторная ступенчатая ϕ -ция (Хевисайда ϕ -ция), определяемая как

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Обычно используется для математич. выражения того факта, что нек-рая ϕ -ция $\Phi(x_i)$ совпадает с заданной ϕ -цией $\phi(x_i)$ в области $x_i \in D$, а в остальной области тождественно равна нулю. Так, напр., если D в одномерном случае есть область $a < x < b$, то $\Phi(x) = \phi(x) \Theta(x-a) \Theta(b-x)$. Производная $\frac{d}{dx} \Theta(x)$ равна

дельта-функции: $d\Theta(x)/dx = \delta(x)$, поэтому $\int_a^b f(x)d\Theta(x) =$

$= f(0)$ при $a < 0 < b$. Интегральное представление Т.- ϕ .:

$$\Theta(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0+} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} [e^{ixt}/(t - i\varepsilon)] dt.$$

Т.- ϕ . можно определить и как предел нек-рых непрерывных ϕ -ций по параметру. Напр.,

$$\Theta(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0+} \left[\frac{1}{\pi} \arctg \frac{x}{\varepsilon} + \frac{1}{2} \right]$$

или

$$\Theta(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0+} (e^{-x/\varepsilon} + 1)^{-1}.$$

В последнем примере предельный переход аналогичен переходу, осуществляемому в Ферми — Дирака статистике для распределения частиц в случае, когда темп-ра стремится к абс. нулю (полное вырождение).

Лит.: 1) Диткин В. А., Прудников А. П., Интегральные преобразования и операционное исчисление, М., 1961; 2) Иваненко Д., Соколов А., Классическая теория поля, М., 1951.

2) Любая из целых ϕ -ций, определяемых с помощью рядов вида:

$$\phi_1(z, q) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n q^{(n+1/2)^2} \sin(2n+1)z,$$

$$\phi_2(z, q) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} q^{(n+1/2)^2} \cos(2n+1)z,$$

$$\phi_3(z, q) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} q^{n^2} \cos 2nz,$$

$$\phi_4(z, q) = \phi(z, q) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n q^{n^2} \cos 2nz,$$

где $|q| < 1$. Ряды Т.- ϕ . очень быстро сходятся, поэтому Т.- ϕ . удобны для получения численного результата (особенно в задачах, связанных с эллиптическими функциями, к-рые могут быть выражены через отношения Т.- ϕ .). Т.- ϕ . удовлетворяют дифференциальному уравнению в частных производных:

$$\frac{1}{4} \pi i \frac{\partial^2 \phi_k}{\partial z^2} + \frac{\partial \phi_k}{\partial \tau} = 0,$$

где $\tau = \ln q / i\pi$.

$\phi_1(z, q)$ — нечетная ϕ -ция от z , а остальные — четные. При прибавлении π к аргументу z эти ϕ -ции умножаются соответственно на $-1, -1, 1, 1$, а при прибавлении $\pi\tau > 0$ умножаются на $-k, k, k, -k$, где $k = q^{-1}e^{-2iz}$. Теория Т.- ϕ . была развита Якоби в 1829 г.

Лит.: 1) Ахиезер Н. И., Элементы теории эллиптических функций, М.—Л., 1948; 2) Уиттекер Э. Т., Ватсон Д. ж. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., 2 изд., ч. 1—2, М., 1963.

И. М. Дремин.

ТЯГОТЕНИЕ. Т. в нерелятивистской классической физике — действующая между любыми телами сила притяжения, определяемая массами тел. В нерелятивистской физике Т. описывается законом тяготения Ньютона, согласно к-рому сила Т., действующая со стороны тела b на тело a , равна для точечных тел

$$F_a = -km_a m_b / r^3. \quad (1)$$

В этой ϕ -ле r — радиус-вектор из точки b в точку a , m_a и m_b — массы тел; коэфф. k не зависит от свойств тел и является универсальной гравитационной постоянной, значение к-рой определяется экспериментально и равно $6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2}$. Ф-лу (1) можно также переписать в виде

$$F_a = -m_a \text{ grad } \phi, \quad (2)$$

где $\varphi = -km_b/r$ — потенциал поля Т. — гравитационного поля, создаваемого телом b ; — grad φ можно рассматривать как напряженность гравитационного поля. Имеет место принцип суперпозиции: потенциал поля, создаваемого неск. телами, равен сумме потенциалов, создаваемых каждым из тел. Это вместе с (2) приводит к тому, что массы, распределенные с плотностью $\rho(r)$, создают поле, подчиняющееся ур-нию Пуассона

$$\Delta\varphi = 4\pi k\rho, \quad (3)$$

аналогичному соответствующему ур-нию для электростатич. потенциала. Потенциал вне распределенных центрально-симметрич. образом масс совпадает с потенциалом точечного тела, помещенного в центре, с массой, равной сумме всех масс.

Ускорение, приобретаемое телом в заданном гравитационном поле, равно

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m} = -\text{grad } \varphi. \quad (4)$$

Оно не зависит от массы и др. свойств тела: все тела в данном гравитационном поле движутся с одинаковым ускорением. Этот факт был проверен на опыте Ньютоном, а затем с большей точностью Этвешем.

Т. — одно из важнейших явлений природы, причем роль его возрастает при переходе к объектам большего масштаба. Гравитационная сила, действующая между двумя электронами, ничтожна — она примерно в $5 \cdot 10^{42}$ раз меньше силы их электростатич. отталкивания. Гравитационные силы между обычными макроскопич. телами (скажем, с массами порядка килограммов) также довольно малы, хотя и могут быть измерены в лабораторных условиях. Между тем гравитационное взаимодействие таких тел с Землей (земное Т.) велико и играет важную роль в технике. Точные измерения гравитационного поля Земли дают сведения о распределении масс в земной коре и служат одним из способов разведки полезных ископаемых (см. *Гравиметрия*). Что касается астрономич. объектов, то для их движения гравитационные силы играют определяющую роль. Электростатические же, напр., силы в таких масштабах, как правило, ничтожны. Это объясняется тем, что существуют электрич. заряды обоих знаков и тела макроскопич. размеров в целом практически электронеутральны. Масса же, играющая роль гравитационного заряда, всегда положительна.

На законе тяготения Ньютона основана небесная механика, предметом к-рой является вычисление движений астрономич. объектов (звезд, планет, комет и т. п.). В частности, для движения двух тел, взаимодействующих по закону Ньютона, справедливы *Кеплера законы*. Сравнение вычислений с наблюдениями показало высокую точность ньютоновского закона Т. Вместе с тем были обнаружены небольшие отклонения, к-рые объясняются более общей теорией тяготения Эйнштейна.

Теория тяготения Эйнштейна — общая теория относительности. Закон Ньютона (1) не может быть непосредственно перенесен в *относительности теорию*, поскольку в последней всякое взаимодействие может распространяться лишь с конечной скоростью, не превышающей скорости света в пустоте. Между тем, согласно (1), при изменении положения одного из тел мгновенно меняется сила, действующая на второе тело, так что (1) описывает взаимодействие, распространяющееся с бесконечной скоростью.

Для построения релятивистской, т. е. основанной на теории относительности, теории Т. оказался существенным «принцип эквивалентности», устанавливающий аналогию между движением тел в гравитационном поле и свободным движением тел, наблюдаемым в неинерциальной системе отсчета. Ускорение

всех тел в данном гравитационном поле одинаково. С др. стороны, ускорение свободно движущегося тела в неинерциальной системе отсчета равно просто ускорению этой системы по отношению к инерциальной системе, а потому, очевидно, также одинаково для всех тел. Поэтому невозможно отличить движение тел в неинерциальной системе отсчета от их движения в поле Т. В частности, все явления в системе отсчета, связанной со свободно движущимся в поле Т. телом, происходят так, как если бы поля Т. не было (пример — невесомость предметов в кабине космич. корабля). Такое исключение гравитационного поля можно произвести лишь в нек-ром малом участке пространства. Никаким выбором системы отсчета нельзя исключить во всем пространстве реальное поле Т., создаваемое каким-либо телом. Т. о., эквивалентность гравитационного поля и неинерциальности системы отсчета носит лишь локальный и приближ. характер.

Эквивалентность (в указанном смысле) поля Т. и неинерциальности системы отсчета означает, что и математич. описание явлений в таких системах и в поле Т. также должно быть одинаковым. Это позволяет строить теорию Т., обобщая теорию относительности на неинерциальные системы отсчета (отсюда название — «общая теория относительности»). Такая теория была построена А. Эйнштейном в 1915 г.

Математический аппарат теории тяготения Эйнштейна. Матричный тензор. Основой математич. аппарата специальной теории относительности является инвариантность по отношению к преобразованиям Лоренца квадрата интервала ds^2 [см. *Относительности теория*, ϕ -ла (19)]:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - (cdt)^2 = (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 - (dx^0)^2 \quad (5)$$

$$(x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z, x^0 = ct).$$

Это выражение можно компактно записать в виде

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (6)$$

где по i, k (как и всегда в дальнейшем по повторяющимся дважды индексам) подразумевается суммирование от 0 до 3, а g_{ik} — т. н. *метрический тензор*, компоненты к-рого в любой инерциальной системе отсчета в декартовой системе пространств. координат равны:

$$g_{00} = -1, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1, \quad (7)$$

а остальные компоненты равны нулю. Такой вид тензора g_{ik} наз. *галилеевским*. Переход к неинерциальной системе координат, связанной с произвольным образом движущейся системой, означает введение вместо четырехмерных координат x^i новых координат x'^i , связанных со старыми через произвольные ϕ -ции f^i :

$$x'^i = f^i(x^i). \quad (8)$$

В этом случае

$$dx^i = \frac{\partial x^i}{\partial x'^l} dx'^l, \quad (9)$$

так что в новой системе координат

$$ds^2 = g'_{ik} dx'^i dx'^k, \quad (10)$$

где

$$g'_{ik} = g_{lm} \frac{\partial x^l}{\partial x'^i} \frac{\partial x^m}{\partial x'^k} \quad (11)$$

— метрич. тензор в новой неинерциальной системе отсчета. Он теперь уже не имеет вида (7), и его компоненты зависят от x'^i . Основное положение теории тяготения Эйнштейна состоит в том, что и при наличии истинного гравитационного поля, создаваемого телами, интервал имеет вид (10). При этом компо-

ненты симметричного метрич. тензора g_{ik} являются ϕ -циями, удовлетворяющими ур-ниям гравитационного поля, и не сводятся к (7). Тем самым находит формальное выражение принцип эквивалентности: силы, возникающие из-за неинерциальности системы отсчета, рассматриваются как специальный случай поля Т., а именно такой случай, когда преобразованием координат можно во всем пространстве привести g_{ik} к галилеевскому виду (7). Если рассматривать x' как координаты в четырехмерном пространстве-времени, то инвариант ds геометрически есть элемент длины в этом пространстве. Метрич. тензор определяет, т. о., геометрич. свойства пространства-времени. Если этот тензор можно привести к галилеевскому виду (истинное поле Т. отсутствует), то пространство является плоским, евклидовым (или точнее псевдоевклидовым, т. к. $g_{00} = -1$, а не $+1$). Если же такое приведение во всем четырехмерном пространстве невозможно, то пространство является искривленным, неевклидовым, римановым. Эта терминология заимствована из теории поверхностей в обычном пространстве. Напр., элемент длины на такой искривленной поверхности как сфера имеет вид

$$d^2 = R^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2),$$

и его нельзя привести к евклидовому виду $dx^2 + dy^2$. Теория Эйнштейна объяснила, т. о., физ. сущность Т. Она выражается в изменении геометрич. свойств, в искривлении 4-мерного пространства-времени около создающих поле тел. Поле Т. в теории Эйнштейна в заданной системе отсчета описывается не одним потенциалом ϕ , а 10 компонентами g_{ik} . Однако соответствующим преобразованием системы отсчета можно всегда сделать 4 [по числу произвольных ϕ -ций в законе преобразования (8)] из компонент g_{ik} равными нек-рым наперед заданным ϕ -циям. Т. о., независимыми являются лишь 6 из компонент g_{ik} . Геометрия трехмерного пространства в поле Т. также, вообще говоря, оказывается неевклидовой, так что, напр., отношение длины окружности к диаметру не равно π и в зависимости от времени поле зависит от времени.

Общая теория относительности, разумеется, позволяет описывать физ. явления в любой неинерциальной системе отсчета. Однако разные системы не являются физически эквивалентными, поскольку метрич. тензор g_{ik} , а следовательно, и конкретный вид физ. законов меняют свой вид при переходе от одной системы к другой. Напротив, во всех инерциальных системах отсчета в специальной теории относительности g_{ik} имеет один и тот же вид (7), что выражает полную равноправность этих систем.

Четырехмерные векторы. Обобщением понятия 4-вектора в теории Т. является контрвариантный 4-вектор A^i — совокупность величин, преобразующихся при преобразовании координат по закону

$$A^i = \frac{\partial x^i}{\partial x'^l} A'^l, \quad (12)$$

т. е. как величины dx^i , к-рые в совокупности являются примером такого вектора. При этом коэффициенты преобразования не постоянны, как в случае преобразования Лоренца, а зависят от 4-мерных координат. Каждый вектор можно представить в и др. виде, вводя его ковариантные компоненты A_i путем «опускания» индекса с помощью метрич. тензора

$$A_i = g_{ik} A^k. \quad (13)$$

Напр., с помощью ковариантных компонент dx_i квадрат интервала можно записать в виде $ds^2 = dx^i dx_i$. Аналогично определяются тензоры 2-го и более высокого ранга, компоненты к-рых преобразуются как произведения компонент вектора. Напр.,

тензор энергии-импульса можно представить в контрвариантном T^{ik} , ковариантном T_{ik} и смешанном T^i_k виде (преобразуется соответственно как $A^i A^k$, $A_i A_k$ и $A^i A_k$).

К о в а р и а н т н о е д и ф ф е р е н ц и р о в а н и е. Поскольку коэффициенты в законе преобразования (12) зависят от x^i , дифференциалы и производные по x^i от 4-векторов и тензоров не являются тензорами, т. е. не преобразуются по (12). Физ. причину этого легко понять, обратившись к частному случаю криволинейных координат в евклидовом пространстве. В этом случае ясно, что при переходе из одной точки четырехмерного пространства в другую, бесконечно близкую точку компоненты тензоров изменяются не только из-за изменения в пространстве описываемой этим тензором физ. величины, но и из-за того, что в разных точках пространства различные координатные оси, на к-рые проецируются компоненты тензора (и масштабы на этих осях). Поэтому для того, чтобы выделить из дифференциала вектора часть, преобразующуюся по векторному закону, необходимо вычесть из dA^i то изменение A^i , к-рое связано с изменением координатных осей при смещении в пространстве на dx^i , или, как говорят, изменение A^i при его параллельном переносе из точки x^i в точку $x^i + dx^i$, поскольку при параллельном переносе вектора его компоненты, очевидно, меняются только за счет изменения координатных осей. Изменение A^i при параллельном переносе в общем случае произвольного риманового неевклидова пространства можно записать в виде

$$- \Gamma^i_{kl} A^k dx^l, \quad (14)$$

где $\Gamma^i_{kl} = \Gamma^i_{lk}$ — нек-рые ϕ -ции координат, называемые символами Кристоффеля. Вычитая (14) из dA^i , получаем ковариантный дифференциал DA^i , преобразующийся как вектор,

$$DA^i = \left(\frac{\partial A^i}{\partial x^l} + \Gamma^i_{kl} A^k \right) dx^l. \quad (15)$$

Тензор

$$A^i_{;l} = \frac{\partial A^i}{\partial x^l} + \Gamma^i_{kl} A^k$$

наз. ковариантной производной вектора A^i . Аналогично определяются ковариантные производные тензоров. Напр., ковариантная производная смешанного тензора T^i_k есть

$$T^i_{k;l} = \frac{\partial T^i_k}{\partial x^l} - \Gamma^m_{kl} T^i_m + \Gamma^i_{ml} T^m_k.$$

При параллельном переносе вектора его квадрат $g_{ik} A^i A^k$ не меняется. Это условие позволяет выразить Γ^i_{kl} через метрич. тензор:

$$\Gamma^i_{kl} = \frac{1}{2} g^{im} \left(\frac{\partial g_{mk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right)$$

(g^{ik} — контрвариантный метрич. тензор, обратный тензору g_{ik} , т. е. такой, что $g^{ik} g_{kl} = \delta^i_j$).

У р а в н е н и я д в и ж е н и я т е л в п о л е Т. Все дифференциальные ур-ния специальной теории относительности можно обобщить на случай наличия гравитационного поля, заменив обычные производные и дифференциалы на ковариантные. Так, ур-ние движения в поле Т. получаем из ур-ния свободного движения $du^i/d\tau = 0$ [см. *Относительности теория*, ϕ -ла (27)], заменяя du^i на Du^i , согласно (15). Т. о., имеем:

$$\frac{du^i}{d\tau} + \Gamma^i_{kl} u^k u^l = 0. \quad (16)$$

Видно, что величины Γ^i_{kl} определяют силы, дейст-

вующие на точечное тело, т. е. соответствуют напряженности поля Т. Если поле не зависит от времени, то сила, действующая на тело, равна

$$F = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \left\{ -\text{grad} \ln \sqrt{-g_{00}} + \sqrt{-g_{00}} \left[\frac{v}{c} \text{rot} g \right] \right\}, \quad (17)$$

где g — трехмерный вектор с компонентами $g_\alpha = g^{0\beta} (g_{\alpha\beta} - g_{0\alpha}g_{0\beta}/g_{00})$. Отличные от нуля компоненты $g^{0\alpha}$ возникают, если поле создается движущимися, в частности вращающимися, телами. Из (17) видно, что при движении в поле такого вращающегося тела возникает сила, аналогичная кориолисовой силе, действующей во вращающейся системе отсчета. Закон сохранения энергии при движении в постоянном поле выражается в постоянстве величины

$$e_0 = \frac{mc^2 \sqrt{-g_{00}}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (18)$$

играющей роль полной энергии тела в поле. Если скорость тела мала по сравнению со скоростью света, а гравитационное поле слабое, т. е. g_{ik} слабо отличаются от значений (7), то (17) можно привести к виду

$$F \approx -mc^2 \text{grad} (-1 - g_{00}).$$

Сравнивая с (2), получаем, что в слабом поле g_{00} связано с потенциалом поля φ :

$$g_{00} = -1 - \frac{2\varphi}{c^2}. \quad (19)$$

Основное ур-ние геометрич. оптики — ур-ние *эйкононала* — приобретает в поле Т. вид:

$$g^{ik} \frac{\partial \psi}{\partial x^i} \frac{\partial \psi}{\partial x^k} = 0. \quad (20)$$

Т. о., законы распространения света меняются при наличии поля Т. — свет отклоняется полем. Меняется в процессе распространения и частота света. Остается, однако, постоянной величина ω_0 , аналогичная энергии e_0 :

$$\omega_0 = \omega \sqrt{-g_{00}}.$$

В слабом поле, в силу (19), разность частот света, наблюдаемого в двух разных точках, оказывается равной

$$\Delta \omega = \frac{\omega}{c^2} \Delta \varphi, \quad (21)$$

где $\Delta \varphi$ — разность гравитационных потенциалов в этих точках. Наблюдая распространение света и движение тел, можно получить сведения о величинах g_{ik} . Т. о., теория тяготения Эйнштейна позволяет исследовать геометрич. свойства пространства-времени экспериментально.

Уравнения гравитационного поля. Если истинные поля Т., к-рые нельзя исключить выбором системы отсчета, отсутствуют, то должна быть равна нулю разность вторых ковариантных производных любого вектора, взятых в обратном порядке: $A^i{}_{;k;l} - A^i{}_{;l;k}$. Действительно, при отсутствии полей в инерциальной системе отсчета эта величина есть просто разность обычных смешанных производных и равна нулю. Но, будучи тензором, она равна поэтому нулю и в любой др. системе отсчета. Можно показать, что

$$A^i{}_{;k;l} - A^i{}_{;l;k} = -A^m R^i{}_{mkl}$$

где

$$R^i{}_{klm} = \frac{\partial \Gamma^i{}_{km}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^i{}_{kl}}{\partial x^m} + \Gamma^i{}_{nl} \Gamma^n{}_{km} - \Gamma^i{}_{nm} \Gamma^n{}_{kl}$$

— тензор, наз. тензором кривизны. Равенство нулю всех компонент тензора кривизны является необходимым и достаточным условием возможности приведения g_{ik} к галилеевскому виду, т. е.

эвклидовости пространства. Т. о., отсутствие истинных гравитационных полей проявляется в равенстве нулю всех компонент $R^i{}_{klm}$. Поэтому наличие тел, создающих истинные поля Т., должно приводить к появлению отличного от нуля тензора кривизны. Поскольку гравитационное поле создается массами, а плотность массы в *Относительности теории* [см. Ф-лу (33)], плотность массы равна ϵc^2 входит в тензор энергии-импульса T_{ik} , то ур-ния Т. должны связывать $R^i{}_{klm}$ с T_{ik} . Ур-ния наиболее низкого (второго) порядка получаются, если эта связь будет алгебраической, а не дифференциальной. Вид связи можно установить, если учесть, что T_{ik} должен удовлетворять закону сохранения энергии-импульса [см. *Относительности теория*, Ф-ла (35)]. Соответствующее ковариантное обобщение этого условия имеет вид:

$$T^h{}_{i;k} = 0. \quad (22)$$

С др. стороны, соотношение того же вида тождественно выполняется для тензора $R_{ik} - 1/2 g_{ik} R$ ($R_{ik} = R^l{}_{ilk}$, $R = g^{ik} R_{ik}$); поэтому этот тензор и T_{ik} должны быть пропорциональны, так что ур-ния Т. имеют вид:

$$R_{ik} - 1/2 g_{ik} R = (8\pi k/c^4) T_{ik}. \quad (23)$$

Постоянная справа подобрана так, чтобы в слабом поле ур-ние (22) с учетом (19) перешло в ур-ние Пуассона (3). В случае, когда тела можно рассматривать как сплошную среду, тензор T_{ik} имеет вид:

$$T_{ik} = (P + \epsilon) u_i u_k + P g_{ik} \quad (24)$$

(ϵ — плотность энергии, P — давление, связанное с ϵ ур-нием состояния, u_i — 4-скорость движения среды). T_{ik} , т. о., определяется не только плотностью массы тел, но и скоростями движения, к-рые поэтому влияют на создаваемое гравитационное поле. Десять ур-ний (23) образуют систему основных ур-ний теории тяготения Эйнштейна. Эти ур-ния, в отличие от ур-ния Пуассона (3) или ур-ний Максвелла, нелинейны. Поэтому в общей теории относительности принцип суперпозиции полей уже не имеет места. Важно отметить также, что ур-ния движения тел следуют из закона сохранения энергии-импульса и поэтому в теории Т. являются вместе с соотношениями (22) тождественным следствием ур-ний поля (23). Т. о., из 10 ур-ний (24) определяется 10 ф-ций: 6 независимых компонент g_{ik} , плотность энергии ϵ и 3 независимых компоненты четырехмерной скорости u_i . Если в пространстве имеется электромагнитное поле, то тензор энергии-импульса этого поля нужно добавить в правую часть (23), так что электромагнитное поле создает гравитационное. При этом, однако, ур-ния Максвелла, в отличие от ур-ний движения тел, не следуют из (23), и их нужно добавить к системе ур-ний.

Сохранение энергии-импульса в теории Т. Равенство (22), являющееся ковариантным обобщением закона сохранения энергии-импульса специальной теории относительности, само по себе не выражает постоянства во времени какой-либо величины. Физически это связано с тем, что в гравитационном поле сохраняется не 4-импульс вещества, а сумма импульсов вещества и гравитационного поля. Этот закон сохранения выражается ур-нием

$$\frac{\partial}{\partial x^k} [(-g) (T^{ik} + t^{ik})] = 0, \quad (25)$$

из к-рого следует постоянство во времени величин P^i :

$$P^i = P_1^i + P_2^i, \quad P_1^i = \frac{1}{c} \int (-g) T^{i0} dV,$$

$$P_2^i = \frac{1}{c} \int (-g) t^{i0} dV$$

(g — определитель, составленный из величин g_{ik}). Поскольку P_1^i есть 4-импульс вещества, то P_2^i — 4-импульс гравитационного поля. Величины t^{ik} , удовлетворяющие (25), не определяются однозначно. Однозначные выражения можно получить, если ограничиться величинами, не содержащими производных от g_{ik} порядка выше 1-го, и считать, что $t^{ik} = t^{ki}$ (это выражает собой закон сохранения момента импульса) [6]. Указанная неоднозначность в выборе t^{ik} несущественна при описании каких-либо наблюдаемых явлений, т. к. для такого описания принципиально достаточно ур-ний поля, к-рые не зависят от выбора t^{ik} . Величины t^{ik} , наз. псевдотензором энергии-импульса гравитационного поля, не являются тензором, и их можно обратить в данной точке пространства в нуль выбором системы координат. Это в значит. мере лишает смысла понятие пространств. локализации 4-импульса гравитационного поля. Вместе с тем, в случае поля, достаточно быстро убывающего на бесконечности, P_2^i является 4-вектором по отношению к преобразованиям, переводящим на бесконечности одну инерциальную систему координат в другую.

Решения уравнений поля. Решая (23), можно получить выражение для ds^2 вне центрально-симметрич. тела массы m :

$$ds^2 = \left(c^2 - \frac{2km}{r} \right) dt^2 - r^2 (\sin^2 \vartheta d\varphi^2 + d\vartheta^2) - \frac{dr^2}{1 - 2km/c^2 r},$$

где r, ϑ, φ — сферические пространств. координаты. Эта метрика мало отличается от галилеевой, если $r \gg r_0$, где

$$r_0 = 2mk/c^2. \quad (26)$$

Величина r_0 наз. гравитационным радиусом тела. Для обычных астрономич. объектов r_0 много меньше их размера, так что в их поле отклонения от галилеевой метрики невелики. Эти отклонения могут оказаться существенными для свойств т. н. нейтронных звезд, т. е. звезд, в к-рых все электроны и протоны объединились в нейтроны (такое состояние вещества в некоторых условиях термодинамически более выгодно, чем обычное, однако существование подобных звезд не доказано). При достаточно большой массе такая звезда теряет устойчивость и должна сжиматься, причем ее радиус для внешнего наблюдателя стремится к r_0 . Это явление наз. гравитационным коллапсом. Нельзя исключить возможность коллапса и др. астрономич. тел большой массы.

Если массы отсутствуют, так что $T_{ik} = 0$, то и $R_{ik} = 0$. Это, однако, не означает, что равны нулю все компоненты R_{iklm}^i . Даже в отсутствие создающих поле масс в пространстве может существовать гравитационное поле, к-рое нельзя исключить преобразованием системы отсчета. Это — гравитационные волны. Если положить $g_{ik} = g_{ik}^0 + h_{ik}$, где g_{ik}^0 — галилеевский тензор (7), то в слабой (т. е. когда $h_{ik} \ll 1$) плоской гравитационной волне, распространяющейся вдоль оси $x^1 = x$, преобразованием координат можно обратиться в нуль все h_{ik} , кроме поперечных компонент h_{23} и $h_{32} = -h_{23}$, к-рые удовлетворяют волновым ур-ниям $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{ik} = 0$. Отсюда видно, что гравитационные волны распространяются со скоростью света и, как и электромагнитные волны, имеют 2 поперечные поляризации. Гравитационные волны могут излучаться при изменении компонент тензора момента инерции системы масс. Изменение энергии за счет излучения вращающимися друг относительно друга массами m_1 и m_2 равно при дви-

жении по круговым орбитам:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - \frac{32k}{5c^5} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 r^4 \omega^6$$

(r — расстояние между телами, ω — круговая частота обращения). Эта энергия для реальных астрономич. объектов весьма мала. Так, напр., двойные звезды теряют на излучение в год $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ своей энергии.

Экспериментальная проверка теории тяготения Эйнштейна. Релятивистская теория Т. тесно связана с принципом эквивалентности, поэтому решающими для обоснования этой теории являются опыты по проверке независимости ускорения тел в поле Т. от их свойств. В настоящее время этот факт установлен с точностью $\sim 10^{-10}$.

Отклонения предсказаний теории тяготения Эйнштейна от теории Ньютона доступны экспериментальной проверке. Так, эллипс, по к-рому движется в центрально-симметрич. поле тело по теории Ньютона, в теории Эйнштейна в первом приближении поворачивается. Угол этого поворота за время, равное периоду обращения тела, составляет $\Delta\vartheta = 6\pi km/c^2 a (1 - e^2)$, где m — масса тела, создающего поле, e — эксцентриситет орбиты, a — ее большая полуось. Эта величина в Солнечной системе сравнительно велика лишь для Меркурия: $\Delta\vartheta \approx 43,03''$ за столетие. Наблюдения (за вычетом всех возмущений) дают $\Delta\vartheta = 42,56'' \pm \pm 0,94''$, т. е. подтверждают теорию (как и наблюдения для орбиты Земли, где эффект меньше в 11 раз). Второй наблюдаемый эффект состоит в отклонении света гравитационным полем. Это отклонение для луча света, проходящего на расстоянии ρ от центра, составляет $\Delta\vartheta = 4km/c^2 \rho$. Для луча, прошедшего мимо края Солнца, $\Delta\vartheta = 1,75''$, что также хорошо согласуется с астрономич. наблюдениями. Наконец, доступно проверке и изменение частоты света под влиянием гравитационного потенциала [ф-ла (21)]. Наиболее благоприятными объектами исследования являются т. н. «белые карлики» — плотные звезды малого размера, на поверхности к-рых гравитационный потенциал сравнительно велик. Из (21) видно, что спектральные линии, испускаемые атомами на звезде, должны наблюдаться на Земле смещенными в красную сторону. Астрономич. наблюдения доказали существование и этого эффекта. Он может быть, однако, проверен и в земных условиях с помощью Мессбауэра эффекта. Наиболее разительно эффекты общей теории относительности проявляются в т. н. космологич. красном смещении (см. ниже).

Релятивистская теория Т. и космология. Уже говорилось, что роль сил Т. возрастает с увеличением масштаба изучаемых явлений, так что в астрономич. явлениях эти силы являются определяющими. Далее, полная масса тел в изучаемой области пространства должна возрастать, грубо говоря, пропорционально ее объему, т. е. как куб радиуса. Поэтому по мере увеличения этой области гравитационный радиус в конце концов станет порядка ее размеров. Это означает, что в космологии, т. е. для описания больших участков Вселенной, необходимо пользоваться теорией тяготения Эйнштейна.

Простейшее предположение, к-рое разумно положить в основу космологич. модели, — предположение об однородном в среднем распределении вещества в пространстве. В таком предположении ур-ния Т. были точно решены А. А. Фридманом. Существуют 2 различных типа решений. В т. н. открытой модели метрика для случая, когда давление материи мало, имеет вид

$$ds^2 = a^2(\eta) [d\eta^2 - dx^2 - \text{sh}^2 \chi (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2)], \quad (27)$$

где $a = a_0 (\text{ch} \eta - 1)$. В закрытой модели

$$ds^2 = a^2(\eta) [d\eta^2 - dx^2 - \sin^2 \chi (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2)], \quad (28)$$

где $a = a_0 (1 - \cos \eta)$. В этих ф-лах θ и φ — углы сферич. системы координат с началом в любой точке пространства, $a \sin \chi$ в случае открытой и $a \sin \chi$ в случае закрытой модели играет роль радиальной координаты этой системы, a координата η связана с временем t соотношением $dt = (a/c)d\eta$. Характерная особенность закрытой модели — замкнутость пространства «самого в себе». Иными словами, хотя трехмерное пространство, разумеется, не имеет границ, его объем оказывается конечным. Макс. возможное расстояние между двумя точками в таком пространстве не может превышать $2a$ (η). Самое важное свойство обеих моделей состоит в их нестационарности. Расстояние между любыми слабозаимодействующими телами изменяется со временем, причем больше скорость этого движения тем больше, чем больше расстояние между телами. Это должно привести к появлению доплеровского смещения линий в спектрах далеких галактик. Такое явление действительно наблюдается; линии смещены в сторону меньших частот (красное смещение), что соответствует расширению пространства. Как и должно быть, смещение линий возрастает с увеличением расстояния до источника, причем относит. смещение частоты, в полном соответствии с теорией, одинаково для всех частот, включая радиодиапазон. Для удаленных объектов смещение достигает примерно 50%. Нет никаких сомнений в том, что даваемое общей теорией относительности объяснение красного смещения правильно. Это триумф теории.

Зная из опыта зависимость величины красного смещения от расстояния и среднюю плотность массы в пространстве, можно установить, какая из космологич. моделей — открытая или закрытая — ближе к действительности. Точность экспериментальных данных еще недостаточна для такого выбора. Подробнее см. *Космология*.

Метрика, определяемая ф-лами (27), (28), имеет особые точки при $\eta = 0$ в открытой и при $\eta = \pi$, 2π , 4π , ... в закрытой модели. При таких значениях η плотности материи неограниченно возрастает. Возникновение этих особенностей, однако, тесно связано с предположением об однородности распределения материи. Дело в том, что, как показывает исследование, такие особенности имеются лишь в довольно узком классе решений ур-ний Т., соответствующих начальным условиям определенного вида. Сколь угодно малой неоднородности, не принадлежащей этому узкому классу, достаточно для того, чтобы характер решения изменился и особенность исчезла.

Лит.: 1) Эйнштейн А., Специальная и общая теория относительности, пер. с нем., П., 1922; 2) Егоров Ж. С., Сущность теории относительности, пер. с англ., М., 1955; 3) Эйнштейн А., Инфельд Л., Эволюция физики, пер. с англ., М.—Л., 1948; 4) Принцип относительности. Сб. работ, М.—Л., 1935; 5) Паули В., Теория относительности, пер. с нем., М.—Л., 1947; 6) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 2 изд., М., 1962 (Теор. физика, т. 2); 7) Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; 8) Бергман П., Введение в теорию относительности, пер. с англ., М., 1947; 9) Вебер Д. Ж., Общая теория относительности и гравитационные волны, пер. с англ., М., 1962; 10) Синг Дж.-Л., Общая теория относительности, пер. с англ., М., 1963; 11) Рашиевский И. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 2 изд., М., 1964; 12) Эддингтон А. С., Теория относительности, пер. с англ., М.—Л., 1934; 13) Петров А. З., Пространства Эйнштейна, М., 1961; 14) «УФН», 1963, т. 80, вып. 3 (вып. посвящ. А. А. Фридману); 15) Зелдович Я. Б., Новиков И. Д., «УФН», 1964, т. 84, вып. 3, с. 377; 1965, т. 86, вып. 3, с. 447; 16) Эйнштейн и развитие физико-математической мысли. Сб. статей, М., 1962. Л. П. Питаевский,

Квантовая теория тяготения (КТТ) — квантовая теория гравитационного поля и гравитационных взаимодействий.

КТТ как последоват. квантовая теория поля (напр., квантовая электродинамика) еще далека от своего завершения. При отождествлении Т. с метрикой про-

странства-времени возникает принципиально трудная проблема квантования этой метрики. Другой, теоретико-полевой подход заключается в том, что гравитационное поле рассматривается на тех же основаниях, что и др. поля: электромагнитное, мезонное и т. д.; иными словами, теория тяготения Эйнштейна трактуется как релятивистская теория тензорного поля. В этом подходе трудности носят технич. характер и связаны гл. обр. с существованием нелинейности ур-ний Эйнштейна, а также с тем, что масса кванта поля тяготения — *гравитона* — равна нулю. Наиболее законченную форму носит квантование во *взаимодействии представлении* в рамках *возмущенной теории*. При этом ур-ния Эйнштейна и соответствующий им лагранжиан представляют в виде бесконечного ряда по степеням гравитационной константы связи a путем разложения метрич. тензора по этой константе. Фактически предварительно удобно перейти от обычного метрич. тензора $g^{\mu\nu}$ к тензору с весом $\bar{g}^{\mu\nu} = \sqrt{g} g^{\mu\nu}$ ($g \equiv \text{Det} \parallel g_{\mu\nu} \parallel$) и далее представить последний в виде

$$g^{\mu\nu} = \delta^{\mu\nu} + ah^{\mu\nu}, \quad (1)$$

где $h^{\mu\nu}$ описывает гравитационное поле, а $\delta^{\mu\nu}$ — символ Кронекера, служащий метрикой плоского пространства (x^1, x^2, x^3, it). Применение такой метрики в КТТ ведет к более компактным выражениям, чем при чаще употребляемой метрике с диагональными элементами (1, 1, 1, -1). Из (1) следует

$$g_{\mu\nu} = g^{-1/2} \bar{g}_{\mu\nu} =$$

$$= \delta^{\mu\nu} - ah^{\mu\nu} + a^2 h^{\mu\lambda} h^{\lambda\nu} + \dots \text{ (геометрич. прогрессия).} \quad (2)$$

Для лагранжевой плотности, описывающей взаимодействие гравитационного поля $h^{\mu\nu}$ с самим собой и, напр., с нек-рым скалярным полем φ , получается [после подстановки (1) и (2)] разложение:

$$\begin{aligned} L = (2/a^2) g^{\mu\nu} (\Gamma_{\mu\beta}^{\alpha} \Gamma_{\nu\alpha}^{\beta} - \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} \Gamma_{\alpha\beta}^{\beta}) = \\ = L_0 + aL_1 + a^2L_2 + \dots = -1/2 \partial_{\lambda} h^{\mu\nu} \partial_{\lambda} h^{\mu\nu} + \\ + \partial_{\mu} h^{\mu\nu} \partial_{\lambda} h^{\lambda\nu} + 1/4 \partial_{\lambda} h^{\mu\mu} \partial_{\lambda} h^{\nu\nu} - 1/2 \partial_{\lambda} \varphi \partial_{\lambda} \varphi - \\ - 1/2 m^2 \varphi^2 - 1/4 ah^{\mu\nu} \{ 2\partial_{\mu} h^{\lambda\rho} \partial_{\lambda} h^{\rho\nu} + 4\partial_{\lambda} h^{\mu\rho} \partial_{\rho} h^{\lambda\nu} - \\ - 4\partial_{\lambda} h^{\mu\rho} \partial_{\rho} h^{\lambda\nu} + 2\partial_{\lambda} h^{\mu\nu} \partial_{\lambda} h^{\rho\rho} - \partial_{\lambda} h^{\lambda\lambda} \partial_{\lambda} h^{\rho\rho} + \\ + 2\partial_{\mu} \varphi \partial_{\nu} \varphi + m^2 \delta^{\mu\nu} \varphi \varphi \} + a^2 (\dots) + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

При этом a выражается через гравитационную постоянную k в законе тяготения Ньютона соотношением $a^2 = 32\pi k$ (в естественной системе единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). В отличие от электродинамики и мезонных теорий, разложение (3) не обрывается на какой-либо конечной степени константы связи a и потому описывает на языке *Фейнмана диаграмм* вершины с любым числом линий гравитонов (реальных и виртуальных). Варьирование лагранжиана (3) ведет к ур-ниям Эйнштейна. Члены в (3), не содержащие a , описывают свободное гравитационное поле, а также в данном примере свободное скалярное поле. Выражение $aL_1 + a^2L_2 + \dots$ есть лагранжиан взаимодействия.

Теория тяготения Эйнштейна инвариантна относительно общековариантных преобразований, к-рые инфинитезимально записываются как

$$\delta h^{\mu\nu} = \partial_{\mu} \lambda^{\nu} + \partial_{\nu} \lambda^{\mu} - \delta^{\mu\nu} \partial_{\sigma} \lambda^{\sigma} + \\ + a [\partial_{\sigma} \lambda^{\mu\sigma} + \partial_{\sigma} \lambda^{\mu\sigma\nu} - \partial_{\sigma} (\lambda^{\mu\sigma\nu})], \quad (4)$$

$$\delta \varphi = -a \lambda^{\sigma} \partial_{\sigma} \varphi, \quad (5)$$

где $\lambda^{\sigma}(x)$ — произвольная бесконечно малая 4-векторная ф-ция. В рассматриваемом полевом подходе они играют роль, аналогичную роли калибровочных преобразований в электродинамике. Преобразование (4) содержит аддитивную часть, аналогичную дивергенции, добавляющейся в электродинамике к электромагнитным потенциалам. Однако оно содержит и

мультипликативную часть, к-рой нет в калибровочном преобразовании электромагнитных потенциалов. Это связано с тем, что источником гравитонов служит тензор энергии-импульса, куда вносят свой вклад и сами гравитоны, поскольку они несут энергию и импульс, т. е. гравитон является источником гравитонов. В то же время фотон не служит источником фотонов, т. к. он не несет заряда и поэтому не дает вклада в источник фотонов — вектор электромагнитного тока. Как преобразования с четырьмя произвольными ф-циями, преобразования (4) из 10 степеней свободы, описываемых полем $h^{\mu\nu}$, исключают четыре, соответствующие составляющим со спином 1 и с одним из двух спинов 0. Виртуальные кванты гравитационного поля обладают шестью степенями свободы и переносят спин 2 и спин 0. Однако число степеней свободы реальных, излучаемых гравитонов — квантов гравитационного поля — снижается до двух: гравитоны имеют спин 2, но лишь два поляризационных состояния, — по и против движения, в соответствии с тем, что их масса покоя равна нулю (то же имеет место в электродинамике, где спин фотона равен единице, но возможны только два состояния поляризации). Дополнит. степени свободы виртуальных гравитонов существенным образом участвуют в формировании статич. ньютоновского потенциала Т. между материальными частицами (подобно тому, как дополнит. степени свободы виртуальных фотонов участвуют в образовании кулоновского потенциала, но отсутствуют у свободных фотонов).

Использование величины $g^{\mu\nu}$ удобно тем, что на нее можно наложить совместимое с ур-ниями Эйнштейна линейное условие Де-Дондера — Ланчоса — Фока $\partial_\mu g^{\mu\nu} = 0$, аналогичное условию Лоренца в электродинамике. При квантовании, так же как и в квантовой электродинамике, это условие удобно накладывать на векторы физ. состояний Ψ

$$(\partial_\mu h^{\mu\nu})_+ \Psi = 0, \quad (6)$$

а члены с $\partial_\mu h^{\mu\nu}$ в лагранжиане опускаются. Канонич. процедура квантования приводит к одновременным перестановочным соотношениям вида

$$\begin{aligned} & [h^{\mu\nu}(x, t), \frac{\partial}{\partial t} h^{\lambda\rho}(y, t)] = \\ & = \frac{1}{2} i (\delta^{\mu\lambda} \delta^{\nu\rho} + \delta^{\mu\rho} \delta^{\nu\lambda} - \delta^{\mu\nu} \delta^{\lambda\rho}) \delta(x - y). \end{aligned} \quad (7)$$

Причинная Грина функция свободного ур-ния, к-рая служит ф-цией распространения в представлении взаимодействия, записывается так:

$$\begin{aligned} G^{\mu\nu, \lambda\rho}(x - y) &= \overline{h^{\mu\nu}(x) h^{\lambda\rho}(y)} = \\ &= -\frac{1}{2(2\pi)^4} (\delta^{\mu\lambda} \delta^{\nu\rho} + \delta^{\mu\rho} \delta^{\nu\lambda} - \delta^{\mu\nu} \delta^{\lambda\rho}) \int d^4p \frac{e^{ip(x-y)}}{p^2 - i\epsilon}. \end{aligned} \quad (8)$$

Это выражение соответствует на диаграммах Фейнмана виртуальным линиям гравитонов. Знание лагранжиана взаимодействия и вида ф-ции распространения позволяет вычислять квантовые гравитационные эффекты в любом порядке теории возмущений, но вопрос о перенормируемости КТТ не выяснен.

Ввиду малости гравитационной константы связи эти эффекты оказываются чрезвычайно малыми и пока не наблюдались, так же как и свободные гравитоны. Насколько эти взаимодействия слабы при малых энергиях, видно, напр., из того, что атом из двух нейтронов, связанных лишь гравитационными силами, имел бы радиус боровской орбиты порядка 10^8 световых лет. Роль гравитационных взаимодействий увеличивается с ростом энергии, но они стали бы существенными и сравнимыми с эффектами др. взаимодействий только в области фантастич. энергии $\sim 10^{21}$ Мэв. Вместе с тем гравитационные взаимодействия существенны на малых расстояниях порядка 10^{-32} см, и интерес к КТТ возрастает, в частности, в связи

с высказывавшимся предположением, что учет гравитационных взаимодействий может оказаться существенным в теории элементарных частиц и в проблеме расходимостей.

Лит.: 1) Бронштейн М., Квантование гравитационных волн, «ЖЭТФ», 1936, т. 6, вып. 3; 2) Ландау Л., Лифшиц Е., Теория поля, 4 изд., М., 1962 (Теор. физика, т. 2); 3) Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; 4) Соколов А., Иваненко Д., Квантовая теория поля, М.—Л., 1952; 5) Новейшие проблемы гравитации, Сб. статей, перевод, М., 1961; 6) Feynman R. P., Quantum theory of gravitation, «Acta phys. polon.», 1963, v. 24, fasc. 6, p. 697; 7) Anderson J. L., Coordinate conditions and canonical formalisms in gravitational theory, «Rev. Modern Phys.», 1964, v. 36, № 4, p. 929.

В. И. Огивецкий, И. В. Полубаринов.

ТЯЖЕЛАЯ ВОДА — изотопная разновидность воды, HDO и D₂O, в к-рой обыкновенный водород заменен его тяжелым изотопом — дейтерием D. Т. в. содержится в природных водах и атмосферных осадках. По физич. свойствам Т. в. существенно отличается от обыкновенной (см. табл.). Особенно характерны повышенные плотность (на 10,77%) и вязкость (на 23,2%) при 25°. Растворимость большинства веществ в Т. в. значительно меньше, чем в обыкновенной воде. По химич. свойствам Т. в. очень близка к обыкновенной воде, но в ней обычно наблюдается замедление ряда реакций. Биологич. процессы в живых организмах в Т. в. замедлены.

Т. в. получают электролитич. способом, основанном на том, что Т. в. разлагается током в неск. раз медленнее, чем обыкновенная, и поэтому концентрируется в остатке электролита. Применяются также фракционная перегонка, диффузия, термодиффузия, реакции изотопного обмена и др. Для определения содержания Т. в. применяют масс-спектрометрич. анализ воды или измеряют физич. величины, зависящие от концентрации D в воде (плотность паров, показатель преломления, вязкость, теплопроводность и пр.).

Т. в. применяется как эффективный замедлитель нейтронов в ядерных реакторах, как источник дейтронов D⁺ для ядерных и термоядерных реакций, для получения др. искусственных радиоактивных изотопов и в качестве изотопной метки водорода в химич., биологич. и др. исследованиях.

Другие изотопные разновидности и воды. 1) Тритиевая вода HTO и T₂O (также DTO). В атмосфере образуется 8—9 атомов Т в минуту на 1 см² земной поверхности в результате воздействия космич. лучей. Равновесное содержание Т в природных водах 10⁻¹⁵—10⁻¹⁶ %. Тритиевую воду получают искусственно, путем ядерных реакций, и концентрируют так же, как и дейтериевую. Она применяется в ядерных и термоядерных реакциях. 2) Тяжелокислородная вода — изотопная разновидность воды, в к-рой обыкновенный кислород O¹⁶ заменен его тяжелыми изотопами O¹⁷ и O¹⁸. Применяется гл. обр. в виде разбавленных растворов в обыкновенной воде, как меченая по кислороду вода и как источник препаратов с меченым кислородом для химич. и биологич. исследований.

Физические свойства	D ₂ O	H ₂ O
Мол. вес (O ¹⁶ = 16)	20,02948	18,01629
Плотность при 25° С (г/см ³)	1,104211	0,996781
Темп-ра плавления при 1 атм (°С)	3,813	0
Давление пара, мм рт. ст.	20,05	23,75
Вязкость относительная при 25° С	1,232	1,000
Теплоемкость при 25° С (кал/моль °С)	20,25	18,17
Теплота испарения при 25° С (ккал/моль)	10,850	10,519

Лит.: 1) Кршэнбаум И., Тяжелая вода. Физические свойства и методы анализа, пер. с англ., М., 1953; 2) Бродский И. А., Химия изотопов, 2 изд., М., 1957; 3) Production of heavy water, ed. by G. M. Murphy, H. C. Urey and I. Kirshenbaum, pt 1—2, N. Y. — la. o.l., 1955. А. И. Бродский.

ТЯЖЕЛАЯ МАССА (гравитационная масса) — см. Масса.

У

УВЕЛИЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЕ — отношение размеров изображения, даваемого оптической системой, к соответствующим размерам предмета. Различают следующие виды У. о.: 1) Линейное или поперечное увеличение β , равное отношению длины l' изображения отрезка, перпендикулярного оптич. оси, к длине l отрезка $\beta = l'/l$. 2) Угловое увеличение γ — отношение тангенсов углов наклона луча в пространстве изображений и сопряженного ему луча в пространстве предметов: $\gamma = \text{tg } u'/\text{tg } u$. 3) Продольное увеличение α — отношение длины отрезка $\Delta x'$, отложенного вдоль оптич. оси в пространстве изображений, к длине отрезка Δx в пространстве предметов: $\alpha = \Delta x'/\Delta x$. Величины α , β и γ связаны между собой. Если n и n' — показатели преломления в пространстве предметов и в пространстве изображений, то $\beta\gamma = n/n'$. Когда оптич. система находится в воздухе, $n = n'$ и, следовательно, $\gamma = 1/\beta$, т. е. угловое увеличение есть величина обратная линейному увеличению. Это означает, что чем больше линейное увеличение, тем уже световые пучки, при помощи к-рых осуществляется изображение. α связано с β и γ соотношением: $\alpha\gamma = \beta$ и $\alpha = \beta^2 n'/n$. Для системы в воздухе ($n = n'$) $\alpha = \beta^2$.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, [т.] 1, 2 изд., М.—Л., 1948.

УВИОЛЕВОЕ СТЕКЛО — сорт стекла с повышенной прозрачностью в ультрафиолетовой области спектра. Коротковолновая граница У. с. при толщине 2 мм лежит в пределах 2400—2900 Å, в то время как у обычных стекол она достигает только 3100 Å. У. с. применяется для изготовления увиолевых люминесцентных ламп, светофильтров и др.

УВЛЕЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ — см. Физо опыт, Оптика движущихся сред.

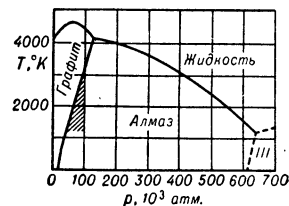
УГЛЕРОД (Carbonum) С — химич. элемент IV гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 6, ат. в. 12,01115. Состоит из 2 стабильных изотопов C^{12} (98,892%) и C^{13} (1,108%). По решению Международного съезда химиков (1961 г.) $^{1/12}$ массы изотопа C^{12} принята за единицу атомного веса. Радиоактивные изотопы: C^{10} (β^+ , $T_{1/2} = 19,1$ сек), C^{11} (β^+ , $T_{1/2} = 20,4$ мин), C^{14} (β^- , $T_{1/2} = 5,6 \cdot 10^3$ лет), C^{15} (β^- , $T_{1/2} = 2,25$ сек), C^{16} (β^- , $T_{1/2} = 0,74$ сек). Изотоп C^{14} постоянно образуется в верхних слоях атмосферы под действием нейтронов космич. излучения из стабильного изотопа N^{14} по реакции $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$. Электронная конфигурация $2s^2 2p^2$. Атомный радиус 0,77 Å, ионный радиус C^{4+} 0,15 Å. Потенциал ионизации 11,255 е.

Известны 2 кристаллич. модификации У. — алмаз и графит. Предполагается существование аморфного У., примерами к-рого считают сажу, древесный и животный уголь. Физич. свойства алмаза и графита сильно различаются, что связано с большим различием их кристаллич. решеток и типов связи атомов в кристаллах. Физич. свойства аморфного У. близки к графиту (табл.).

Физические свойства различных форм углерода.

Свойства	Алмаз	Графит	Аморфный
Плотность, г см ³	3,511	2,10—2,52	1,30—2,00
Атомный объем, см ³ /г-атом	3,42	5,41	6,5 (ср.)
Твердость по Моосу	10	5,5	перемен.
Снимаемость, см ² /кгс	$0,6 \cdot 10^{-7}$	$29,2 \cdot 10^{-7}$	—
Коэфф. объемного теплового расширения	$3,54 \cdot 10^{-6}$	$25,2 \cdot 10^{-6}$	—
Электропроводность ом ⁻¹ · см ⁻¹	$2,1 \cdot 10^{-15}$	820	0,25
Удельная теплоемкость (20° С), кал/г · град	0,1128	0,1604	0,1653
Теплопроводность кал/см · сек · град	0,33	0,0117	0,000405
Темп-ра воспламенения в кислороде, °С	800—875	650—700	300—500
Теплота горения, ккал/г	94,31	94,81	ок. 97,65
Темп-ра перехода аллотроп. форм, °С	> 1000° в графит	120 000 атм, 2500° в алмаз	> 800—1000° в графит

При норм. условиях стабильная модификация У. графит, а алмаз и аморфный У. — метастабильны (рис.). Графитизация алмаза и аморфного У. на воздухе начинается при темп-рах ~1000° (все темп-ры в °С). При атм. давлении У. сублимирует при 3500°, $t_{\text{пл}}^{\circ} 3550^{\circ}$, $t_{\text{кип}}^{\circ} 4200^{\circ}$. Тройной точке графит — жидкость — пар соответствует давление 110 атм и темп-ра 3930°.



Искусств. алмаз получен из графита и различных углеродсодержащих соединений в аппаратуре высокого давления. Прямой переход графита в алмаз происходит при ~120 000 атм и 2500° С.

С помощью катализаторов (металлов VIII гр. периодич. системы Менделеева, а также Та, Сг, Мп) синтез алмаза осуществляется в области давлений и темп-р, показанных штриховкой на рис. В ударных волнах переход графита в алмаз происходит при 300 000 атм.

Известны и др. кристаллич. модификации У. При спец. условиях был получен графит с ромбоэдрич. структурой, элементарная ячейка к-рого охватывает 3 слоя. Постоянные решетки: $a = 3,635$ Å, $a = 39,49^{\circ}$; пространств. группа $R\bar{3}m$. В гексагональных осях $a = 2,455$ Å, $c = 10,044$ Å. Ромбоэдрич. модификация графита была получена в смеси с гексагональным графитом и найдена в ряде образцов природного графита. При комнатной темп-ре и давлении 150 000 атм графит переходит в кубич. модификацию, частично сохраняющуюся при норм. условиях в метастабильном состоянии. Плотность этой фазы 2,80 г/см³, постоянная решетки $a = 5,545$ Å. В лабораторных условиях

Диаграмма состояния углерода.

осуществлен синтез линейной формы У., т. н. «карбина». Карбин — полупроводник *n*-типа, устойчив при нагревании до 2000° и только при 2300° переходит в структуру графита. При давлениях выше 600 000 атм предполагается существование металл. модификации У., плотность к-рой на 15—20% выше плотности алмаза (фаза III).

В соединениях У. гл. обр. 4-валентен, реже 2- и 3-валентен. У. может существовать в 3 валентных состояниях, к-рым соответствуют 3 типа структур — тетраэдрич. пространственная (алмаз), плоскостная (графит) и линейная (карбин)—и 3 типа С—С-связей — ординарная (парафины), двойная (этилен) и тройная (ацетилен) (см. *Кратные связи*).

При обычных условиях У. химически мало активен. Однако при нагревании обладает высокой реакционной способностью (особенно аморфный У.). Соединения У. составляют главную часть всех органич. веществ и продуктов их разложения.

Лит.: 1) Славинский М. П., Физико-химические свойства элементов, М., 1952; 2) Сладков А. М., Кудрявцев Ю. П., Возможна ли третья форма углерода?, «Природа», 1964, № 5; 3) Mellor J. W., A comprehensive treatise on inorganic and theoretical chemistry, v. 5, L.—N. Y.—Toronto, 1946; 4) Bundy F. P., «J. Chem. Phys.», 1963, v. 38, № 3; 5) Aust R. V., Dricamer H. G., «Science», 1963, v. 140, № 3568, p. 817; 6) Alder E. J., Christian R. H., «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 7, № 10; 7) Lipson H., Stokes A. R., «Proc. Roy. Soc. A», 1942, v. 181, № 984.

Ю. С. Геншард.

УГЛОВАЯ СКОРОСТЬ — векторная величина, характеризующая быстроту вращения твердого тела. Численно У. *s* равна отношению элементарного угла поворота *dφ* к соответствующему элементарному промежутку времени *dt*, т. е. $\omega = d\phi/dt$. Вектор У. *s* ω направлен вдоль оси вращения в ту сторону, откуда поворот тела виден происходящим против хода часовой стрелки (в правой системе отсчета). Размерность У. *s* T^{-1} . В технике У. *s* часто измеряют числом оборотов в минуту. Об измерении У. *s* см. *Тахометр*.

УГЛОВОЕ УСКОРЕНИЕ — векторная величина, характеризующая быстроту изменения угловой скорости твердого тела. При вращении вокруг неподвижной оси У. *u* численно равно первой производной от величины угловой скорости ω или второй производной от угла поворота ϕ по времени, т. е. $\epsilon = \dot{\omega} = \ddot{\phi}$; вектор У. *u* ϵ направлен вдоль оси вращения (в сторону ω при ускоренном вращении и противоположно ω — при замедленном). При вращении вокруг неподвижной точки вектор У. *u* определяется как первая производная от вектора угловой скорости ω по времени, т. е. $\epsilon = \dot{\omega}$, и направлен по касательной к годографу вектора ω в соответствующей его точке. Размерность У. *u* T^{-2} . Об измерении У. *u* см. *Акселерометр*.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ — характеристики, играющие фундаментальную роль при описании столкновений и распадов частиц. У. *p* и у. *k* являются основным источником информации о свойствах атомных ядер и элементарных частиц и играют большую роль в атомной и молекулярной физике. Обычная постановка задачи исследования свойств малых частиц — изучение результатов столкновения двух частиц (а и b) или изучение продуктов распада нестабильных частиц. Именно так были получены все основные результаты физики элементарных частиц и ядерной физики, начиная с классич. опытов Резерфорда, приведших к открытию атомного ядра, и кончая опытами Хофштадтера по определению распределения электрич. заряда и магнитного момента нуклона (см. *Электромагнитная структура элементарных частиц*) и опытом Ву, в к-ром было доказано несохранение четности в β -распаде (см. *Четность*).

Непосредственно измеряемой в эксперименте величиной является дифференциальное сечение

$$d\sigma \sim |R^2| \delta(E_c + E_d + \dots - E_a - E_b) \times \delta(p_c + p_d + \dots) d^3p_c d^3p_d \dots,$$

дающее среднее число столкновений частиц а и b в 1 сек таких, что продукты реакции — частицы с, d, ... — имеют импульсы в пределах d^3p_c, d^3p_d, \dots около p_c, p_d, \dots . Здесь *R* — матрица рассеяния, связанная с *S*-матрицей соотношением $iR = S - I$, *I* — единичная матрица, E_a, E_b, \dots — энергии частиц; поток налетающих на мишень частиц берется равным $1 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Интегрирование *dσ* по всем переменным, кроме направлений n_c, n_d, \dots продуктов реакции, дает угловое распределение $W(n_c, n_d, \dots)$, т. е. относит. число соударений *dN*, в к-рых вторичные частицы попадают в телесные углы $d\Omega(n_c), d\Omega(n_d), \dots$. Ф-ция угловой корреляции в наиболее употребит. значениях является, по сути дела, частным случаем ф-ции углового распределения применительно к *каскадным распадам: $a \rightarrow b + e, e \rightarrow c + d$.

В квантовой механике процессы столкновения частиц описываются матрицей рассеяния. Сохранения законы налагают существенные ограничения на вид матрицы рассеяния. Об этих ограничениях говорят как о вытекающих из кинематич. соображений [1]. О параметрах матрицы рассеяния, к-рые не определяются из кинематич. соображений, говорят как о динамич. параметрах; они характеризуют взаимодействие, приводящее к данному процессу. Определение таких параметров и является основной задачей исследования. Возьмем, напр., такую динамич. характеристику атома или элементарной частицы, как распределение электрич. заряда. Согласие экспериментально измеренного дифференциального сечения в опытах Резерфорда с теоретически рассчитанным для рассеяния α -частиц на точечном кулоновом центре позволило сделать вывод, что внутри атома, в объеме, весьма малом по сравнению с объемом атома, сосредоточен положит. заряд, связанный с большой массой. Обнаружение отклонений от теоретич. ф-лы для параметров соударения $\sim 10^{-12} \text{ см}$ дало оценку размера атомного ядра.

Аппарат матрицы рассеяния [1, 2]. Рассмотрим процесс $a + b \rightarrow c + d$ в системе центра инерции (с. ц. и.). Пусть $p = p_a = -p_b, q = p_c = -p_d, n_1 = p/p, n_2 = q/q$ — импульсы и направления движения частиц до и после столкновения, s_i, m_i ($i = a, b, c, d$) — спины частиц и их проекции. Закон сохранения момента количества движения накладывает ограничения на вид матрицы рассеяния $R(q, p)$, к-рые состоят в том, что ф-ция $R(q, p)$ не должна меняться при одновременном повороте импульсов q, p и спинов частиц а, b, c, d. Отсюда следует для случая бесспиновых частиц $R(q, p) = f(q, p, n_1 n_2)$, а для случая $s_a = s_c = 1/2, s_b = s_d = 0$

$$R(q, p) = f_1 + \sigma [n_2 n_1] f_2 + \sigma n_1 f_3 + \sigma n_2 f_4.$$

Здесь σ — Паули спиновые матрицы, ф-ции f_1, \dots, f_4 зависят от $n_1 n_2, q, p$.

Весьма полезно разложение матрицы рассеяния по собственным ф-циям оператора момента количества движения. Для бесспиновых частиц оно имеет вид:

$$R(q, p) = \sum_{j, M} Y_{jM}(n_2) Y_{jM}^*(n_1) A_j^j, \quad (1)$$

а в случае $s_a = s_c = 1/2, s_b = s_d = 0$

$$R(q, p) = \sum_{l_2, l_1, j, M} Y_{l_2}^{jM}(n_2) Y_{l_1}^{*jM}(n_1) A_{l_2, l_1}^j, \quad (2)$$

Здесь $Y_{lm}(n)$ — шаровые функции, $Y_j^j(n)$ — шаровые

спиноры, описывающие состояние системы двух частиц с орбитальным моментом l , полным моментом j и его проекцией M ; коэфф. A^j и A_{l_2, l_1}^j — ф-ции q и p . Если для рассматриваемого процесса имеют место, кроме сохранения момента, и др. законы сохранения, они накладывают ограничения на параметры A^j , A_{l_2, l_1}^j . Дополнит. ограничения следуют из *унитарности* матрицы рассеяния. Напр., в случае упругого рассеяния (при отсутствии неупругих каналов) из унитарности и инвариантности относительно обращения времени (см. *Четность*) следует, что $A^j = \exp(2i\delta_j) - 1$, где δ_j — вещественная *фаза рассеяния*, и что матрица $A_{l_2, l_1}^j + \delta_{l_2, l_1}$ унитарна и симметрична; из сохранения пространственной четности следует: $A_{l_2, l_1}^j = 0$ при $l_1 \neq l_2$. Поведение коэфф. A при малой энергии рассеяния (или для неупругих процессов около порога) определяется величинами орбитальных моментов. Так, в случае упругого рассеяния бесспиновых частиц $\delta_l \sim (2pr_0)^{2l+1}/(2l+1)!$, где r_0 — радиус взаимодействия. При данном значении импульса p существенны только орбитальные моменты $l \leq pr_0$. Физ. смысл такой зависимости от орбитального момента: при данном радиусе взаимодействия r_0 частицы с причесельным параметром $l/p > r_0$ пролетают, не рассеявшись. Т. о., при низких энергиях в ф-лах вида (1), (2) достаточно ограничиться лишь небольшим числом членов. Это обстоятельство является основным при анализе большинства конкретных процессов: *фазовом анализе* рассеяния, трехчастичного распада, каскадного распада и др.

Иногда удобно пользоваться разложением $R(q, p)$ по т. н. спиральным шаровым векторам [3].

Угловые распределения. Знание матрицы рассеяния дает возможность определить угловые распределения продуктов реакции:

$$W \sim \text{Sp}(R^* \rho_f R p_i), \quad (3)$$

где ρ_i и ρ_f — *матрицы плотности* начального и конечного состояний. ρ_i определяется поляризацией мишени и налетающего пучка. Если мишень бесспиновая, а налетающий пучок описывается спиновой ф-цией ψ , то $(\rho_i)_{mm'} = \psi_m \psi_{m'}^+$; если же налетающий пучок не поляризован, то $(\rho_i)_{mm'} = \delta_{mm'}$. Матрица ρ_f определяется условиями опыта; если регистрируются все вылетающие частицы, то $\rho_f = 1$, если же регистрируются, напр., только частицы, находящиеся в состояниях ψ_1 и ψ_2 с вероятностями P_1 и P_2 , то

$$\rho_f = P_1 \psi_1 \psi_1^* + P_2 \psi_2 \psi_2^*.$$

Особо следует рассмотреть случай, когда одна из частиц — фотон. Для фотона возможны лишь состояния с проекциями спина ± 1 на направление движения n , поэтому неполяризованному пучку фотонов соответствует матрица плотности

$$\rho_\phi = \varphi_1(n) \varphi_1^*(n) + \varphi_{-1}(n) \varphi_{-1}^*(n); \quad (4)$$

здесь $\varphi_\alpha(n)$ — нормированные собственные ф-ции оператора sn : $sn \varphi_\alpha(n) = \alpha \varphi_\alpha(n)$. Если состояние пучка фотонов описывается волновой ф-цией $\psi = \alpha \varphi_1 + \beta \varphi_{-1}$ [что имеет место, в частности, при линейной $\alpha = \beta^*$ или циркулярной $\alpha = 1, \beta = 0$ (или $\alpha = 0, \beta = 1$) поляризациях фотонов], то, как и для частиц с ненулевой массой покоя, $\rho_\phi = \psi \psi^*$.

В случае $\rho_i = \rho_f = 1$ угловые распределения можно представить в виде ряда по полиномам Лежандра.

Некоторые применения. Рассмотрим простейшие применения описанного формализма к определению спинов и четностей нестабильных частиц. Пусть, напр., в результате столкновения двух бесспиновых

частиц образуется частица с собственным моментом j , k -рая затем распадается на те же две частицы. В этом случае модуль коэфф. $A^j(p)$ в разложении (1) имеет максимум при нек-ром $p = p_{\text{рез}}$. Если это макс. значение $|A^j(p_{\text{рез}})|$ гораздо больше всех остальных коэффициентов ряда (1), то: а) полное сечение рассматриваемого упругого рассеяния имеет пик при $p \approx p_{\text{рез}}$; б) угловое распределение в области пика имеет вид $|P_j(n_1 n_2)|^2$, где $P_j(n_1 n_2)$ — полином Лежандра. Отсюда можно определить спин j нестабильной частицы; четность ее равна $(-1)^j \pi_a \pi_b$, где π_a, π_b — четности рассеивающихся частиц. В случае $s_a = 0, s_b = 1/2$ угловое распределение имеет след. вид:

$$(j + 1/2)^2 |P_{j+1/2}(n_1 n_2)|^2 + [1 - (n_1 n_2)^2] \times \\ \times |P'_{j+1/2}(n_1 n_2)|^2;$$

оно не зависит от четности нестабильной частицы. В частности, для $j = 3/2$ получаем $W = 1 + 3(n_1 n_2)^2$. Эта ф-ция довольно хорошо описывает распределение π^+ -мезонов, рассеянных на протонах в области первого максимума полного сечения (с энергией $\sim 180 \text{ Мэв}$ в с. д. и.). Ответственная за этот максимум нестабильная частица [т. н. нуклонная изобара $N_{3/2}^*$ (1238)] имеет, т. о., спин $3/2$.

Пусть при соударении частиц a и b рождаются частицы f, g, \dots и нестабильная частица e , k -рая затем распадается на c и d . Матричный элемент такого сложного процесса записывается как сумма по всем значениям проекции спина частицы e произведений матричных элементов первой и второй стадий процесса:

$$R_{m_c m_d m_f m_g \dots m_a m_b} = \sum_{m_e} R_{m_c m_d m_e}^{II} R_{m_e m_f m_g \dots m_a m_b}^I \quad (5)$$

Для R^I и R^{II} получаем выражения вида (1), (2). Согласно (3) и (5), W можно представить в виде:

$$W(n_2, \dots, n_1) = \sum_{m_e, m_e'} \rho_{m_e m_e'}^{II}(n_2) \rho_{m_e m_e'}^I(n_1, \dots)$$

Здесь $n_2 = p_c/p_c, n_1 = p_a/p_a, \dots$

$$\rho_{m_e m_e'}^{II} = \sum_{m_c, m_d, m_c', m_d'} R_{m_c m_d m_e}^{II} \bar{R}_{m_c' m_d' m_e'}^{II}(\rho_f)_{m_c m_d, m_c' m_d'}$$

Аналогично ρ^I выражается через R^I . Ф-ции $\rho_{mm'}^{II}$ зависят только от способа распада частицы e ; вся зависимость от того, каким способом она получена, содержится в величинах $\rho_{mm'}^I$, играющих роль матрицы плотности частицы e . Пусть $\rho_f = 1$, тогда разложение ρ^{II} по сферич. ф-циям содержит гармоники порядка не выше $2s_e$. Т. о., по количеству сферич. гармоник, необходимых для описания углового распределения, можно определить наименьшее возможное значение спина s_e частицы e . Именно на такой оценке основано определение спина т. н. f^0 -мезона [4]. Для двухчастичного распада нестабильной частицы с нулевым спином, а также для аналогичного распада частицы со спином $1/2$, если распад идет с сохранением четности, распределение продуктов распада — изотропное. Если $s_e = 1/2$, четность в распадае не сохраняется и частица e поляризована, то распределение продуктов — не изотропное (на этом принципе основан опыт Ву). В случае, когда одна из начальных (и одна из конечных) частиц имеет спин $1/2$, а остальные — нуль, существует простой способ определения s_e [5]. При анализе трехчастичных распадов пользуются т. н. диаграммами Далида [6].

Угловые корреляции [7]. Один из наиболее эффективных способов определения параметров нестабиль-

ных частиц — исследование угловой корреляции в каскадных распадах: $a \rightarrow b + e$, $e \rightarrow c + d$. В системе покоя e процесс характеризуется двумя направлениями: $n_1 = p_a/p_a$, $n_2 = p_c/p_c$. Если $\rho_i = 1$, $\rho_f = 1$, то угловая корреляция продуктов распада зависит только от n_1, n_2 : $dN \sim W(n_1, n_2) d\Omega(n_1) d\Omega(n_2)$. Ф-ция $W(n_1, n_2)$ определяет корреляцию (связь) направлений n_1 и n_2 . Наличие такой корреляции (на первый взгляд противоречащее представлению о статистическом, случайном характере распада нестабильной частицы) объясняется тем, что частица e ненулевого спина имеет возможность «запомнить» направление n_1 за счет своей поляризации: состояния с различными проекциями m_e спина на направление n_1 рождаются, вообще говоря, с разными вероятностями; в противном случае корреляция между n_1 и n_2 , разумеется, отсутствует. Ф-ция $W(n_1, n_2)$ подсчитывается по тому же правилу, что и угловые распределения [ф-лы (3), (5)]. Напр., если $s_a = s_c = 0$, $s_b = s_d = 1/2$, в предположении наименьшего орбитального момента и сохранения четности получаем $W(x) = 1 + 3x^2$ при $s_e = 3/2$, $W(x) = 1 - 2x^2 + 5x^4$ при $s_e = 5/2$ и т. д.

Если в процессе участвуют фотоны, то в (3) следует ввести матрицу плотности фотона (4). Рассмотрим каскадный распад Ni^{60} (см. рис.). Т. к. длины волн γ -квантов ($\sim 10^{-11}$ см) существенно больше размера ядра ($\sim 5 \cdot 10^{-13}$ см), то достаточно учесть лишь наименьшие орбитальные моменты. Из значений спинов s и четностей π уровней следует, что оба перехода — электрические квадрупольные, $j = 2$, $l = 1$ (см. *Мультипольное излучение*). Т. о., матричный элемент (5) полностью определен; из таблицы (напр., в [7]) находим $W(x) = 1 + 0,125 x^2 + 0,042 x^4$. К четности γ -кванта ф-ция угловой корреляции не чувствительна.

Если бы нижний уровень в рассмотренном каскаде был не 0^+ , а, напр., 1^+ , то переход γ_2 был бы смесью одинаково запрещенных ($l = 1$) магнитного диполя и электрич. квадрупольа. Поэтому в теоретическом расчете ф-ция корреляции, помимо (неизвестного) спина промежуточного состояния, появился бы еще один параметр, т. н. параметр смешивания, что усложнило бы анализ процесса.

Ф-ции корреляции для всех видов ядерных излучений см., напр., в [7].

Воздействие внешних полей на угловые корреляции. Для применимости описанных расчетов необходимо, чтобы за время жизни промежуточного ядра внешние воздействия не успели существенно изменить его поляризационное состояние [8]. Практически возмущения корреляции могут быть вызваны взаимодействием магнитного момента ядра с приложенным внешним магнитным полем (α), с магнитным моментом электронной оболочки (*сверхтонкое расщепление*) (β) или взаимодействием квадрупольного электрич. момента ядра с электрич. полем, создаваемым средой в месте нахождения ядра (γ). Последний случай имеет место, если нестабильное ядро находится в кристаллич. решетке; ф-ция корреляции при этом зависит не только от угла между n_1 и n_2 , но и от ориентации n_1, n_2 относительно кристаллографич. осей. Усреднение такой корреляции по направлениям кристаллографич. осей дает ф-цию корреляции для каскада, наблюдаемого в кристаллич. порошке. В кристалле момент электронной оболочки может быть ориентирован относительно решетки; в этом случае и сверхтонкое расщепление приводит к анизотропному возмущению корреляции. Для газов и жидкостей в случае (β) возмущение корреляции изотропно, так что возмущенная ф-ция угловой корреляции, как и не возмущен-

ная, зависит только от n_1, n_2 . В жидкости атомы находятся близко друг к другу и совершают беспорядочные движения, поэтому поле, действующее на каждый атом, меняется случайным образом. Этим вызывается переориентация магнитного момента оболочки, что через связь со сверхтонким расщеплением сказывается на угловой корреляции. С ростом температуры частота ω возмущающего поля растет, и оболочка не успевает переориентироваться; т. о., в пределе $\omega \rightarrow \infty$ угловая корреляция такая же, как в случае сохранения полного момента (ядра и оболочки) при наличии сверхтонкого расщепления. Последний случай может иметь место только в газах, если время между соударениями больше времени жизни промежуточного ядра. Предел $\omega \rightarrow 0$ (в жидкости) соответствует кристаллич. порошку.

Возмущения корреляции во всех случаях уменьшают ее. Напр., изотропное «сверхтонкое» возмущение переводит невозмущенную угловую корреляцию

$$1 + \sum_{k=1}^{s_e} A_{2k} P_{2k}(n_1 n_2) \quad \text{в} \quad 1 + \sum_{k=1}^{s_e} G_{2k} A_{2k} P_{2k}(n_1 n_2).$$

Здесь коэффициенты $G_{2k} \leq 1$ зависят только от параметров, описывающих взаимодействие промежуточного ядра. Влияние возмущения на угловую корреляцию существенно, если вызываемое им расщепление уровней промежуточного ядра сравнимо с собственной шириной ядра (или больше ее). Чувствительность угловых корреляций к внешним воздействиям позволяет с их помощью получать информацию об электрических и магнитных моментах ядер или, напр., о полях, действующих внутри кристаллич. решетки. Наиболее подходит для этой цели каскадные распады с большим временем жизни промежуточного ядра.

Лит.: 1) Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л., *Кинематика ядерных реакций*, М., 1959; 2) Давыдов А. С., *Теория атомного ядра*, М., 1958; 3) Заставенко Л. Г., «ЖЭТФ», 1958, т. 35, вып. 3, с. 785; 4) Lee Y. Y. Ia. o. j., «Phys. Rev. Letters», 1964, v. 12, № 12, p. 342; 5) Adair R. K., «Phys. Rev.», 1955, v. 100, № 5, p. 1540; 6) Dalitz R. H., там же, 1954, v. 94, № 4, p. 1046; 7) Biedenharn L. C., Rose M. E., «Rev. Modern. Phys.», 1953, v. 25, № 3, p. 729; 8) Steffen R. M., «Advances Phys.», 1955, v. 4, № 14, p. 294. Л. Г. Заставенко.

УГОЛ АТАКИ (в аэродинамике) — угол α между осями x и x_1 , y и y_1 в плоскости xy , связанной (т. е. жестко соединенной с обтекаемым телом) и скоростной (т. е. ориентированной по направлению скорости потока или движения тела) систем координат. При этом ось x совпадает с направлением скорости потока на бесконечности перед телом, а ось x_1 — с выбранным направлением на теле, напр. осью симметрии, хордой крыла и т. п.

УГОЛ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ — угол сдвига фаз между векторами тока и его реактивной (емкостной) составляющей в находящемся под переменным напряжением диэлектрике. Подробнее см. *Диэлектрические потери*.

УГОЛ МАГНИТНЫХ ПОТЕРЬ — часть полного угла потерь δ катушки индуктивности в цепи переменного тока, обусловленная рассеянием электромагнитной энергии из-за гистерезиса магнитного, магнитной вязкости и вихревых токов в ее сердечнике. Если ток в обмотке катушки $i = I_m \sin \omega t$ при напряжении на ее зажимах $u = U_m \sin(\omega t + \varphi)$, то $\delta = \pi/2 - \varphi$, и средняя по времени рассеиваемая мощность $p = 0,5 I_m U_m \sin \delta$; $\text{tg } \delta = R/\omega L$, где R — эквивалентное сопротивление полных потерь, L — индуктивность катушки (обмотки вместе с сердечником). Если $\omega L \gg R$, то $\text{tg } \delta \approx \delta = \delta_0 + \delta_c$. Здесь $\delta_0 \approx R_0/\omega L$, R_0 — активное сопротивление обмотки; $\delta_c \approx R_c/\omega L$ — У. м. п. сердечника, $R_c = R - R_0$ (диэлектрич. потери в изоляции и обмотке катушки, а также влияющие соств. емкости обмотки не учтены). δ_c совпадает

с разностью фаз напряженности поля катушки и усредненной по объему сердечника индукции, если обе эти величины меняются по времени практически синусоидально (при несинусоидальности расчет ведется по эквивалентным синусоидам).

Лит.: Поливанов К. М., Ферромагнетики, М.—Л., 1957, гл. 3. Р. И. Янус.

УГОЛ ПОЛЯ ЗРЕНИЯ оптической системы — угол, в пределах к-рого лучи света, идущие из плоскости предмета к центру входного зрачка, образуют в плоскости изображения оптич. системы резкое изображение предмета. См. *Поле зрения*.

УГОЛ СКОЛЬЖЕНИЯ (в аэродинамике) — угол β между осями x и x_1 , z и z_1 (в плоскости xz) связанной и скоростной системы координат (см. *Угол атаки*). Ось x совпадает с направлением скорости потока на бесконечности перед телом, а ось z перпендикулярна плоскости и направлена по правому крылу самолета.

УДАР твердых тел — совокупность явлений, возникающих при столкновении движущихся твердых тел, а также при нек-рых видах взаимодействия твердого тела с жидкостью или газом (У. струи о тело, удар тела о поверхность жидкости, гидравлический удар, действие взрыва или ударной волны на твердое тело и др.). Промежуток времени, в течение к-рого длится У., обычно очень мал (на практике от неск. десятитысячных до миллионных долей сек), а развивающиеся на площадках контакта соударяющихся тел силы (наз. ударными или мгновенными) очень велики. Изменяются они за время У. в широких пределах и достигают значений, при к-рых средние величины давления (напряжений) на площадках контакта имеют порядок 10^4 и даже 10^5 кг/см². Действие ударных сил приводит к значит. изменению за время У. скоростей точек тела. Следствиями У. могут быть также остаточные деформации, звуковые колебания, нагревание тел, изменение механич. свойств их материалов и др., а при скоростях соударения, превышающих критические, — разрушение тел в месте У. Порядок критич. скоростей для металлов ≈ 15 м/сек (медь) — 150 м/сек и более (высококачеств. стали).

Изменение скоростей точек тела за время У. определяется методами общей теории У. [1, 2], где в качестве меры механич. взаимодействия тел при У. вместо самой ударной силы P вводится ее импульс за время У. τ , т. е. величина $\int_0^{\tau} P dt = P_{cp} \tau$,

наз. *импульсом ударным* S . Одновременно, ввиду малости τ , импульсами всех неударных сил, таких, напр., как сила тяжести, а также перемещениями точек тела за время У. пренебрегают. Основные ур-ния общей теории У. вытекают из теорем об изменении количества движения и кинетич. момента системы при У. Для У. по твердому телу эти теоремы дают в проекциях на оси xyz :

$$M(V_x - v_x) = S_x, \quad M(V_y - v_y) = S_y, \\ M(V_z - v_z) = S_z$$

$$I_x(\Omega_x - \omega_x) - I_{xy}(\Omega_y - \omega_y) - \\ - I_{xz}(\Omega_z - \omega_z) = m_x(S), \\ - I_{xy}(\Omega_x - \omega_x) + I_y(\Omega_y - \omega_y) - \\ - I_{yz}(\Omega_z - \omega_z) = m_y(S), \\ - I_{xz}(\Omega_x - \omega_x) - I_{yz}(\Omega_y - \omega_y) + \\ + I_z(\Omega_z - \omega_z) = m_z(S). \quad (1)$$

Здесь v и ω — скорость центра масс и угловая скорость тела в начале У., V и Ω — те же величины в конце У.; M — масса тела, $I_x, I_y, I_z, I_{xy}, I_{yz}, I_{xz}$ — осевые и центробежные моменты инерции. Если на тело действует одновременно неск. ударных импульсов, то следует считать $S_x = \sum S_{ix}, m_x(S) = \sum m_x(S_i)$,

где $m_x(S_i)$ означает момент импульса относит. оси x и т. д. Когда в качестве осей x, y, z выбираются главные центр. оси инерции тела, $I_{xy} = I_{yz} = I_{zx} = 0$.

Ур-ния (1) позволяют, зная приложенный импульс и скорости в начале У., определить скорости в конце У., а если тело является несвободным, то найти и импульсивные реакции связей, к-рые вместе с заданным импульсом войдут в правые части ур-ний. Напр., для тела, имеющего неподвижную ось вращения x (в этом случае $\omega_y = \omega_z = \Omega_y = \Omega_z = 0$), четвертое из ур-ний (1), принимающее вид $I_x(\Omega_x - \omega_x) = m_x(S)$, определяет изменение угловой скорости тела за время У., а остальные 5 ур-ний служат для отыскания импульсивных реакций в точках закрепления оси. При этом У. можно произвести так, что все импульсивные реакции обратятся в нули (см. *Центр удара*).

В случае соударения двух тел для отыскания приложенного в точках контакта ударного импульса вводится дополнит. эмпирич. соотношение, заменяющее в общей теории У. ур-ние энергии. Процесс соударения тел можно разделить на 2 фазы. Первая — начинается с момента соприкосновения точек A и B тел (рис. 1), имеющих в этот момент скорость сближения $v_{An} - v_{Bn}$, где v_{An} и v_{Bn} — проекции скоростей v_A

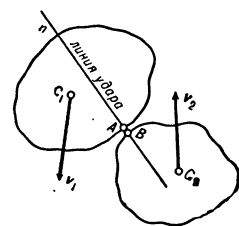


Рис. 1.

и v_B на общую нормаль n к поверхностям тел в точках A и B , наз. линией удара. К концу 1-й фазы сближения тел прекращается, а часть их кинетич. энергии переходит в потенц. энергию деформации. Во 2-й фазе происходит обратный переход потенц. энергии упругой деформации в кинетич. энергию тел; при этом тела начинают расходиться и к концу 2-й фазы точки A и B будут иметь скорость расхождения $V_{An} - V_{Bn}$. Для совершенно упругих тел механич. энергия к концу У. восстановилась бы полностью и было бы $|V_{An} - V_{Bn}| = |v_{An} - v_{Bn}|$; наоборот, У. совершенно неупругих тел закончился бы на 1-й фазе ($V_{An} - V_{Bn} = 0$). При У. реальных тел механич. энергия к концу У. восстанавливается лишь частично вследствие потерь на сообщение остаточных деформаций, нагревание тел и др. и $|V_{An} - V_{Bn}| < |v_{An} - v_{Bn}|$. Для учета этих потерь вводится т. н. коэфф. восстановления k , к-рый считается зависящим только от физ. свойств материалов тел и удовлетворяющим равенству:

$$k = |V_{An} - V_{Bn}| / |v_{An} - v_{Bn}| = \\ = -(V_{An} - V_{Bn}) / (v_{An} - v_{Bn}). \quad (2)$$

В случае У. по неподвижному телу $V_{Bn} = v_{Bn} = 0$ и $k = -V_{An}/v_{An}$. Значение k определяется экспериментально, напр. измерением высоты h , на к-рую отскакивает шарик, свободно падающий на горизонт. плиту с высоты H ; в этом случае $k = \sqrt{h/H}$. По данным опытов при соударении тел из дерева $k = 0,5$, из стали — 0,55, из слоновой кости — 0,89, из стекла — 0,94. В предельных случаях при совершенно упругом У. $k = 1$, а при совершенно неупругом $k = 0$.

Ур-ния (1), составленные для каждого из соударяющихся тел, вместе с ур-нием (2), в к-ром v_{An}, v_{Bn} и V_{An}, V_{Bn} должны быть выражены через скорости центров масс тел и их угловые скорости, дают систему ур-ний, позволяющих, зная скорости до У. и коэфф. k , найти скорости после У. и действующий в точках соударения импульс S .

Если центры масс тел C_1 и C_2 лежат на линии $У$. (рис. 1), то $У$. наз. центральный ($У$. шаров); в противном случае — нецентральным. Если скорости v_1 и v_2 центров масс в начале $У$. направлены параллельно линии $У$., то $У$. наз. прямым; в противном случае — косым. При косом центр. $У$. тела (шара) о неподвижную гладкую преграду (рис. 2) урния (1) и (2) дают $\Omega = \omega$, $V_x = v_x$, $V_y = -kv_y$, $S_y = -M(1+k)v_y$.

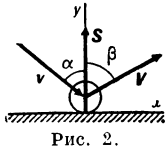


Рис. 2.

$\text{tg} \alpha = k \text{tg} \beta$. При прямом центр. $У$. двух гладких тел (шаров) 1 и 2

$$V_1 = v_1 - \frac{(1+k)M_2}{M_1+M_2}(v_1-v_2), \quad V_2 = v_2 + \frac{(1+k)M_1}{M_1+M_2},$$

$$S = (1+k) \frac{M_1 M_2}{M_1+M_2} (v_1 - v_2),$$

$$\Delta T = \frac{(1-k^2)}{2} \frac{M_1 M_2}{M_1+M_2} (v_1 - v_2)^2,$$

где ΔT — потерянная за время $У$. кинетич. энергия системы (см. *Карно теорема*). Угловые скорости тел за время $У$. не изменяются. В частном случае при $k=1$ и $M_1=M_2$ получается $V_1=v_2$ и $V_2=v_1$, т. е. шары одинаковой массы при совершенно упругом $У$. обмениваются скоростями; при этом $\Delta T=0$.

Для определения времени $У$., ударных сил и вызванных ими в телах напряжений и деформаций необходимо учесть механич. свойства материалов тел и изменения этих свойств за время $У$., а также характер начальных и граничных условий. Решение проблемы существенно усложняется не только из-за трудностей чисто математич. характера, но и ввиду отсутствия достаточных данных о параметрах, определяющих поведение материалов тел при ударных нагрузках, что заставляет делать при расчетах ряд существенных упрощающих предположений. Наиболее разработана теория $У$. совершенно упругих тел [3, 4, 5], в к-рой предполагается, что тела за время $У$. подчиняются законам упругого деформирования (см. *Упругости теория*) и в них не появляется остаточных деформаций. Деформация в месте контакта распространяется в таком теле в виде *упругих волн* со скоростью, зависящей от физич. свойств материала. Если время прохождения этих волн через все тело много меньше времени $У$., то влиянием упругих колебаний можно пренебречь и считать характер контактных взаимодействий при $У$. таким же, как в статич. состоянии. На таких допущениях основывается контактная теория удара Г. Герца, расчеты по к-рой при прямом центр. $У$. дают:

$$P = n\alpha^{3/2}, \quad \tau = 2,9432\alpha_{\max}^{1/3} v, \quad (3)$$

где $v = |v_1 - v_2|$ — скорость соударения, α — величина сближения центров масс тел, n — коэфф., зависящий от упругих свойств материалов тел и их формы в окрестностях точки контакта. Для случая $У$. 2 шаров с радиусами r_1 и r_2

$$n = \frac{4}{3(\theta_1 + \theta_2)} \left(\frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\alpha_{\max} = \left[\frac{15 M_1 M_2 (\theta_1 + \theta_2)}{16 (M_1 + M_2)} \right]^{2/5} \left(\frac{r_1 + r_2}{r_1 r_2} \right)^{1/5} v^{4/5},$$

где $\theta = (1 - \nu^2)/E$, E — модуль упругости (модуль Юнга), ν — коэфф. Пуассона.

Т. о. сила $P_{\max} \sim v^{1/5}$, а время $У$. обратно пропорционально $v^{1/5}$. В частности для стальных шаров, при $r_1 = r_2 = 3,8$ см, $v = 2,5$ м/сек, ф-лы (3) и (4) дают $\tau = 0,00018$ сек, $P_{\max} \approx 4500$ кг; максим. главное напряжение в центре площадки контакта составляет при этом ок. 73 000 кг/см².

Если время прохождения упругих волн через тело сравнимо со временем $У$., то для расчетов пользуются

волновой теорией $У$. По этой теории при продольном совершенно упругом $У$. двух стержней из одного и того же материала длиной l и $L > l$ будет $P = F_0 v \sqrt{\rho E}$, $\tau = 2L \sqrt{\rho/E}$, где ρ — плотность материала стержней, F_0 — площадь поперечного сечения. Напряжение $\sigma = P/F_0$ распространяется вдоль стержня со скоростью волны $c = \sqrt{E/\rho}$.

Изучение $У$. не вполне упругих тел — задача значительно более сложная, требующая учета как упругих, так и пластич. свойств материалов [4, 7]. При решении этой задачи и связанных с ней проблем определения механич. свойств материалов тел при $У$., изучения изменений их структуры и процессов разрушения широко опираются на анализ и обобщение результатов многочисленных эксперимент. исследований [6, 8]. Также исследуются специфич. особенности $У$. тел при больших скоростях (порядка сотен м/сек) и при воздействии взрыва, к-рый в случае непосредственного контакта заряда с телом можно считать эквивалентным соударению со скоростью до 1000 м/сек [8].

Кроме $У$. твердых тел, в физике изучают столкновения молекул, атомов и элементарных частиц (см. *Столкновений теория*, *Столкновения атомные*, *Удары второго рода*).

Лит.: 1) Суслев Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М.—Л., 1944, гл. 55—57; 2) Голубева О. В., Теоретическая механика, М., 1961, гл. 23; 3) Ляв А., Математическая теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1935, § 139, 140, 284; 4) Кильчевский Н. А., Теория соударений твердых тел, М.—Л., 1949; 5) Динник А. Н., Удар и сжатие упругих тел, Избранные труды, т. 1, Киев, 1952; 6) Давиденков Н. Н., Динамические испытания металлов, 2 изд., М.—Л., 1936; 7) Ильшин А. А., Ленский В. С., Сопrotивление материалов, М., 1959, гл. 6; 8) Райнхарт Дж., Пирсон Дж., Поведение металлов при импульсивных нагрузках, пер. с англ., М., 1958. См. также лит. при ст. *Динамика и Упругости теория*.

С. М. Тара.

УДАР ТЕЛА О ПОВЕРХНОСТЬ ЖИДКОСТИ — предельный случай быстрого погружения плавающего или падающего на поверхность воды тела, когда быстрое изменение скорости системы тело — жидкость можно заменить мгновенным (см. *Удар*). Теория и результаты экспериментов $У$. т. о. п. ж. применяются к расчету посадки гидросамолета на воду, входа в воду авиабомб, торпед, неустановившегося глссирования и т. п. В теории $У$. т. о. п. ж. определяются импульсы, действовавшие на тело при ударе, и их моменты; и те и другие выражаются через *присоединенные массы* плавающего тела. Знание импульсов нужно для расчета прочностных характеристик тела и для определения последующего движения тела. В частности, если симметричное тело массы m вертикально ударяется о поверхность воды со скоростью v_1 , то скорость тела после удара $v_2 = v_1 m / (m + \mu)$, где μ — присоединенная масса плавающего тела.

Математич. задача об ударе тела о несжимаемую жидкость плотности ρ сводится к нахождению потенциала скоростей $\phi = -p_i/\rho$, где p_i — импульсивное давление, ϕ — гармонич. ф-ция, подчиненная граничным условиям: на свободной поверхности жидкости $\phi = 0$, на поверхности плавающего тела $\partial\phi/\partial n = v_n$, где v_n — проекция скорости данной точки тела на нормаль n . В важном для практики частном случае вертикального удара плавающего тела, к-рому сообщается вертик. скорость v_y , количество движения жидкости I_y и ее кинетич. энергия T определяются выражениями: $I_y = \mu_y v_y$; $T = \mu_y v_y^2 / 2 = I_y v_y / 2$.

Быстрый вход тела в жидкость принципиально отличается от удара плавающего тела. В этом случае поверхность жидкости деформируется в процессе входа тела в жидкость, резко искривляясь вблизи поверхности тела с образованием брызговых струй и всплесков. Наиболее важные результаты получены для конуса и клина, вертикально входящих в воду с постоянной скоростью: удается определить

форму границ свободной поверхности, скорости жидких частиц и др. В этих случаях движения жидкости являются автомодельными с центром подобия в точке тела, где произошло первоначальное соприкосновение тела с поверхностью воды. Конфигурация свободной поверхности, линии тока и т. д. в различные моменты времени сохраняются геометрически подобными, а скорости жидкости в сходственных точках постоянны. Однако при теоретич. рассмотрении погружение тела часто рассматривают как непрерывную последовательность ударов плавающего тела о воду, что позволяет определить сопротивление P_0 , к-рое испытывает тело. При погружении клиньев и конусов с постоянной скоростью v_y $P_0 = v_y dM/dt$, где M отличается от присоединенной массы плавающих тел соответствующей конфигурации; так для клиньев $M = \pi/2 \cdot \rho h^2 [(\pi/2\beta) - 1]^2$, а для конусов $M = 4/3 \rho h^3 (4/\pi \operatorname{tg} \beta)^3 K(\beta)$, где h — глубина погружения, а $K(\beta) \approx 1 - \frac{\operatorname{tg} \beta}{4} \left[\frac{4+\pi^2}{8} + \ln \frac{4}{\operatorname{tg} \beta} \right]$. Выражение M для клиньев справедливо при любых углах килеватости β (угла между поверхностью невозмущенной жидкости и стороной клина или образующей конуса) от 0 (пластина) до $\pi/2$ (острое ребро); выражение M для конусов справедливо в интервале β от 0 до 30° .

При нестационарном погружении тел порожденное ими движение жидкости зависит от истории предшествующего движения, однако это влияние слабо. Приближенно в этом случае сила сопротивления воды для клина

$$P = \pi \left(\frac{\pi}{2\beta} - 1 \right)^2 \left[\rho h v_y^2 + \left(1 - \frac{\cos \beta}{2} \right) \rho h^2 \frac{dv_y}{dt} \right].$$

Существует также приближенный метод расчета быстрого погружения слабо изогнутых и малокилеватых тел различной конфигурации.

Лит.: 1) С е д о в Л. И., Об ударе твердого тела, плавающего на поверхности нежимаемой жидкости, «Труды ЦАГИ», 1934, вып. 187; 2) С е д о в Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, М.—Л., 1950; 3) Г у р е в и ч М. И., Теория струй идеальной жидкости, М., 1961; 4) Л о г в и н о в и ч Г. В., Течения с развитой кавитацией, «Инженерный журнал», 1961, т. 1, вып. 1; 5) Б о р и с о в а Э. П., К о р я в о в П. П., М о и с е е в Н. Н., «Прикл. матем. и механ.», 1959, т. 23, вып. 2.

УДАРНАЯ ВОЛНА (скачок уплотнения) — распространяющаяся со сверхзвуковой скоростью тонкая переходная область, в к-рой происходит резкое увеличение плотности, давления и скорости вещества.

У. в. возникают при взрывах, при сверхзвуковых движениях тел (см. *Сверхзвуковое течение*), при мощных электрич. разрядах и т. д. Так, напр., при взрыве ВВ образуются высоконагретые продукты взрыва, обладающие большой плотностью и находящиеся под высоким давлением. В начальный момент они окружены покоящимся воздухом при норм. плотности и атм. давлении. Расширяющиеся продукты взрыва сжимают окружающий воздух, причем в каждый момент времени сжатым оказывается лишь воздух, находившийся в определенном объеме; вне этого объема воздух остается в невозмущенном состоянии. С течением времени объем сжатого воздуха возрастает. Поверхность, к-рая отделяет сжатый воздух от невозмущенного, и представляет собой У. в. (или, как говорят, — фронт У. в.).

Классич. пример возникновения и распространения У. в. — опыт по сжатию газа в трубе поршнем. Если поршень движется в газ медленно, с дозвуковой скоростью, то по газу со скоростью звука a бежит акустич. волна сжатия. Если же скорость поршня $v > a$, то возникает У. в. Скорость распространения У. в. по невозмущенному газу $D = (x_{\phi 1} - x_{\phi 2}) / (t_2 - t_1)$ (рис. 1) больше, чем скорость движения частицы газа (т. н. массовой скорости) $v = (x_{a2} - x_{a1}) / (t_2 - t_1)$, к-рая совпадает со скоростью поршня. Расстояния

между частицами в У. в. меньше, чем в невозмущенном газе, вследствие сжатия газа.

Если поршень сначала вдвигают в газ с небольшой скоростью и постепенно ускоряют, то У. в. образуется не сразу. Вначале возникает волна сжатия с непрерывными распределениями плотности ρ и давления p . С течением времени крутизна передней части волны сжатия нарастает, т. к. возмущения от ускоряющегося поршня догоняют ее и усиливают, вследствие чего возникает резкий скачок всех гидродинамич. величин — У. в. (см. *Газовая динамика*).

З а к о н ы у д а р н о г о с ж а т и я. Толщина

У. в. — порядка длины свободного пробега молекул, однако для многих целей при теоретич. исследованиях можно пренебречь толщиной У. в. и с большой точностью заменить ее поверхностью разрыва. Существуют прямые и косые У. в. Первостепенный интерес представляют прямые У. в., у к-рых скорость вещества направлена перпендикулярно к поверхности фронта. Косую У. в. путем перехода к новой системе координат, движущейся параллельно поверхности фронта, всегда можно свести к прямой (о косых У. в. см. *Скачок уплотнения*).

При прохождении газа через У. в. параметры газа меняются разрывным образом — скачком. Значения параметров газа по обе стороны скачка связаны соотношениями, вытекающими из законов сохранения массы, импульса и энергии. Если p_1 — давление, ρ_1 — плотность, ε_1 — уд. внутр. энергия, v_1 — скорость вещества за фронтом У. в. (в системе координат, в к-рой У. в. покоится), а $p_0, \rho_0, \varepsilon_0, v_0$ — те же величины перед фронтом, то условия сохранения потоков массы, импульса и энергии через фронт имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho_1 v_1 &= \rho_0 v_0; & p_1 + \rho_1 v_1^2 &= p_0 + \rho_0 v_0^2; \\ \varepsilon_1 + (p_1/\rho_1) + (v_1^2/2) &= \varepsilon_0 + (p_0/\rho_0) + (v_0^2/2). \end{aligned} \quad (1)$$

Отсюда можно получить:

$$v_0^2 = V_0^2 \frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1}; \quad v_1^2 = V_1^2 \frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1}; \quad (2)$$

а также уравня ударной адиабаты

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 - \varepsilon_0 &= 1/2 (p_1 + p_0) (V_0 - V_1); \\ w_1 - w_0 &= 1/2 (p_1 - p_0) (V_0 - V_1), \end{aligned} \quad (3)$$

где $V = 1/\rho$ — уд. объем, $w = \varepsilon + p/\rho$ — уд. энтальпия. Если известны термодинамич. свойства вещества, т. е. ф-ции $\varepsilon(p, \rho)$ или $w(p, \rho)$, то ударная адиабата дает зависимость конечного давления p_1 от конечного объема V_1 при ударном сжатии вещества из данного начального состояния $p_0 V_0$, т. е. $p_1 = H(V_1, p_0, V_0)$.

При переходе через У. в. энтропия вещества S меняется, причем скачок энтропии $S_1 - S_0$ определяется только законами сохранения (1), к-рые допускают существование двух режимов: скачка сжатия ($\rho_1 > \rho_0, p_1 > p_0$) и скачка разрежения ($\rho_1 < \rho_0, p_1 < p_0$). Однако в соответствии со вторым началом термодинамики реально осуществляется только режим, при к-ром энтропия возрастает. В веществах с норм. термодинамич. свойствами, когда $(\partial^2 p / \partial V^2)_S > 0$, энтропия возрастает только в У. в. сжатия, поэтому У. в. разрежения не реализуются (теорема Цемплена).

У. в. распространяется по невозмущенному веществу со сверхзвуковой скоростью $D = |v_0| > a_0$,

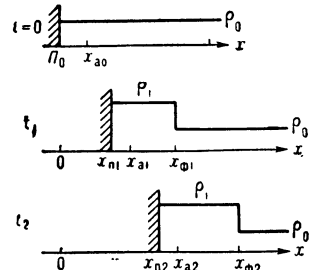


Рис. 1. Схема движения поршня Π , распределения плотности ρ и местоположения фронта ударной волны Φ .

тем большей, чем больше интенсивность Y . в., т. е. чем больше $(p_1 - p_0)/p_0$. Благодаря этому Y . в. механически устойчива, т. к. никакие возмущения из-за фронта не могут проникнуть в невозмущенную среду, опередить Y . в. и размыть фронт. Относительно сжатого вещества, находящегося за фронтом, Y . в. распространяется с дозвуковой скоростью $v_1 < a_1$, благодаря чему газодинамич. режим за фронтом Y . в. влияет на ее амплитуду. Напр., возмущения от ускоряющегося поршня, к-рый движется в газ и создает Y . в., догоняют Y . в. и усиливают ее, вследствие чего Y . в. также ускоряется. При стремлении интенсивности Y . в. к 0 скорость ее распространения стремится к a_0 . Приращение энтропии в Y . в. слабой интенсивности есть величина третьего порядка малости относительно приращения давления или плотности $(S_1 - S_0)/S_0 \sim [(\rho_1 - \rho_0)/\rho_0]^3$, поэтому такую Y . в. можно считать изэнтропичной. При неограниченном возрастании амплитуды Y . в. $(p_1/p_0 \rightarrow \infty)$ сжатие за фронтом остается ограниченным.

Ударные волны в газах. Особенно простой вид приобретает ф-лы для Y . в. в случае идеального газа с постоянной теплоемкостью. В этом случае $\epsilon = p/(\rho(\gamma - 1))$, $p = A\rho T$ ($\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей при постоянных давлении и объеме — показатель адиабаты, A — газовая постоянная, рассчитанная на грамм), что дает возможность записать ударную адиабату и отношения объемов в виде

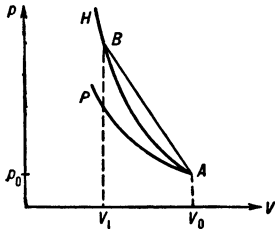


Рис. 2. Ударная адиабата H и адиабата Пуассона P , проходящие через общую начальную точку начального состояния.

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma + 1)V_0 - (\gamma - 1)V_1}{(\gamma + 1)V_1 - (\gamma - 1)V_0}, \quad (4)$$

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{(\gamma - 1)p_1 + (\gamma + 1)p_0}{(\gamma + 1)p_1 + (\gamma - 1)p_0}$$

Т. о., ударная адиабата, или адиабата Гюгюньо, H отличается от обычной адиабаты P (адиабаты Пуассона), для которой $p_1/p_0 = (V_0/V_1)^\gamma$ (рис. 2). При ударном сжатии вещества для данного изменения V необходимо

большее изменение p , чем при адиабатич. сжатии, что является следствием необратимости нагревания при ударном сжатии, в свою очередь связанного с переходом в тепло кинетич. энергии потока, набегающего на фронт Y . в.

Параметры газа в Y . в. можно представить в зависимости от числа Маха $M = D/a_0$:

$$\frac{V_0}{V_1} = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1} = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2}; \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1}M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}; \quad (5)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2\gamma M^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M^2}$$

В пределе для сильных Y . в. при $M \rightarrow \infty$, $p_1/p_0 \rightarrow \infty$ получается:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}; \quad p_1 = \frac{2}{\gamma + 1}\rho_0 D^2; \quad v_1 = \frac{2D}{\gamma + 1}; \quad (6)$$

$$T_1 = \frac{2(\gamma - 1)D^2}{(\gamma + 1)^2 A}$$

Т. о., сколь угодно сильная Y . в. не может сжать газ более чем в $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ раз. Напр., для одноатомного газа $\gamma = 5/3$ и предельное сжатие равно 4, а для двухатомного (воздух) — $\gamma = 7/5$ и предельное сжатие равно 6. Предельное сжатие тем выше, чем больше теплоемкость газа (меньше γ).

Ф-лы (4)–(6) имеют ограниченную применимость (хотя и очень полезны для оценок и выявления качественных зависимостей). В реальном газе при высоких темп-рах происходят диссоциация молекул, химич. реакции, ионизация и т. д., что связано с затратами энергии и изменением числа частиц. При этом

внутренняя энергия ϵ зависит не только от T , но и от ρ , и параметры газа за фронтом Y . в. можно определить только численными расчетами по ур-ниям (1), (3). В табл. 1 приведены параметры за фронтом Y . в., распространяющейся по воздуху, к-рый находится при нормальных условиях $p_0 = 1 \text{ атм}$, $T_0 = 293^\circ \text{ К}$; $\rho_0 = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$.

Таблица 1.

p_1 атм	ρ_1/ρ_0	D км/сек	$T^\circ \text{ К}$	p_1 атм	ρ_1/ρ_0	D км/сек	$T^\circ \text{ К}$
1	1	0,33	293	1000	11,00	9,31	14000
5	2,84	0,70	482	2980	9,75	15,9	30000
10	3,88	0,98	705	6380	8,97	23,3	50000
50	6,04	2,15	2260	19200	8,62	40,1	100000
127	8,58	3,35	4000	143900	6,27	114,0	500000
561	11,00	6,97	10000				

Структура фронта Y . в. в газах. Вязкий скачок уплотнения. Необратимость ударного сжатия свидетельствует о наличии диссипации механич. энергии во фронте Y . в. Простейшая теория, учитывающая диссипативные процессы, основана на ур-ниях динамики вязкого теплопроводного газа. Поскольку толщина фронта невелика, достаточно рассмотреть одномерное стационарное течение в системе координат, в к-рой Y . в. покоится. Система ур-ний для этого случая имеет вид:

$$\frac{d}{dx} \rho v = 0, \quad \rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dp}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\frac{4}{3} \mu \frac{dv}{dx} \right) = 0,$$

$$\rho v T \frac{ds}{dx} = \frac{4}{3} \mu \left(\frac{dv}{dx} \right)^2 + \frac{d}{dx} \kappa \frac{dT}{dx}, \quad (7)$$

где μ и κ — коэфф. вязкости и теплопроводности. К системе присоединяются граничные условия: исчезновение градиентов перед фронтом при $x = -\infty$ и за фронтом при $x = +\infty$. Перед фронтом ρ , p , v равны своим начальным значениям ρ_0 , p_0 , $v_0 = D$. Преобразование третьего ур-ния с помощью термодинамич. тождества. $T ds = dw - (1/\rho) dp$ и интегрирование дает первые интегралы системы

$$\rho v = \rho_0 D, \quad p + \rho v^2 - \frac{4}{3} \mu \frac{dv}{dx} = p_0 + \rho_0 D^2,$$

$$w + \frac{v^2}{2} - \frac{1}{\rho_0 D} \left(\kappa \frac{dT}{dx} + \frac{4}{3} \mu v \frac{dv}{dx} \right) = w_0 + \frac{D^2}{2}. \quad (8)$$

Если отнести ур-ния (8) к области за фронтом, положив $dv/dx = 0$, $dT/dx = 0$, получатся условия на разрыве (1), из к-рых следует, что скачок энтропии в Y . в. не зависит ни от механизма диссипации, ни от величины коэфф. μ и κ . Последние определяют лишь внутреннюю структуру фронта волны и его толщину δ , к-рая пропорциональна μ и κ (последние в свою очередь пропорциональны длине пробега молекул l_0).

В общем случае систему (8) решить аналитически не удается. Решение возможно лишь в частном случае, когда число Прандтля $Pr = \mu c_p / \kappa = 3/4$, к-рый, однако, дает полное представление о структуре скачка уплотнения не слишком большой интенсивности. Все полученные этим способом величины в Y . в.: v , p , ρ и T монотонно изменяются от своих начальных до конечных значений (рис. 3). Энтропия же S меняется немонотонно и внутри Y . в. достигает максимума в точке перегиба скорости, т. е. в центре волны. Возникновение максимума S в волне связано с существованием теплопроводности. Вязкость приводит только к возрастанию энтропии, т. к. благодаря ей происходит рассеяние направленного импульса газового потока, набегающего на Y . в., и превращение кинетич. энергии направленного движения в энергию хаотич. движения, т. е. в тепло. Благодаря же теплопроводности тепло необратимым образом перекачивается из более нагретых слоев газа в менее нагретые. При этом приращение энтропии менее нагретых слоев положительно, а более нагретых — отрицательно. Убы-

вание энтропии в более нагретых слоях газа не противоречит второму закону термодинамики, т. к. S всего газа в целом в результате процесса ударного сжатия повышается. Отдельный же слой газа, проходящего через волну, уже не представляет собой изолированной системы.

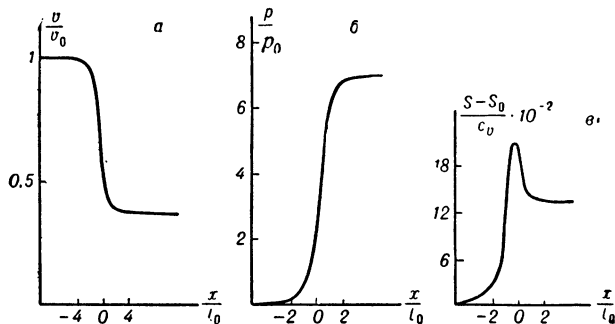


Рис. 3. Распределение *a* — скорости, *b* — давления, *в* — энтропии в вязком скачке уплотнения с числом $M = 2$ в газе с $\gamma = 7/5$ и коэф. вязкости, не зависящим от темп-ры.

Эффективная ширина фронта по порядку величины равна $\delta \sim l_0 M / (M^2 - 1)$. В пределе U . в. слабой интенсивности, при $M - 1 \ll 1$, $\delta \sim l_0 p_0 / (p_1 - p_0) \gg l_0$. К сильным U . в., когда $M \gg 1$, гидродинамич. теория неприменима, т. к. она приводит к физически бессмысленному результату $\delta \ll l_0$. Чтобы кинетич. энергия направленного движения набегающего на разрыв газа превратилась в кинетич. энергию хаотич. движения молекул (тепло), необходимо по крайней мере несколько соударений, и δ не может быть $\ll l_0$. Поэтому сильные U . в. следует рассматривать на основе молекулярно-кинетич. теории газов. Приближенное решение кинетич. ур-ния Больцмана показывает, что в пределе $M \rightarrow \infty$ ширина фронта стремится к постоянному значению $\approx l_0$.

Релаксационный слой. Для распределения энергии газа, сжатого и нагретого в сильном скачке уплотнения по различным степеням свободы, требуется обычно очень много соударений молекул. Поэтому ширина слоя, в к-ром происходит переход из начального в конечное, термодинамически равновесное состояние, т. е. ширина фронта U . в. в реальных газах обычно гораздо больше ширины вязкого скачка и определяется временем релаксации наиболее медленного из процессов: возбуждения колебаний, диссоциации, ионизации и т. д. При этом значение имеют только те степени свободы, к-рые дают заметный вклад в теплоемкость при данной темп-ре. Скорости релаксационных процессов сильно зависят от темп-ры. При каждой темп-ре релаксационные процессы условно можно разделить на «быстрые» и «медленные». Напр., в двухатомном газе при $T \approx 2000^\circ \text{K}$ вращения молекул возбуждаются очень быстро за время неск. соударений, а возбуждение колебаний требует многих тысяч соударений (диссоциация и ионизация при столь низких темп-рах ничтожны). При $T \approx 20\,000^\circ \text{K}$ для диссоциации молекул требуется немного соударений и «медленным» процессом является первая ионизация атомов (роль второй ионизации мала). «Быстрые» процессы можно включить в зону скачка уплотнения, заменив ее разрывом. Величины за скачком p' , ρ' , v' , ϵ' определяются ур-ниями типа (1), в к-рых p_1 , ρ_1 , v_1 , ϵ_1 заменяются на p' , ρ' , v' , ϵ' . Однако в выражении для ϵ' темп-ра T' приписывается только быстро возбуждаемым степеням свободы. Медленно возбуждаемые степени свободы «заморожены» и сохраняют начальную темп-ру T_0 . Состояние газа в зоне медленной релаксации описы-

вается интегралами (8) ур-ний одномерного стационарного течения (7). В силу растянутости этой зоны, градиенты в ней малы и членами вязкости и теплопроводности можно пренебречь, так что интегралы (8) принимают вид ур-ний (1), где роль p_1 , ρ_1 , ... играют ф-ции $p(x)$, $\rho(x)$, ... в зоне релаксации. Из ур-ний сохранения массы и импульса при этом следует, что

$$p = p' + \rho' v'^2 [1 - (V/V')] = \rho_0 + p_0 D^2 [1 - (V/V_0)]. \quad (10)$$

Т. о., точка, описывающая состояние газа на диаграмме p, V (рис. 4), сначала скачком переходит из начального положения A в положение B на ударной адиабате 1, соответствующей возбуждению только быстрых степеней свободы, а затем движется вдоль отрезка прямой BC до конечного положения C на равновесной ударной адиабате 2. Соответствующие профили p, ρ, v, T в U . в. показаны на рис. 5. Темп-ра за разрывом падает, т. к. энергия «быстрых» степеней свободы частично переходит в энергию «медленных». Давление в релаксационном слое возрастает от p' до p_1 , не более чем на 20%, а энтальпия — не более чем на 6%.

Чтобы найти распределения $\rho(x), p(x)$, ... к ур-ниям газовой динамики добавляются ур-ние состояния, выражение w через T, ρ и параметры, характеризующие степени возбуждения колебаний, диссоциации, ионизации и т. д., и ур-ния кинетики для этих процессов. Подобные расчеты сделаны для U . в. в воздухе, аргоне и др. газах. Напр., в воздухе при $p_0 = 1 \text{ мм рт. ст.}$, $T_0 = 300^\circ \text{K}$ и $D = 4,7 \text{ км/сек}$ ($M = 14,2$) ширина релаксационного слоя $\Delta x \approx 5 \text{ м.м}$ ($T_1 \approx 6200^\circ \text{K}$, $\rho_1/\rho_0 \approx 10,2$; в предположении, что колебания возбуждаются быстро, а затягивается только диссоциация, $T' \approx 9800^\circ \text{K}$, $\rho_1/\rho_0 = 8$).

Явление релаксации в U . в. широко используется для эксперимент. изучения кинетики возбуждения колебаний, диссоциации, хим. реакций, ионизации и т. д. и определения скоростей этих процессов, к-рое обычно проводится в ударных трубах. Поэтому изучение структуры релаксационного слоя в U . в. имеет большое значение. Кроме того, при движении тел в разреженной атмосфере (на больших высотах) расстояние отхода U . в. от поверхности тела часто оказывается сравнимым с шириной зоны релаксации.

В U . в., за фронтом к-рых газ сильно ионизован или к-рые распространяются по плазме, ионная и электронная темп-ры T_i и T_e не совпадают. В скачке уплотнения нагреваются только тяжелые частицы (рис. 6), но не электроны, а обмен энергии между ионами и электронами происходит медленно, вследствие большого различия их масс. Релаксация связана с выравниванием темп-р. Кроме того, при распространении U . в. в плазме существенную роль играет электронная теплопроводность, к-рая гораздо больше ионной и благодаря к-рой прогреваются электроны перед скачком уплотнения. В электропроводной среде в

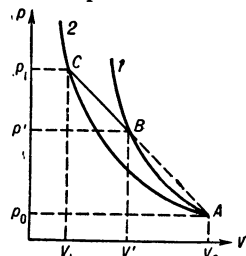


Рис. 4. p, V — диаграмма для ударной волны, распространяющейся по газу с замедленным возбуждением части степеней свободы.

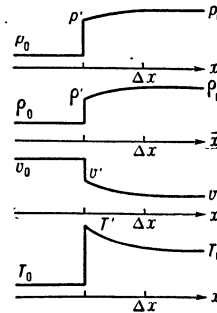


Рис. 5. Профили p, ρ, v и T во фронте ударной волны, распространяющейся по газу с замедленным возбуждением части степеней свободы.

присутствии внешнего магн. поля распространяются магнетогидродинамич. У. в. Их теория строится на основе ур-ний *магнитной гидродинамики*, аналогично теории обычных У. в.

Излучение в У. в. При темп-рах выше неск. десятков тыс. градусов лучистый теплообмен существенно влияет на структуру У. в. Длины пробега световых квантов обычно гораздо больше газокинетич. пробегов, и именно ими определяется толщина фронта. Все газы непрозрачны в более или менее далекой ультрафиолетовой области спектра, поэтому высокотемпературное излучение, выходящее из-за скачка уплотнения, поглощается перед скачком и прогревает несжатый газ. За скачком газ охлаждается за счет потерь на излучение. Ширина фронта — порядка

Рис. 6. Профили ионной T_i и электронной T_e (пунктир) темп-р и плотности ρ во фронте ударной волны, распространяющейся по плазме.

длины пробега излучения ($\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ см в воздухе норм. плотности). Чем выше темп-ра за фронтом T_1 , тем больше поток излучения с поверхности скачка $I \approx \sigma T_1^4$ и тем выше темп-ра газа перед скачком T_- , к-рая определяется соотношением $D \rho_0 \varepsilon(T_-, \rho_0) \approx \sigma T_1^4$. Напр., в воздухе норм. плотности при $T_1 = 25\ 000^\circ\text{K}$, а $T_- = 1400^\circ\text{K}$; при $T_1 = 50\ 000^\circ\text{K}$ $T_- = 4000^\circ\text{K}$; при $T_1 = 150\ 000^\circ\text{K}$ $T_- = 50\ 000^\circ\text{K}$. При нек-рой темп-ре за фронтом (в воздухе $\approx 300\ 000^\circ\text{K}$) темп-ра перед скачком T_- сравнивается с T_1 . При еще более высоких темп-рах за фронтом T_- не поднимается выше T_1 , но перед скачком образуется длинная область прогретого газа (рис. 7). При высоких темп-рах ($\geq 3 \cdot 10^6$ град K в воздухе норм. плотности) становятся существенными не только перенос энергии излучением, но и энергия и давление самого излучения. При темп-рах $\geq 10\ 000^\circ$ прогретый слой воздуха перед скачком уплотнения частично экранирует видимое излучение, выходящее из-за фронта У. в., вследствие чего снижается яркость фронта. Эффект экранировки не позволяет регистрировать очень высокие темп-ры, существующие за фронтом У. в. Яркостная темп-ра фронта У. в. в воздухе норм. плотности никогда не превышает $\sim 50\ 000^\circ$, сколь бы ни была велика темп-ра за фронтом. Яркостная темп-ра очень сильных У. в. с темп-рами в сотни тыс. градусов и выше не зависит от T_1 и $\approx 17\ 000^\circ$. Излучение У. в. сравнительно небольшой интенсивности ($T_1 \sim 10\ 000 - 20\ 000^\circ$) широко изучается в опытах с ударными трубами. Этот вопрос имеет большое практич. значение вследствие важности радиационного нагрева летат. аппаратов и др. тел, движущихся в атмосфере с гиперзвуковыми скоростями.

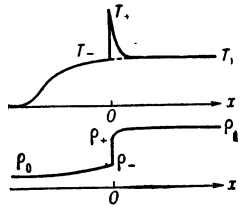


Рис. 7. Профили T и ρ во фронте ударной волны большой амплитуды при учете лучистого теплообмена.

У. в. в твердых телах. Энергия и давление в твердых телах имеют двойную природу: они связаны с тепловым движением и с взаимодействием частиц (тепловые и упругие составляющие). Теория междучастичных сил не может дать общей зависимости упругих составляющих давления и энергии от плотности в широком диапазоне для разных веществ и, следовательно, теоретически нельзя построить ф-цию $\varepsilon(\rho, \rho)$. Поэтому ударные адиабаты для твердых (и жидких) тел определяются из опыта или полуэмпирически. Для значит. сжатия твердых тел нужны

давления в миллионы атмосфер, к-рые достигаются на опыте [4]. На опыте обычно определяются два к.-н. параметра У. в.; напр., $D = |v_0|$ и $v = |v_0 - v_1|$; из общих соотношений (1) — (3) легко найти и остальные параметры У. в.: $\rho_1, p_1, \varepsilon_1$. С помощью эксперимент. ударной адиабаты удается построить полуэмпирич. ур-ние состояния твердых тел в области высоких давлений (и темп-р). Для этого энергия и давление представляются в виде сумм упругих и тепловых составляющих. Последние задаются теоретически, причем учитываются как члены, связанные с тепловыми колебаниями атомов кристаллич. решетки, так и связанные с тепловым возбуждением электронов, к-рое существенно при темп-рах выше $\sim 10\ 000^\circ\text{K}$. Соотв. обработка эксперимент. данных дает возможность определить зависимость упругих составляющих давления p_x и энергии ε_x от объема, а также темп-ру за фронтом У. в. В табл. 2 приведены данные для

Таблица 2

D км/сек	ρ_1/ρ_0	p_1 тыс. атм	p_x тыс. атм	$10^{-8} \varepsilon_1$ эрг/г	$10^{-8} \varepsilon_x$ эрг/г	$T^\circ\text{K}$
3,2	1,3	25,0	216	25,4	15,3	1050
6,5	1,9	2250	1560	471	163	15100
8,1	2,2	4010	2770	965	297	26400

свинца. На практике большое значение имеют слабые У. в. с давлениями $10^4 - 10^5$ атм. Это — типичные давления, к-рые развиваются при детонации, взрывах в воде, ударах продуктов взрыва о преграды и т. д. Повышение энтропии в У. в. с такими давлениями невелико и для расчета распространения У. в. обычно пользуются эмпирич. ур-нием состояния типа $p = A[(\rho/\rho_0)^n - 1]$, где величина A , вообще говоря, зависящая от энтропии, считается постоянной. Напр., для воды $A \approx 3000$ атм, $n \approx 7-8$; для металлов $n \approx 4$ (в железе $A \approx 5 \cdot 10^5$ атм, в меди $A \approx 2,5 \times 10^6$ атм, в дюралюминии $A \approx 2 \cdot 10^5$ атм). В ряде веществ: железе, висмуте и др. в У. в. происходят фазовые переходы — полиморфные превращения. Адиабата в области фазовых переходов имеет аномальный ход [существуют участки, где не выполняется условие $(\partial^2 p / \partial V^2)_S > 0$], вследствие чего наблюдаются аномалии и в распространении У. в. (возможны расщепления У. в. на две волны, У. в. разрежения).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1953, гл. IX; 2) Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1963; 3) Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И., Релаксационные процессы в ударных волнах (в печати); 4) Альтшулер Л. В., «УФН», 1965, т. 85, вып. 2. См. также лит. к ст. Газовая динамика. Ю. П. Райзер.

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ газа — ионизация атомов или молекул газа ударами электронов, ионов или быстрых атомов. В электрич. разрядах в газах особую роль играет У. и. электронами, определяющая в несамостоятельном разряде усиление тока (см. Таунсенда теория), в неизотермич. плазме — баланс частиц и в катодных областях самостоятельных стационарных разрядов — образование такого количества положительных ионов, к-рое требуется для обеспечения необходимой электронной эмиссии катода. При высокой темп-ре газа У. и. — один из основных механизмов, к-рые обеспечивают существование термич. ионизации. См. Ионизация газа ударом ионов и атомов и Ионизация газа электронным ударом. Л. А. Сена.

УДАРНАЯ ПОЛЯРА — графическая форма зависимости между скоростями V и V_1 течения газа до и после косо го скачка уплотнения, углом θ поворота скорости в скачке и углом α наклона скачка. У. п. применяется для приближенного анализа двухмерных течений невязкого сжимаемого газа с косыми скач-

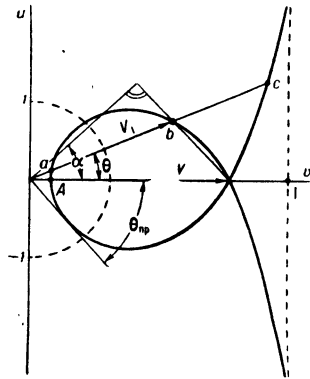
ками уплотнения и неизменным отношением теплоемкостей $k = c_p/c_v = \text{const}$.

В полярных координатах ур-ние У. п. имеет вид

$$V_1^2 \sin^2 \theta [a_*^2 + V^2 \cdot 2/(k+1) - V_1 V \cos \theta] = (V - V_1 \cos \theta)^2 (V V_1 \cos \theta - 1),$$

где $a_* = \sqrt{[2k/(k+1)]gRT_0}$ — критич. скорость газа, g — ускорение силы тяжести, R — газовая постоянная, T_0 — темп-ра изэнтропического заторможенного газа. В прямоугольных координатах ($u = V \sin \theta$ и $v = V \cos \theta$) У. п. представляет собой «декартов лист», имеющий двойную точку при $u = 0$ и $v = V$ и асимптоту.

Т. к. ур-ние У. п. — третьей степени, то для заданных значений V и θ существует три значения скорости V_1 за ударной волной, соответствующие точкам a , b и c (рис.).



Решение, соответствующее точке c , физически невозможно, т. к. оно соответствует скачку разрежения ($V_{1c} > V$); в плоской ударной волне не реализуется также решение, соответствующее точке a , для к-рой V_{1a} меньше скорости звука.

Для известной величины V и заданном θ У. п. дает возможность определить величину V_1 и угол α наклона ударной

волны. При $\theta = 0$ оба решения $V_1 = V_A$ и $V_1 = V$ реальны; первое соответствует прямому скачку уплотнения, а второе — бесконечно слабому скачку (линии Маха) с углом наклона $\alpha = 1/\text{arcsin } M$ ($M = V/a$ — Маха число). Касательная к У. п., имеющая угол $\theta = \theta_{\text{пр}}$, выделяет в плоскости uv две области течения. Углом поворота скорости $\theta > \theta_{\text{пр}}$ соответствует течение с оттождшим скачком уплотнения и дозвуковой скоростью за ударной волной.

Лит.: Зауэр Р., Течения сжимаемой жидкости, пер. с франц., М., 1954, с. 262—60; Ферри А., Аэродинамика сверхзвуковых течений, пер. с англ., М., 1953.

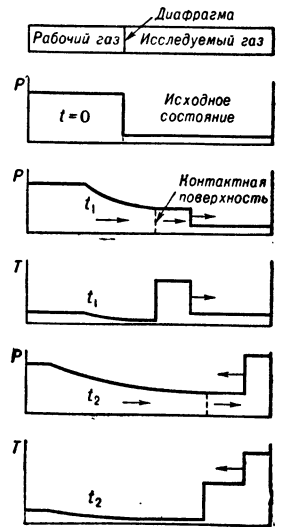
М. Я. Юделович.

УДАРНАЯ ТРУБА — устройство для получения ударных волн в лабораторных условиях. Применяется для нагревания газов с помощью ударных волн и исследования кинетики разнообразных физико-химич. процессов, протекающих при высоких темп-рах: колебаний и диссоциации молекул, хим. реакций, ионизации, излучения и поглощения света и т. д. У. т. представляет собой длинную трубу, разделенную диафрагмой на две части. Диаметры У. т. составляют обычно от неск. см до неск. десятков см, а длины — до 10 и более м. В камеру высокого давления нагнетается рабочий газ до неск. сотен атм. Камера низкого давления наполняется исследуемым газом при давлениях от атмосферного до неск. микрон рт. ст. В нужный момент диафрагму разрывают, и сжатый рабочий газ, расширяясь, устремляется в камеру низкого давления, создавая в нем ударную волну. Между фронтом ударной волны и контактной поверхностью (рис.), разделяющей два газа, образуется «пробка» нагретого исследуемого газа. Дойдя до конца трубы, к-рый обычно закрыт неподвижной крышкой, ударная волна отражается и идет обратно, навстречу основному потоку. При отражении темп-ра газа резко повышается; между фронтом отраженной ударной волны и задней стенкой трубы образуется область неподвижного, еще более высоко нагретого газа.

Обычно в воздухе в падающей ударной волне получают темп-ры до 4000—6000° К (скорости волны 4—5 км/сек, числа Маха 12—15). В отраженной волне в воздухе достигаются темп-ры до 7000—9000° К. В тяжелых инертных газах получаются более высокие темп-ры; в отраженной волне — до неск. 10^5 град К. Чтобы получить возможно большие темп-ры, в качестве рабочего газа выбирают самые легкие газы (водород, гелий), а камеру низкого давления наполняют тяжелым одноатомным газом (напр., ксеноном). Кроме того, создают возможно большее отношение начальных давлений в камерах. Для повышения интенсивности ударных волн в качестве рабочего газа употребляют взрывающую гремучую смесь, применяют трубы с переменным сечением и т. д.

Обычно на опыте регистрируют изменение во времени состояния газа в определенном сечении У. т.,

Схема распределения давления P и темп-ры T в ударной трубе перед разрывом диафрагмы ($t = 0$) и после разрыва (t_1) и после отражения ударной волны (t_2). Стрелки у скачков показывают направления движения ударной волны, другие стрелки — направления движения газа.



когда мимо смотровых окон проходит фронт ударной волны и следующий за ним релаксационный слой. Изменение плотности газа измеряют интерференционными методами, темп-ру или содержание к-л компонента — спектроскопическими, для измерения концентрации электронов применяются методы СВЧ.

У. т. дают возможность изучать условия, в к-рых оказываются летательные аппараты, двигающиеся с гиперзвуковыми скоростями в верхних слоях атмосферы. Получили распространение т. н. электромагнитные ударные трубки, в к-рых для получения ударных волн большой интенсивности (со скоростями в десятки и даже сотню км/сек) используются эффекты нагревания газа при мощных электрич. разрядах и ускорение плазмы под действием магнитных полей сильных токов.

В аэродинамическом эксперименте применяются ударные аэродинамические трубы, в к-рых сжатый и подогретый ударной волной газ поступает через сверхзвуковое сопло в рабочую часть, где устанавливается испытываемая модель. При расширении в сопле темп-ра газа снижается, а скорость и число Маха растут.

Лит.: 1) Ударные трубы. Сборник [переводных] статей, под ред. Х. А. Рахматулина и С. С. Семенова, М., 1962; 2) Основные результаты экспериментов на ударных трубах. Под ред. А. Ферри, пер. с англ., М., 1963; 3) Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И., Релаксационные процессы в ударных трубах (в печати). Ю. П. Райзер.

УДАРНЫЙ ИМПУЛЬС — импульс ударной силы, действующий на каждое из соударяющихся тел при ударе. Величина У. и. определяется равенством $S = \int_0^{\tau} P dt$, где P — ударная сила, τ — время удара. В

общей теории удара величину τ считают бесконечно малой, P — бесконечно большой, а У. и. — величиной конечной и рассматривают У. и. как меру механич. взаимодействия тел при ударе. Иногда У. и. наз. ударом.

УДАРЫ ВТОРОГО РОДА — неупругие процессы взаимодействия атомных частиц (атомов, молекул, ионов, электронов), в результате к-рых суммарная кинетич. энергия взаимодействующих партнеров увеличивается за счет уменьшения их внутренней энергии. В более узком смысле У. в. р. наз. процессы передачи электрону возбужденным атомом или молекулой их энергии возбуждения. Понятие об У. в. р. было введено на основе *детального равновесия принципа*, согласно к-рому при термодинамич. равновесии число прямых процессов любого вида должно равняться числу таких же обратных процессов. С помощью этого принципа можно установить связь между эффективными сечениями ударов первого рода и У. в. р. Так, напр., если прямым процессом является возбуждение атома электроном, имеющим энергию E , а энергия возбуждения равна W , то соответствующим У. в. р. является передача возбужденным атомом энергии W электрону, начальная энергия к-рого равна $E - W$. Если эффективное сечение прямого процесса равно σ_1 , а эффективное сечение У. в. р. — σ_2 , то $\sigma_1/\sigma_2 = g_2(E - W)/g_1E$, где g_1 и g_2 — статистич. веса атома в нормальном и возбужденном состояниях.

Экспериментально существование У. в. р. было доказано в работах [1] и [2]. В [1] возбужденные молекулы образывались при окислении паров фосфора, а в [2] возбужденные атомы — при освещении паров ртути ультрафиолетовыми лучами. Возникавшие при У. в. р. быстрые электроны регистрировались методом задерживающего поля.

У. в. р. (в широком смысле слова) играют важную роль в процессах, протекающих в ионизованных газах, в частности они оказывают существенное влияние на относительную заселенность различных энергетич. уровней в низкотемпературной плазме. В этом отношении их изучение представляет особый интерес с точки зрения задач квантовой электроники.

Лит.: 1) Leipunsky A., Strauff E., «Z. Phys.», 1929, Bd 58, № 1/2, S. 104; 2) Latyscheff G. D., Leipunsky A. I., там же, 1930, Bd 65, № 1/2, S. 111.

Л. А. Сена.

УДЕЛЬНАЯ ВЛАЖНОСТЬ воздуха — отношение массы водяного пара, содержащегося в воздухе, к массе всего влажного воздуха в том же объеме. См. *Влажность воздуха*.

УДЕЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ (Σ) — отношение общей поверхности S дисперсной фазы к ее объему V , т. е. $\Sigma = S/V$. У. п. обратно пропорциональна линейным размерам частиц дисперсной фазы. С увеличением степени дисперсности У. п. быстро растет. Свойства высокодисперсных (коллоидных) систем зависят в основном от свойств поверхности раздела между дисперсными частицами и окружающей их средой.

УДЕЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ — величина, характеризующая рефракцию (электронную поляризацию) единицы массы вещества в высокочастотном электромагнитном поле. См. *Рефракция*.

УДЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ электролита — величина, обратная удельному сопротивлению, к-рое, в свою очередь, численно равно сопротивлению кубика раствора с длиной ребра в 1 см. У. э. измеряется в $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. У. э. — непосредственно экспериментально определяемая величина; для теории более удобна величина *эквивалентной электропроводности*. У. э. чаще всего измеряют на четырехплечих мостах измерительных. Исследуемый электролит помещается в спец. двухэлектродную стеклянную ячейку. Для устранения поляризации электрохимической измерения проводят на переменном токе звуковой частоты (порядка 1 кГц) с электродами из платинированной платины.

Лит. см. при ст. *Электролиты*. Э. С. Севастьянов.

УДЕЛЬНЫЙ ВЕС — отношение веса тела P к его объему V , т. е. величина $\gamma = P/V$. Единицей изме-

рения γ в *Международной системе единиц* служит н/м^3 , в системе СГС — дин/см^3 , в МКГСС — кгс/м^3 ($1 \text{ дин/см}^3 = 10 \text{ н/м}^3$, $1 \text{ кгс/м}^3 = 9,80665 \text{ н/м}^3$). У. в., измеренный в Г/см^3 , численно равен *плотности* в СГС системе единиц. У. в. наз. также отношение веса тела к весу воды в том же объеме при 4°C ; в этом случае У. в. — величина безразмерная.

УДЕЛЬНЫЙ ОБЪЕМ — объем, занимаемый единицей массы вещества. У. о. — величина, обратная *плотности*.

УЗЕЛ — внесистемная единица скорости. $1 \text{ Уз.} = 1 \text{ миля/час} = 1,852 \text{ км/час} = 0,514 \text{ м/сек}$.

УЗНАЮЩИЕ МАШИНЫ — один из типов классифицирующих машин (см. *Обучаемые машины*), обучающийся распознаванию образов. У. м. обладают входом, где могут появляться различные ситуации (напр., различные изображения), каждая из к-рых принадлежит одному из неск. классов. Количество возможных ситуаций столь велико, что за время обучения на входе машины может появиться лишь незначительная их часть. Классы, на к-рые расчленяется множество входных ситуаций, таковы, что в каждый класс входят ситуации, к-рые воспринимаются людьми как «похожие» объекты, как образ. Представление об образе имеет объективный характер в том смысле, что разные люди, встречавшие в своем предыдущем опыте различные экземпляры одного и того же образа, создают о нем близкие представления.

Не любое множество предметов составляет образ. Так, напр., множество всех букв a составляет образ. Вместе с тем множество букв a , написанных нек-рым случайным и достаточно большим коллективом людей, не составляет образа, т. к. ни один человек не сможет отличить его от множества букв a , написанных др. случайным коллективом людей, даже несмотря на то, что все буквы будут различными.

У. м. работает след. образом. Машине «показывают» различные фигуры и при помощи спец. сигнала — т. н. сигнала «поощрения» — сообщают, к какому образу каждая фигура относится. После показа относительно небольшого числа фигур машине показывают др. фигуры, принадлежащие к тем же образам, не сообщая, однако, к какому образу каждая из них принадлежит. Машина должна правильно классифицировать появляющиеся фигуры.

Наиболее существенное требование, предъявляемое к алгоритму работы машины, — требование универсальности. Это значит, что алгоритм без существ. изменений должен быть пригоден для распознавания различных образов, т. е. не должен учитывать никаких конкретных свойств распознаваемых образов.

Поскольку нельзя научиться узнавать произвольное множество объектов за небольшое число показов, то, по-видимому, обучение распознаванию образов возможно только потому, что множества предметов, являющиеся образами, обладают нек-рым универсальным свойством, достаточным также и для построения У. м. Для простых зрительных образов такое свойство было сформулировано в форме т. н. гипотезы компактности образов [1]. Пусть воспринимающее устройство машины состоит из нек-рого числа элементов-рецепторов (напр., фотозлементов). При проектировании изображения на воспринимающее устройство каждый из рецепторов возбуждается в той или иной степени. Рассмотрим многомерное пространство с числом осей, равным числу рецепторов; на каждой оси будем откладывать число, характеризующее степень возбуждения соответствующего рецептора. Тогда каждому предмету в этом пространстве (т. н. пространству рецепторов) соответствует точка, а образу (множеству предметов) — множество точек. В гипотезе компактности образов предполагается, что множество точек, соответствующее

одному образу, является областью с достаточно гладкими границами; точки, соответствующие разным образам, не перемешаны и могут быть разделены достаточно гладкой поверхностью.

Воспользовавшись понятием пространства рецепторов, задачу об обучении машины распознаванию зрительных образов можно сформулировать так. В процессе обучения появляются точки пространства рецепторов. Известно, к какому образу принадлежит каждая точка, и то, что каждый образ образует компактную область. Требуется построить алгоритм, к-рый по относительно небольшому числу точек приводил бы к достаточно точному разделению областей. Оказывается, что предположения о компактности достаточно для построения ряда таких алгоритмов. Основная цель этих алгоритмов — провести гиперповерхность в пространстве рецепторов, к-рая приблизительно отделяла бы одну компактную область от другой. Если такая гиперповерхность построена, то вновь «увиденные» предметы машина сможет относить к тому или иному образу в зависимости от того, «по какую сторону» от гиперповерхности окажется точка, соответствующая данному предмету.

Метод разделяющих плоскостей. Рассмотрим на примере рис. 1, как находится разделяющая поверхность в этом алгоритме. Для наглядности пространство рецепторов будем изображать в плоскости. Предположим, что надо научить машину различать 2 образа, к-рые назовем условно образами *a* и *b* и к-рым соответствуют области I и II (рис. 1, а).

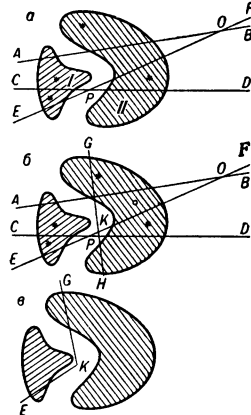


Рис. 1. Обучение распознаванию образов методом разделяющих плоскостей.

Предположим далее, что машине показали неск. различных экземпляров *a* и *b* («показанные» точки отмечены звездочками) и машина провела неск. плоскостей *AB*, *CD*, ... При этом все пространство окажется разбитым на многогранники. Машина проводит плоскости так, чтобы в одном многограннике не оказалось двух точек, соответствующих разным образам. Тогда все многогранники разобьются на 3 типа: 1) содержащие точки образа *a* (напр., *CPE*); 2) содержащие точки образа *b* (напр., *AOF*); 3) не содержащие никаких точек (напр., *DPE*). Если теперь машине показать такой экземпляр образа *b*, к-рому в пространстве рецепторов соответствует точка, отмеченная кружком (рис. 1, б), то в многограннике *AOPC* окажутся точки, относящиеся к двум разным образам. Тогда машина проводит случайным образом новую плоскость *GH* (или, если понадобится, несколько плоскостей) так, чтобы во вновь образовавшихся многогранниках не встречалось точек, относящихся к разным образам. После того как машине будет показано достаточно большое число предметов и она проведет все необходимые разделяющие плоскости, машина переходит к выделению из этих плоскостей разделяющей поверхности. Некоторые из проведенных плоскостей могут оказаться излишними, т. е. не разделяющими точки *a* и *b* (напр., плоскости *AB* и *CD*). Эти плоскости выбрасываются. Далее машина находит такие границы к.-л. двух многогранников, к-рые можно выбросить (напр., *KF* и *KH*) с тем, чтобы в каждом многограннике, образовавшемся после выбрасывания границ, не встречались точки, относящиеся к разным образам. В результате выбрасывания этих границ остается поверхность (*GKE*), к-рая и принимается за разделяющую (рис. 1, в).

Алгоритм разделяющих плоскостей относительно легко реализуется на цифровых вычисл. машинах [1].

Метод потенциалных функций [1]. Свяжем с каждой точкой, появившейся в процессе обучения, нек-рую ф-цию, максимальную в этой точке и убывающую по всем направлениям от нее (точку, т. о., можно рассматривать как источник нек-рого потенциала). Такой потенц. ф-цией может быть, напр., ф-ция $\varphi = 1/[1 + \alpha R^2(x, y)]$, где α — коэфф., от к-рого зависит скорость убывания φ , $R(x, y)$ — определенное к.-л. образом расстояние между точкой *y* — источником, и точкой *x*, в к-рой вычисляется потенц. ф-ция. Величина φ в каждой точке может служить мерой удаленности этой точки от точки-источника.

Опишем действие алгоритма рекуррентно. При появлении в процессе обучения первой точки она рассматривается как источник потенциала, снабженный индексом, указывающим, к какому образу эта точка принадлежит. Пусть к *n*-му шагу алгоритма в памяти машины хранятся коды ранее появившихся точек со своими индексами. При появлении новой точки вычисляются суммы значений потенциалов в этой точке от всех источников с одним и тем же индексом, и новая точка относится машиной к образу, к-рому соответствует индекс при макс. сумме. Если эта индексация оказалась правильной, то машина забывает эту точку и переходит к след. шагу алгоритма. В противном случае машина запоминает код этой точки с ее истинным индексом. Т. о., значение суммы потенц. ф-ций с нужным индексом в рассматриваемой точке повысается, т. е. происходит «исправление ошибки».

Рассмотрим ф-цию, представляющую собой сумму потенц. ф-ций, источники к-рых — появившиеся в процессе обучения точки, принадлежащие одному образу. Согласно гипотезе о компактности образов, эта ф-ция должна быть максимальна в области, соответствующей данному образу, и убывать при удалении от этой области. Точки пространства рецепторов, где равны 2 суммарные ф-ции, соответствующие разным образам, как раз и образуют поверхность, разделяющую эти две области.

Персептрон (от лат. perceptio — понимание, познание) — У. м., разработанная Ф. Розенблаттом [1, 3, 4]. В этой машине (рис. 2) выходы рецепторов поступают в т. н. ассоциативные элементы, или *A*-элементы. Каждый *A*-элемент имеет несколько входов и

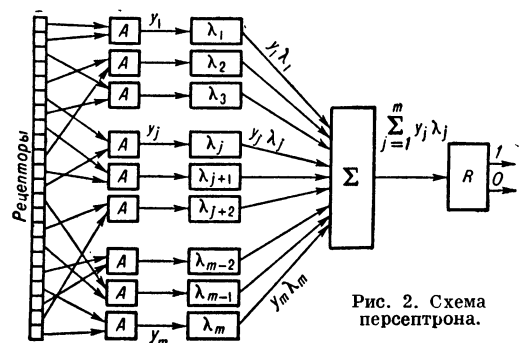


Рис. 2. Схема персептрона.

один выход, причем каждый из рецепторов к данному *A*-элементу может быть подключен со знаком минус либо со знаком плюс, либо вообще не подключен. Выбор рецепторов, подключаемых к данному *A*-элементу, так же как и выбор знака подключения, производится случайно. В ходе эксперимента связь рецепторов с *A*-элементами остается неизменной. *A*-элементы производят алгебраич. суммирование сигналов, поступивших на их входы, и полученную сумму сравнивают с нек-рой величиной θ . Если сумма больше θ , *A*-элемент возбуждается и выдает на вы-

ходе сигнал, равный 1, если меньше θ , A -элемент остается невозбужденным и его выходной сигнал равен 0. Т. о., выходной сигнал j -го A -элемента

$$y_j = \begin{cases} 1, & \text{если } \left(\sum_{i=1}^n r_{ij}x_i - \theta \right) \geq 0, \\ 0, & \text{если } \left(\sum_{i=1}^n r_{ij}x_i - \theta \right) < 0, \end{cases}$$

где $r_{ij} = +1, -1, 0$, если i -й рецептор подключен ко входу j -го A -элемента со знаком плюс, минус или не подключен, соответственно (n — число рецепторов, $j = 1, 2, \dots, m$, где m — число A -элементов). Выходные сигналы A -элементов поступают в усилители с переменным коэфф. усиления λ_j , к-рые могут быть как положительными, так и отрицательными. Выходные сигналы усилителей суммируются. Суммарный сигнал

$$\sigma = \sum_{j=1}^m \lambda_j y_j \text{ поступает на вход т. н. реагирующего}$$

элемента, или R -элемента, выход к-рого равен 1, если $\sigma \geq 0$, и 0, если $\sigma < 0$. Если можно так подобрать $\lambda_1, \dots, \lambda_m$, чтобы перцептрон с достаточной надежностью выдавал на выходе 1 при появлении на его входе фигур одного образа и 0 — при появлении фигур др. образа, то он окажется способным распознавать эти 2 образа.

Для распознавания неск. образов может быть использован перцептрон иной структуры. В таком перцептроне A -элементы разбиты на неск. групп, каждая из к-рых связана со своим сумматором и R -элементом. Совокупность выходных сигналов R -элементов можно рассматривать как выраженный в двоичном коде номер образа, что в принципе и дает такому перцептрону возможность развивать объекты на неск. классов. Каждая из групп A -элементов, соединенных со своим R -элементом, вполне аналогична описанному выше перцептрону, способному развивать объекты на 2 класса.

Легко видеть, что каждый A -элемент определяет в пространстве рецепторов такую плоскость, что при появлении объектов, к-рым соответствуют точки пространства рецепторов, лежащие по одну сторону от этой плоскости, данный A -элемент возбуждается, а при появлении остальных объектов — не возбуждается. Тогда все A -элементы осуществляют разбиение пространства рецепторов с помощью m плоскостей на многогранники. Любому изображению, проектируемому на поле рецептора, соответствует определенное состояние каждого из A -элементов перцептрона. Из выходных сигналов A -элементов y_j может быть образован m -разрядный двоичный код, причем в j -м разряде кода будет стоять 1, если j -й A -элемент возбужден, и 0 — в противном случае. Этот же код характеризует положение многогранника, в к-рый попала точка, соответствующая данному изображению: 1 в j -м разряде кода означает, что многогранник лежит по одну сторону j -й плоскости, а 0 — по другую. При данной комбинации коэфф. λ_j нек-рым кодам будет соответствовать 1, а остальным кодам — 0 на выходе R -элемента. Многогранники, к-рым соответствуют коды 1-го типа, относятся перцептроном к 1-му классу, остальные многогранники — ко 2-му классу. Т. о., перцептрон формирует из кусков случайно проведенных плоскостей границу между двумя частями пространства рецепторов. Цель обучения заключается в наилучшем приближении этой поверхности к действит. границе между двумя областями пространства рецепторов, соответствующими двум образам, к-рым производится обучение перцептрона.

Обучение перцептрона производится так. Пусть требуется, чтобы перцептрон выдавал 1 при появлении

объектов a и 0 — при появлении объектов b . При появлении в процессе обучения очередного объекта происходит индексация этого объекта на основе имеющихся в данный момент коэфф. λ_j . Если эта индексация правильна, то λ_j сохраняются. Если при появлении объекта a на выходе перцептрона появился 0, то коэфф. λ_j при всех возбужденных в данный момент A -элементах увеличиваются на 1, если же при появлении объекта b на выходе перцептрона появляется 1, то λ_j при всех возбужденных A -элементах уменьшаются на 1. Т. о., λ_j изменяются в сторону «исправления ошибки».

Φ -ция σ в каждом такте работы перцептрона положительна (или равна нулю) в той части пространства, к-рую перцептрон относит к одному образу, отрицательна в области, относимой к др. образу, и меняет знак при переходе через разделяющую поверхность (т. е. ведет себя так же, как разность двух разных сумм потенц. Φ -ций). Φ -ция σ зависит от λ_j и, следовательно, меняется после каждой ошибки перцептрона.

Образум $\Delta\sigma = \sigma' - \sigma = \sum_{j=1}^n \Delta\lambda_j y_j$, где $\sigma = \sum \lambda_j y_j$

перед нек-рым тактом обучения, а $\sigma' = \sum \lambda'_j y_j$ — после этого такта. Пусть в данном такте произошла ошибка. Рассмотрим сначала в качестве значений y_1, \dots, y_m код многогранника, в к-рый попала точка в данном такте. В соответствии с алгоритмом обучения $\Delta\lambda_j$ отличны от 0 только для тех y_j , к-рые равны 1. Поэтому $|\Delta\sigma|$ для данного многогранника равна числу A -элементов, возбужденных при попадании точки в этот многогранник. При удалении от рассматриваемого многогранника вдоль прямых $\Delta\sigma$ будет уменьшаться на единицу каждый раз, когда будет пересекаться плоскость с «положительной» стороны. Т. о., при исправлении ошибки к Φ -ции σ прибавляется или вычитается Φ -ция, убывающая при удалении от появившейся точки (т. е. аналогичная используемой в методе потенц. Φ -ций). С этой точки зрения перцептрон реализует алгоритм потенц. Φ -ций при нек-ром определенном их выборе.

Изложенная выше гипотеза компактности образов получила строгую математич. формулировку, позволившую развить точную математич. теорию, в к-рой доказывается сходимость алгоритмов метода потенциалных Φ -ций и перцептрона (см. [5]).

Лит.: 1) Аркадьев А. Г., Браверман Э. М., Обучение машины распознаванию образов, М., 1964; 2) Айзерман М. А., Опыт по обучению машин распознаванию зрительных образов, в сб.: Биологические аспекты кибернетики, М., 1962; 3) Rosenblatt F., Perceptron simulation experiments, «Proc. I. R. E.», 1960, v. 48, № 3; 4) Хей Дж. С., Мартин Ф. С., Уитман С. В., Перцептрон «Марк I», его конструкция и характеристики, в кн.: Кибернетический сборник, № 4, пер. с англ., М., 1962; 5) Айзерман Э. М., Браверман Э. М., Розенор Л. И., Теоретические основы метода потенциалных функций в задаче обучения автоматов разделению входных ситуаций на классы, «Автоматика и телемеханика», 1964, т. 25, № 6.

Э. М. Браверман.

УЛЬТРАЗВУК — упругие колебания и волны, частота к-рых превышает 10—15 кгц. Первоначально ультразвуковые колебания отличали от звуковых по признаку невосприятости их человеческого слухом. Однако позднее, учитывая сильный разброс высшей частотной границы слышимых звуков у различных индивидумов (7—25 кгц), остановились на условной, указанной выше, границе раздела. Верхняя частотная граница U . теоретически должна лежать в области 10^{13} гц, т. е. соответствовать частотам, при к-рых длины ультразвуковых волн делаются сравнимыми с межмолекулярными расстояниями. В газах эта граница определяется длиной свободного пробега молекулы и лежит существенно ниже (ок. 10^9 гц). Область частот выше 10^9 гц иногда наз. *гиперзвуками*. Наиболее высокие частоты, к-рые удалось возбудить и принять

акустич. методами, составляют в жидкости $3 \cdot 10^9$ гц, а в твердых телах (монокристаллах) — $8 \cdot 10^{10}$ гц. На более высоких частотах производились лишь наблюдения оптическими или рентгеновскими методами отдельных гиперзвуковых частот, возбуждаемых тепловыми волнами или флуктуациями плотности.

Основные направления в физике ультразвука определяются его специфич. особенностями. Характер распространения ультразвуковых волн определяется в первую очередь молекулярной структурой среды. Поэтому, изучая скорость и затухание У., можно судить о молекулярных свойствах вещества. Этими вопросами занимается *молекулярная акустика*. В частности, характерная особенность распространения У. — существование отчетливо выраженной области дисперсии, сопровождающейся резким возрастанием его поглощения (см. *Дисперсия звука*). Коэфф. поглощения У. в ряде жидкостей существенно превосходит рассчитанный по классич. теории и не обнаруживает предсказанного этой теорией увеличения, пропорционального квадрату частоты (подробнее см. *Поглощение звука*). Все эти эффекты находят объяснение в релаксационной теории (см. *Релаксация акустическая*), пригодной для описания У. в любых средах и являющейся теоретич. базой совр. молекулярной акустики. Основной эксперимент. метод молекулярной акустики — измерение зависимости скорости и, особенно, поглощения У. от частоты и от внешних условий (температуры, давления и др.).

Совокупность уплотнений и разрежений, сопровождающая распространение ультразвуковой волны, представляет собой своеобразную решетку, дифракцию световых волн на к-рой можно наблюдать в оптически прозрачных телах. Эксперимент. методом, позволяющим исследовать гиперзвуковые волны в оптически прозрачных твердых и жидких средах, является *Мандельштама—Бриллюэна явление*, заключающееся в расщеплении (модуляции) частоты оптич. спектр. линий света, рассеянного на тепловых волнах Дебая. Экспериментально показана возможность реализации т. н. индуцированного эффекта Мандельштама—Бриллюэна для возбуждения, напр., в кристалле кварца ультразвуковых колебаний с частотой 10^{10} гц и интенсивностью до 10^3 вт/см² при освещении световым пучком от сверхмощного лазера.

Сравнительно малая длина ультразвуковых волн является основой для того, чтобы рассматривать их распространение в ряде случаев методами *геометрической акустики*. Физически это приводит к лучевой картине распространения. Отсюда вытекают такие свойства У., как возможность геометрич. отражения и преломления, а также фокусировки. Практически эти свойства применяются для исследования макроскопич. неоднородности среды, в частности для определения дефектов (*ультразвуковая дефектоскопия*), а также для подводной акустич. локации (см. *Гидролокация*).

Следующая важная особенность У. — возможность сосредоточения большой плотности потока энергии в ультразвуковых пучках, даже при сравнительно небольших амплитудах колебаний, т. к. плотность потока энергии пропорциональна квадрату частоты. Исследования ультразвуковых колебаний относительно высокой интенсивности (десятки вт/см²) показали, что такие У. в состоянии вызывать необратимые эффекты в телах — фонтанирование жидкости, ее распыление, эмульгирование и т. д. Мощные ультразвуковые колебания могут также разрушать живые клетки и ткани и даже умерщвлять мелких животных. Из этих особенностей развилась акустика больших амплитуд (*нелинейная акустика*), являющаяся теоретич. базой таких развитых в наст. время прикладных на-

правлений, как ультразвуковая промышленная технология, терапевтич. применение У., воздействие У. на физико-химич. процессы и химич. реакции и т. д.

В самое последнее время (1961) появилось новое направление в физике У.: установлено существование эффектов взаимодействия ультразвуковых колебаний кристаллич. решетки — *фононов* — со свободными электронами в полупроводниках и полуметаллах, с внешними электрич. и магн. полями и с фотонами. Это направление, наз. *микроволновой*, или *квантовой*, акустикой, быстро развивается и представляет несомненный интерес как в качестве метода исследования твердого тела, так и для различных практич. приложений.

В природе ультразвуковые колебания существуют в качестве компоненты как среди естественных шумов (шум ветра, водопада, дождя, прибрежной гальки), так и среди шумов живого мира. Установлено, что летучие мыши, дельфины и нек-рые др. животные обладают аппаратом ультразвуковой локации, действующим в диапазоне десятков кГц. Собаки, кошки и нек-рые др. млекопитающие также воспринимают У. в диапазоне до сотни кГц.

Для генерирования и приема ультразвуковых колебаний применяют разнообразные устройства, наз. *ультразвуковыми излучателями и приемниками*. Эти устройства могут быть разбиты на 2 основные группы — механические, в к-рых источником У. является механическая энергия потока газа или жидкости, и электромеханические, в к-рых ультразвуковая энергия получается из электрической. Механич. излучатели У.: воздушные *свистки* и *сирены* и жидкостные свистки отличаются сравнит. простотой устройства и эксплуатации, не требуют дорогостоящей электрич. энергии высокой частоты, питаются от насосов и компрессоров, и могут работать в условиях радиационного облучения; кпд их составляет 10—20%. Основной недостаток всех механич. ультразвуковых излучателей — сравнительно широкий спектр излучаемых частот и нестабильность частоты и амплитуды, что не позволяет их использовать для контрольно-измерит. целей; они применяются гл. обр. в промышленной У. технологии и частично — как средства сигнализации.

Электромеханические излучатели У., так же как и звуковые, преобразуют подводимую к ним энергию электрич. тока соответствующей частоты. Основное их отличие от звуковых заключается в том, что в диапазоне У. условия работы почти всегда требуют сравнительно узкой частотной полосы, что позволяет работать в режиме механич. резонанса при кпд 20—60%. Для генерирования низких (до 40 кГц) У. в воздухе иногда применяют электродинамические излучатели. Наибольшее распространение получили электро-механические излучатели с распределенными постоянными — *магнитострикционные преобразователи* и *пьезоэлектрические преобразователи*; применяются также *ионофоны*. В тех случаях, когда требуется получение интенсивности У., существенно превышающей те предельные величины, к-рые могут быть сняты с поверхности излучателя, применяется *концентратор акустический*, позволяющий повысить плотность потока ультразвуковой энергии до величин $\sim 10^4$ — 10^6 вт/см².

Прием и измерение У. могут быть реализованы различными способами. При необходимости воспроизвести точную форму принимаемого сигнала У. пользуются свойством обратности всех электро-механич. преобразователей. Полученный под действием падающей волны на их электрич. выходе сигнал может быть усилен обычным путем и проанализирован известными в электронике методами. Существенное требование, предъявляемое к измерит. приемнику У., —

отсутствие вносимых им искажений в измеряемое поле У. Основное условие выполнения этого требования заключается в малости размеров приемника по сравнению с длиной падающей волны. В ряде случаев интересны не все характеристики сигнала, а лишь некоторые из них, напр. среднеквадратичное звуковое давление или средняя интенсивность. В этих случаях может быть использовано *пондеромоторное действие акустического поля*, в частности радиационное давление или *акустический ветер*. Широкое распространение в технике измерений У. получили многочисленные типы *радиометров*. Другой возможностью измерять интенсивность У. является измерение нагрева, вызываемого поглощением У. при распространении; на этом основан калориметрич. метод измерения мощности, излучаемой, напр., в жидкость.

Применения У. в науке и технике могут быть разбиты на два основных направления: методы исследования и методы воздействия, к-рые дополняются третьим — методами прямого усиления ультразвуковых колебаний (см. *Ультразвука усиление*). Т. к. акустич. волны распространяются только в вещественной среде, то любое изменение состояния или свойств этой среды приводит к изменению условий распространения — в первую очередь скорости распространения и поглощения. Поэтому звуковые волны являются весьма адекватным методом исследования материальных свойств вещества и структуры тел. Диапазон частот У. имеет то преимущество перед слышимым, что благодаря меньшим длинам волн обеспечивается большая разрешающая способность и точность.

Большим преимуществом У. перед электромагнитными колебаниями в этом аспекте является — существенно (на неск. порядков) меньшая скорость их распространения, лежащая в пределах $2 \cdot 10^4$ — $1,5 \cdot 10^6$ см/сек для газов, $5 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^6$ см/сек для жидкостей и $2 \cdot 10^5$ — $8 \cdot 10^5$ см/сек для твердых тел. Такие малые скорости обуславливают малые длины волн, что значит. повышает разрешающую способность ультразвуковых методов по сравнению с электромагнитными при равных частотах. Малые длины волн позволяют также реализовать ультразвуковые фокусирующие системы (см. *Зеркала акустические*, *Линзы акустические*), при помощи к-рых можно образовывать звуковые изображения неоднородностей, совершенно аналогичные их оптич. изображениям и представляющие собой пространственные распределения звуковой энергии, повторяющие с точностью до длины волны контуры исследуемых неоднородностей. Спец. методами (см. *Визуализация звуковых полей*) эти изображения могут быть преобразованы в видимые и наблюдаться глазом на экране.

Малые скорости распространения У. позволяют также легко осуществлять большие времена задержки сигналов при малых габаритах прибора; поэтому *ультразвуковые линии задержки* широко применяются в электронных счетных, логических и управляющих машинах, в системах радио и гидролокации и т. д.

Верхняя граница применяемых во всех случаях У. частот определяется поглощением звука в рабочей среде, к-рое, как правило, возрастает с увеличением частоты. Для решения каждой конкретной задачи из этого условия, с одной стороны, и из разрешающей способности, с другой стороны, выбирается оптимальная частота.

Из применений У. как метода исследования структуры следует прежде всего указать на определение макроскопич. неоднородностей, размеры к-рых сравнимы или превышают длину волны. Кроме уже упоминавшихся гидролокации и дефектоскопии, сюда относятся также исследование структуры частей живых организмов (глазного яблока, сердца), ранняя

диагностика злокачественных опухолей и т. д. К этой же группе вопросов примыкает определение геометр. размеров тел, толщин листовых материалов и уровня жидкости. Все эти задачи могут быть решены как импульсным, так и непрерывным излучением У.; в первом случае — отражение от границы раздела сред, границы неоднородного тела или дефекта дает доплунг. импульс; во втором — отраженная волна, интерферируя с прямой, создает стоячую волну, к-рая может быть обнаружена, напр., по изменению реакции среды на излучатель. Однако в большинстве случаев практически более удобно применение импульсного излучения.

Изменение скорости распространения и затухания У. — чрезвычайно чувствительный индикатор изменения внешних условий (темпер., давления и др.) или вызываемых ими изменений свойств среды. На этом принципе основаны методы промышленного контроля наличия или отсутствия примесей, а также таких процессов, как экстрагирование, растворение, полимеризация и деполимеризация, старение и др. Ультразвуковые методы применяются для изучения свойств монокристаллов и поликристаллич. сред, напр., для исследования *Ферми поверхностей*, для выявления несовершенств структуры кристаллич. решетки и, в частности, *дислокаций*, для изучения структуры доменов и кристаллитов и т. д. Кроме того, ультразвуковые методы позволяют измерять упругие и вязкие константы материалов, регистрировать изменения плотности, температур, давления и др. факторов, влияющих на скорость или поглощение У.

Направляя пучок У. вдоль потока движущейся жидкости или газа, можно, зная скорость звука в неподвижной среде и определяя скорость его в движущейся, достаточно точно (с погрешностью 1—3%) установить скорость потока; на этом принципе основаны ультразвуковые расходомеры. По сравнению с обычными механич. расходомерами ультразвуковые обладают рядом преимуществ: наряду со средней скоростью, измеряемой механич. расходомерами, они позволяют измерять локальные скорости, их распределение по сечению и длине трубопровода и др. Кроме того, они могут работать в агрессивных средах.

Общие преимущества всех ультразвуковых методов контроля: возможность работы в активных средах, дистанционность, ничтожно малое рабочее время, измеряемое миллисекундами, а иногда и микросекундами, приводящее к практич. непрерывности процесса измерения и позволяющее не только автоматизировать само измерение, но и использовать полученные результаты для автоматизации управления технологич. процессом. Важной особенностью всех ультразвуковых методов исследования является также то, что вследствие очень большой их чувствительности и вытекающей отсюда возможности применений ничтожно малых интенсивностей У. (порядка 10^{-6} — 10^{-2} вт/см²) сам процесс измерения никак не влияет на свойства измеряемой среды или на характер исследуемого процесса.

При повышении интенсивности У. обычные линейные уравнения акустики неприменимы и в силу вступают уравнения нелинейной акустики. Эффекты, связанные с конечностью амплитуды колебаний среды, в к-рой распространяется У., в первую очередь сказываются в искажении формы волны. При нелинейности среды в распространяющейся синусоидальной волне появляются высшие гармонич. составляющие, к-рые могут быть сравнительно легко обнаружены спектр. методом. Эти составляющие нарастают по мере распространения волны и при не очень больших величинах поглощения в среде это нарастание может привести к превращению синусоидальной волны в пилообразную. Исследование характера этого из-

менения позволяет определить нек-рые свойства среды; в частности, в твердых телах так могут быть определены упругие модули третьего порядка, коэфф. агармоничности решеток и т. д. Нелинейность свойств среды приводит также к таким эффектам как комбинационное рассеяние ν на ν , акустич. детектирование амплитудно-модулированных колебаний ν и др.

Характерная особенность ультразвуковых методов воздействия на вещество — применение колебаний средней и высокой интенсивности, вызывающих необратимые изменения в облучаемой среде. Эти изменения также основаны на различных нелинейных эффектах (см. *Кавитация акустическая, Пондеромоторные действия акустического поля, Акустический ветер, Давление звукового излучения*), из к-рых наиболее существенное значение имеют акустич. потоки и кавитация. Известны неск. типов акустич. потоков. При распространении ультразвуковой волны часть заключенной в ней энергии может переходить в тепло вследствие диссипативных потерь или затрат на образование кавитации. При этом возникает постоянный поток среды (жидкости или газа), направленный в сторону распространения ультразвуковой волны, что связано с сохранением количества движения. Эти потоки наз. потоками Рейля—Эккарта. В стоячей волне, возникающей при распространении ν в трубе, появляются замкнутые потоки, циркулирующие между узловыми плоскостями; при звуковых давлениях 10^3 бар скорости этих потоков могут достигать неск. м/сек. Наконец, вблизи любой неоднородности среды, в к-рой распространяется ν , возникают мелкомасштабные местные потоки—микротоки. Вся совокупность потоков различных видов вызывает усиленное перемешивание среды, что приводит к ее гомогенизации. Кроме того, пограничный слой, образующийся при акустич. потоках, существенно меньше, чем при обычных гидродинамич. течениях; это приводит к ускорению эффектов, лимитируемых пограничным слоем, как, напр., диффузия, растворение, теплообмен и др.

Кавитация, возникающая в поле мощного ν , сопровождается целым рядом побочных эффектов. В результате затрат энергии на ее образование возникает акустический ветер, скорость к-рого возрастает с увеличением интенсивности образования кавитации; колеблющиеся кавитационные пузырьки являются источником микротоков. Образующиеся при захлопывании кавитационных каверн ударные волны, определяющие интенсивность кавитационной эрозии, зависят от содержания газа в каверне: чем больше газа, тем менее резко идет процесс захлопывания и тем меньше эрозия. Находящийся в полости газ в процессе захлопывания ионизируется, по-видимому, в результате нагрева, возникающего во время адиабатич. сжатия. Эта ионизация вызывает ультразвуковую люминесценцию (сонолюминесценция) и образование активных химич. радикалов, к-рые, попадая в жидкость после захлопывания полости, могут инициировать химич. реакции, что и определяет химич. действие ν . При этом с уменьшением количества газа как химич. действие, так и люминесценция уменьшаются. Интенсивность образования и протекание ультразвуковой кавитации существенно зависят также от темп-ры и статич. давления. С увеличением последнего кавитационная эрозия сильно возрастает.

При увеличении интенсивности исходного ν кавитационная эрозия также возрастает, но лишь до определенного предела, определяемого соотношением $\tau = T/2$, где τ — время захлопывания пузырька, возрастающее с увеличением интенсивности ν , а T — период колебаний ν . При дальнейшем увеличении интенсивности ν скорость захлопывания, а следовательно, сила ударной волны падает; при этом

уменьшаются как механич. эрозия, так и люминесценция. Однако условие $\tau = T/2$ может быть реализовано лишь на частотах в сотни кГц при очень высоких интенсивностях, достижимых лишь в спец. устройствах — фокусирующих концентраторах ν .

Нелинейные эффекты (кавитация, акустич. потоки и др.) являются основой многих технологич. применений ν , преимуществом к-рых являются: 1) Возможность решения технологич. задач, не решаемых или трудно решаемых др. способами, как-то: размерная обработка твердых и хрупких материалов; сварка разнородных материалов; получение сплавов из компонент, различающихся темп-рой плавления и удельным весом, и т. д. 2) Возможность улучшения технич. или технико-экономич. показателей по сравнению с результатами, получающимися при применении методов обычной технологии: очистка и травление поверхностей; получение суспензий, эмульсий и аэрозолей, улучшение кристаллич. структуры металлч. отливок, ускорение диффузии и т. д.

Однако методы ультразвуковой технологии обладают и нек-рыми недостатками (напр., высокая стоимость ультразвуковой энергии, дороговизна оборудования и эксплуатации ультразвуковых установок и нек-рая нестабильность их работы), к-рые в основном определяются малой эффективностью и высокой стоимостью ультразвуковых преобразователей, с одной стороны, и недостаточной изученностью механизма протекания технологич. процессов — с другой.

Многие применения ν базируются на использовании кавитации. Так, основным действующим фактором ультразвуковой очистки являются ударные волны, возникающие в результате захлопывания кавитационных пузырьков. Большую роль играет также отслаивание пленки загрязнения, вызываемое стационарно колеблющимися пузырьками, проникающими в зазор между пленкой и материалом очищаемой детали; акустич. потоки способствуют выносу разрушенных частиц. Степень такой очистки значит. превосходит степень очистки, получаемую при применении любых др. методов, а скорость очистки определяется секундами, а иногда и долями секунды.

Если процесс протекает в жидкости, химически активной по отношению к удаляемой пленке, то процесс очистки существенно ускоряется; на этом основаны процессы ультразвукового травления. Своеобразная разновидность ультразвуковой очистки — ультразвуковые луженилки. Здесь удаление окисной пленки с поверхности обслуживаемого металла позволяет жидкому припою вступить в непосредственный контакт с чистым металлом. Очищающее и обезжиривающее действие кавитации так велико, что при помощи ν можно лудить не только металлы, но и такие материалы, как керамика, стекло и др.

Кавитационные ударные волны вызывают также диспергирование твердых и жидких материалов и поэтому применяются для получения эмульсий и суспензий. Эти эмульсии отличаются монодисперсностью, величина к-рой может регулироваться изменением частоты ν .

Разновидностью диспергирования является распыление жидкостей (получение аэрозолей). Различают низкочастотное и высокочастотное распыление. Первое относится к диапазону частот в десятки кГц; оно обладает относит. большой производительностью и практич. применяется для распыления жидкого горючего. Механизм распыления связан с образованием поверхностных волн большой амплитуды, от гребней к-рых отрываются маленькие капельки. Высокочастотное распыление осуществляется в ультразвуковом фонтане и имеет кавитационный характер. Его производительность значит. меньше, чем низкочастотного, но получаемый аэрозоль обладает высо-

кой степенью монодисперсности. Установки работают в диапазоне неск. *мгц* и предназначены для получения аэрозолей лекарственных веществ в процессе ингаляций.

Такие процессы, как экстрагирование, диффузия, сушка, существенно ускоряются под действием У.; при этом сушка не только идет значительно быстрее, чем при отсутствии У., но и при гораздо более низких темп-рах, что важно для веществ, разлагающихся или окисляющихся при высоких темп-рах. Физ. основы этого ускорения, по-видимому, заключаются в разрушении пограничного слоя, в результате чего ускоряется массообмен. По-видимому, этот же фактор лежит в основе применения У. для предотвращения накипи трубопроводов, а также ускорения и улучшения качества закалки металлов при введении У. в закалочную ванну. Под действием У. возникают силы гидродинамич. происхождения, к-рые вызывают сближение взвешенных частиц аэрозоля и ускорение их коагуляции. Ультразвуковая коагуляция распространяется на все частицы аэрозолей сколь бы ни были малы их размеры; детали механизма ультразвуковой коагуляции пока неясны.

Облучение расплавов металлов У. улучшает качество отливки: под действием сил Бернулли, возникающих при взаимодействии колеблющихся в ультразвуковом поле пузырьков, идет коалесценция газовых пузырьков, что приводит к уменьшению раковин и газовых включений; под действием кавитации резко увеличивается количество центров кристаллизации, в результате чего структура металла приобретает мелкокристаллич. характер; акустич. потоки обеспечивают однородность отливки даже при различных по плотностям и темп-рам плавления компонентах сплавов.

Ультразвуковое резание, или размерная обработка материалов, позволяет производить обработку хрупких материалов (керамики, кварца, стекла) вне зависимости от степени их твердости при высокой точности обработки и чистоте поверхности. Разрушение материала происходит вследствие прямого выбивания абразивных частиц, лежащих на поверхности обрабатываемой детали, торцом инструмента, колеблющегося с ультразвуковой частотой. Однако кавитация играет и отрицат. роль, создавая на поверхности инструмента или изделия т. н. кавитационные кратеры, нарушающие чистоту поверхности. Ультразвуковое резание широко применяется также для разделки и вырезания полупроводниковых элементов из германия и кремния.

Ультразвуковая сварка применяется в тех случаях, когда одна из свариваемых деталей обладает очень малой массой по сравнению с другой и легко может перегреться при обычной сварке, а также, когда требуется сварить разнородные материалы; темп-ра в зоне ультразвуковой сварки не поднимается до точки плавления свариваемых материалов, поэтому ее можно отнести к классу холодной сварки. Механизм сварки окончательно не выяснен, но, по-видимому, существенную роль играет ускорение взаимной диффузии свариваемых материалов при темп-рах вблизи точки плавления. Ультразвуковая сварка пластмасс основана на размягчении термопластич. пластмасс под воздействием У.

Наложение У. на электрохимич. процессы (по-видимому, в результате перемешивающего действия, разрушения пограничного слоя и быстрой эвакуации пузырьков водорода) позволяет существенно увеличить плотность тока и тем самым ускорить ход процесса, а также улучшить качество покрытия.

Под действием У. заметно ускоряется снятие механ. внутренних напряжений и старение, однако

механизм этого процесса остается неясным. Для моделирования усталостных процессов применяют У. больших амплитуд. Благодаря высокой частоте колебаний удается за короткое время провести очень большое количество усталостных циклов и тем самым в сотни и тысячи раз снизить время, необходимое для проведения усталостных испытаний.

Химич. действия У. определяются кавитацией и зависят от характера газового содержимого кавитационных полостей. Кроме того, на химич. процессы существенно влияют также вызываемые У. интенсивное перемешивание, разрушение пограничного слоя и диспергирование взаимодействующих компонент, приводящие к увеличению активной поверхности.

В биологии и медицине У. получил распространение как средство исследования и как средство воздействия на ткани и живые органы. Особое преимущество — возможность четкой локализации воздействия при применении высокочастотных фокусирующих ультразвуковых систем. Следует различать, по крайней мере, три типа воздействий в зависимости от интенсивности применяемого У. При слабых интенсивностях ($\sim 0,1-1 \text{ вт/см}^2$) воздействие У. выражается в ускорении обменных процессов, в небольшом прогреве и своеобразном «микромассаже» (ультразвуковая терапия). При больших интенсивностях (десятки вт/см^2) возникают обратимые реакции угнетения, в частности, нервных тканей; длительность восстановления ф-ций зависит от интенсивности и времени облучения У. Этот тип воздействия применяется в эксперимент. биологии и патологии. При очень высоких интенсивностях (сотни вт/см^2) наблюдается необратимое угнетение, переходящее в процесс полного разрушения ткани. Этим пользуются как для эксперимент. целей, так и для лечебных в виде т. н. ультразвуковой хирургии.

Лит.: 1) Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; 2) Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; 3) Михайлов И., Соловьев В., Сырников Ю., Основы молекулярной акустики, М., 1964; 4) Physical acoustic, ed. W.P. Mason, v.1, N.Y.—L., 1964; 5) Эльпине Р.И.Е., Ультразвук. Физико-химическое и биологическое действие, М., 1963; 6) Кузьменко В.А., Звуковые и ультразвуковые колебания при динамических испытаниях материалов, Киев, 1963; 7) Силин Л.Л., Баландин Г.Ф., Коган М.Г., Ультразвуковая сварка, М., 1962; 8) Розенберг Л.Д. (и др.), Ультразвуковое резание, М., 1962; 9) Ультразвук в геофизике. Сб. статей, пер. с англ., М., 1964; 10) Викторов И.А., Ультразвуковые волны Лямба. Обзор, «Акуст. ж.», 1965, т. 11, вып. 1, с. 1—18; 11) Шутлов В.А., Ядерный магнитный резонанс на ультразвуке. Обзор, там же, 1962, т. 8, вып. 4, с. 383—406; 12) Сиротюк М.Г., Ультразвуковая кавитация, там же, 1962, т. 8, вып. 3, с. 255—72; 13) Викторов И.А., Релевские волны в ультразвуковом диапазоне частот, там же, 1962, т. 8, вып. 2, с. 153; 14) Непайра Е.А., Некоторые вопросы техники ультразвуковой очистки, там же, 1962, т. 8, вып. 1, с. 7—25; 15) Nolling B.E., The effects of intense ultrasonics in liquids, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. von S. Flügge, Bd 11/2, В.—[u. a.], 1962, S. 259. Л. Д. Розенберг.

УЛЬТРАЗВУКА УСИЛЕНИЕ в полупроводниках (дрейфом носителей тока) — явление, состоящее в том, что проходящая по кристаллу полупроводника ультразвуковая волна усиливается, когда скорость дрейфа носителей тока в направлении волны превышает фазовую скорость последней.

Физич. природу У. у. прощ. всего понять на примере кристалла полупроводника, обладающего пьезоэлектрич. эффектом (см. *Пьезоэлектричество*). Вследствие пьезоэффекта проходящая по кристаллу упругая волна сопровождается электрич. полем, к-рое взаимодействует с носителями тока в полупроводнике — электронами и дырками, что приводит к их перераспределению в пространстве и образованию области с повышенной концентрацией носителей — пространственного объемного заряда. Если при этом к образцу приложено электрич. поле E_d , создающее

дрейф объемного заряда со скоростью большей, чем фазовая скорость упругой волны c , то носители тока, обгоняя волну, будут отдавать ей энергию, в результате чего произойдет усиление ультразвуковой волны. Аналогичный процесс происходит в лампе бегущей волны. Этот процесс по существу представляет собой Черенкова излучение ультразвуковых волн сверхзвуковым потоком носителей, k -рый создан в электронно-дырочной плазме твердого тела внешним постоянным полем. В полупроводниках, не обладающих пьезоэффектом, взаимодействие упругой волны с носителями тока осуществляется через деформационный потенциал, т. е. непосредственно через электрон-фононное взаимодействие, k -рое характеризует изменение энергии электрона в зоне проводимости под действием упругой деформации решетки. Сила, действующая на электрон со стороны деформированной решетки, пропорциональна квадрату частоты волны ω , поэтому усиление в обычных полупроводниках эффективно только на высоких частотах ($\omega > 10^9$ гц).

На малых частотах, когда длина свободного пробега носителей тока l много меньше длины ультразвуковой волны λ , усиление акустич. волн обусловлено объемным зарядом, т. е. сверхзвуковым движением локального «сгустка» носителей тока одного знака, образованного самой волной; если же $l/\lambda \gg 1$ — электроны (или дырки) почти свободны, образование объемного заряда не происходит, и усиление обусловлено когерентным излучением фононов отдельными носителями тока (подобно пучковой неустойчивости в газоразрядной плазме). В обоих случаях плазменное затухание сменяется усилением при выполнении черенковского условия $E_d > c/\mu$, где μ — подвижность электронов или дырок.

Для U . у. в пьезополупроводящих кристаллах симметрия кристалла и направление распространения упругой волны должны быть такими, чтобы упругая волна с данной поляризацией сопровождалась продольным электрич. полем, т. к. взаимодействие носителей тока в полупроводнике наиболее эффективно с продольной компонентой вектора электрич. поля волны (по аналогии с лампой бегущей волны). Усиление как продольных, так и поперечных волн может осуществляться в пьезополупроводящих кристаллах CdS, CdTe, ZnO, GaAs, CdSe.

В опытах по наблюдению U . у. (рис. 1) обычно измеряется амплитуда принятого преобразователем I ультразву-

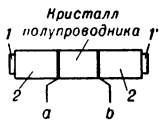


Рис. 1.

Рис. 1. Схема опыта по наблюдению усиления ультразвуковых волн в полупроводниках: $1, 1'$ — кварцевые преобразователи (1 — для излучения, $1'$ — для приема ультразвуковых волн); 2 — буфера; a, b — электроды, к k -рым прикладывается дрейфовое поле E_d .

Рис. 2. Зависимость K от E_d , полученная на кристалле CdS длиной 7 мм (по данным [1]).

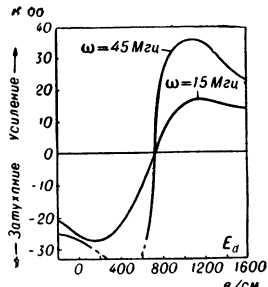


Рис. 2.

кового импульса в зависимости от приложенного к образцу E_d (рис. 2). Аналогично наблюдается U . у. и в непьезополупроводящих кристаллах, напр. в германии [2]. Для преобразования электрич. колебаний в звуковые и обратно обычно применяют пьезокварц (на частотах выше 100 Мгц его возбуждают резонатором [3]) или используют пьезополу-

проводниковые пьезообразователи на запорном слое (см. Ультразвуковые излучатели и приемники). Контакты, наносимые на кристалл, должны удовлетворять след. требованиям: 1) быть омическими с тем, чтобы дрейфовое поле было однородным по образцу и не создавалось запорных слоев, и 2) иметь минимальное акустич. сопротивление (см. Импеданс акустический).

Величина плазменного U . у. в пьезо- и в обычных полупроводниках определяется выражениями (4):

$$K_n = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \xi^2 \frac{\omega_0^2}{c\nu} \cdot \frac{(1 - \mu E_d/c) L}{(1 - \mu E_d/c)^2 + \frac{\omega_0^4}{\omega^2 \nu^2} (1 + k^2 r_D^2)^2} \right\},$$

$$(l/\lambda) \ll 1$$

$$K_{\text{эл. ф.}} = \exp \left\{ -\frac{2\pi\omega^2 \Lambda n}{m\nu\rho c^2} \frac{(1 - \mu E_d/c) L}{(1 - \mu E_d/c)^2 + \frac{\omega_0^4}{\omega^2 \nu^2} (1 + k^2 r_D^2)^2} \right\},$$

где: L — размер образца, ξ — коэфф. электромеханич. связи, Λ — коэфф. электрон-фононного взаимодействия, ν — эффективная частота соударений носителей, ρ — плотность решетки, m — эффективная масса носителей, ω_0 — плазменная частота носителей (см. Плазма), n — концентрация носителей, r_D — дебаевский радиус экранирования, k — волновой вектор ультразвуковой волны. Наибольшее значение U . у. в полупроводниках достигается при $kr_D = 1$ и растет с частотой: так, для пьезопроводящих кристаллов типа CdS с $\xi \approx 0,2$, $L = 1$ см, $c = 2 \cdot 10^5$ см/сек, на частоте $\omega = 100$ Мгц $K_{\text{max}} \approx e^{10}$, т. е. около 83 дб/см, что примерно соответствует опытным данным (3), (7). В полупроводниках или полуметаллах с параметрами $\Lambda \approx 10$ эв, $L = 1$ см, $\rho = 5$ г/см³, $c = 2 \cdot 10^5$ см/сек при $\omega_0 \approx 10^{12}$ сек⁻¹ на частоте $\omega = 10^{10}$ сек⁻¹, $K_{\text{max}} \approx e^{100}$, т. е. около 830 дб/сек (полученные на опыте значения K в Ge [2] заметно ниже).

Основная трудность использования U . у. на опыте состоит в чрезмерном нагревании образцов в режиме усиления. Чтобы этого избежать, опыты по U . у. обычно проводят в импульсном режиме, прикладывая к образцу дрейфовое поле только на время ультразвукового импульса. Возможные пути уменьшения выделяемой мощности при усилении — создание пьезополупроводниковых кристаллов с высокой подвижностью носителей или использование для усиления медленных волн, напр. изгибных, а также создание особых слоистых структур из полупроводника с высокой подвижностью и сильного пьезодиэлектрика.

Эффект U . у. в полупроводниках сверхзвуковым движением носителей тока объясняет загиб вольт-амперных характеристик полупроводников в сильном ($E > c/\mu$) электрич. поле. Когда скорость дрейфа носителей тока превысит скорость звука, происходит интенсивная генерация фононов и появившийся вследствие этого акустоэлектрич. ток (т. е. постоянный ток, возникающий в полупроводниках под действием звуковых волн) вычитается из стационарного тока носителей и результирующий ток через образец резко падает. При наличии достаточно сильного поперечного магнитного поля акустоэлектрич. ток генерируемых фононов и стационарный ток складываются и результирующий ток через образец увеличивается (подробнее см. [5]).

В пьезополупроводниках U . у. может достигать весьма больших значений, т. ч. становится существенными нелинейные явления, ограничивающие усиление. В этих условиях по образцу должна распространяться неусиливающаяся и незатухающая стационарная ультразвуковая волна [6]. По этой же причине в пьезополупроводниках наряду с усилением

волны с частотой ω , могут генерироваться волны с частотами $2\omega, 3\omega, 4\omega$ и т. д.

Практич. применение эффекта У. у. возможно по следующим направлениям: создание активных *ультразвуковых линий задержки*, усиление колебаний СВЧ (с использованием двойного акустоэлектрич. преобразования), создание гиперзвуковых излучателей и приемников. Исследования эффекта У. у. в полупроводниках (особенно в сильном магнитном поле) позволяют оценить и измерить ряд характерных параметров и констант твердого тела, в частности исследовать *Ферми поверхность*.

Лит.: 1) Hutson A. R., McFee J. H., White D. L., «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 7, № 6, p. 237; 2) Pomergantz M., там же, 1964, v. 13, № 9, p. 308; 3) Blötekjaer K., Quate C. F., «Proc. IEEE», 1964, v. 52, № 4, p. 360; 4) Пустовойт В. И., «ФТТ», 1963, т. 5, вып. 9, с. 2490; 5) Hutson A. R., «Phys. Rev. Letters», 1962, v. 9, № 7, p. 296; 6) Гуревич Б. Л., «ФТТ», 1963, т. 5, вып. 4, с. 1222; 7) Hickernell F. S., Sakiotis N. G., «Proc. IEEE», 1964, v. 52, № 2, p. 194. В. И. Пустовойт.

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ — комплекс методов неразрушающего контроля, основанных на применении упругих колебаний широкого частотного диапазона, гл. обр. ультразвукового (см. *Ультразвук*). У. д. позволяет (как правило, при одностороннем доступе) обнаруживать поверхностные и внутр. неоднородности (дефекты) в полуфабрикатах и изделиях (в т. ч. крупногабаритных) из металлах и неметаллич. материалов, определять размеры зерна в металле, измерять толщину сечения деталей и т. д. Неоднородности материала изделия влияют на условия распространения колебаний; это влияние усиливается с повышением частоты колебаний, однако при этом увеличивается также и затухание колебаний вследствие поглощения и рассеяния. Поэтому при контроле крупногабаритных изделий, а также изделий из материалов с большими потерями приходится понижать частоту, что приводит к снижению чувствительности.

Для излучения и приема ультразвуковых колебаний используются обычно *пьезоэлектрическими преобразователями*, реже (в диапазоне низких ультразвуковых и звуковых частот) — *магнитострикционными преобразователями*, монтируемыми в искательных головках. В процессе контроля изделие сканируют искательной головкой, вводя колебания в различных точках поверхности под нужным углом, и по показаниям индикатора судят о наличии неоднородности в контролируемом сечении. Известно пять методов У. д. (см. табл.).

В тенево м методе, как правило, ультразвуковые колебания вводят в изделие с одной стороны, а принимают с другой (в зеркальном варианте — с той же). О наличии дефекта судят либо по уменьшению энергии ультразвука в образующейся за дефектом зоне звуковой тени, куда колебания проникают только вследствие дифракции, либо по изменению фазы волны, обогнувшей дефект и прошедшей, следовательно, больший путь. Метод применяется для обнаружения дефектов в плитах, листах, трубах, резиновых шинах и т. п.

В резонансном методе используются зависимость входного импеданса системы от ее волновой длины. Метод позволяет, определяя резонансные частоты изделия, измерять при одностороннем доступе толщину стенок труб, листов, обнаруживать расслоения в листах и т. п. В процессе контроля изменяют частоту ультразвука (вручную или автоматически); совпадение излучаемой частоты с собственной частотой изделия фиксируется индикатором.

В импедансном методе используются зависимость входного импеданса системы от нагрузки на ее конце, что позволяет обнаруживать зоны нарушения жесткой связи между тонкой обшивкой и массивной подложкой в слоистых конструкциях по изменению силы реакции изделия на датчик, возбуждающей в изделии изгибные колебания звуковой частоты.

Метод свободных колебаний основан на анализе частотного спектра свободных колебаний в системе, возбужденной ударом, и позволяет обнаружить зоны нарушения жесткой связи между слоями и дефекты в самих слоях в массивных многослойных конструкциях.

Эхо метод наиболее распространен; он основан на послышке в контролируемое изделие коротких ультразвуковых импульсов и регистрации амплитуды и времени прихода эхосигналов, отраженных от дефектов, т. е. он представляет собой *локацию звуковую* в твердой среде. По времени, прошедшему от момента послышки импульса до момента приема эхосигнала, определяют расстояние до дефекта; по амплитуде эхосигнала судят о размерах дефекта. Эхо метод позволяет обнаруживать и определять координаты поверхностных и внутренних дефектов в слитках, поковках, плитах, штамповках, листах, трубах, проволоке, в сварных и заклепочных соединениях, изделиях из пластмасс, фарфора и т. п.; определять размеры изделий средних и крупных габаритов в се-

Основные характеристики методов ультразвуковой дефектоскопии.

Название метода	Вид применяемых упругих колебаний	Режим излучения	Способ ввода колебаний	Диапазон рабочих частот	Регистрируемые параметры	Чувствительность в оптимальных условиях
Эхометод	Продольные, сдвиговые, поверхностные, нормальные	Импульсный	Контактный со смазкой, иммерсионный, струйный, бесконтактный	0,2 Мгц—25 Мгц	Амплитуда, фаза, время	Миним. площадь дефекта 0,02 мм ² , миним. протяженность ~1 мк
Тенево м	Обычный вариант Зеркальный вариант	Непрерывный, импульсный	Контактный со смазкой, иммерсионный	50 кгц—5 Мгц	Амплитуда, фаза	Миним. площадь дефекта ~2—5 мм ² , миним. протяженность ~1—5 мк
				0,5 Мгц—10 Мгц		
Резонансный	Продольные, нормальные	Непрерывный, частотно-модулированный, импульсный	Контактный со смазкой, иммерсионный	0,5 Мгц—20 Мгц	Входной импеданс, частота, коэфф. стоячей волны	Диапазон измерения толщины ~0,1—15 мм, погрешность не более 1%; миним. площадь расслоений ~1 см ²
Импедансный	Изгибные	Непрерывный	Сухой контакт	1 кгц—8 кгц	Входной импеданс	Миним. площадь дефекта 1 см ²
Свободных колебаний	Изгибные	Импульсный	Сухой контакт	50 гц—25 кгц	Амплитуда, частота	Миним. площадь дефекта ~3 см ²

чениях, недоступных измерению обычными методами, обнаруживать зоны крупнозернистости в металлургических заготовках и изделиях и т. п. В практике контроля пользуются эходефектоскопами различных конструкций — малогабаритными специализированными, переносными многоцелевыми, передвижными универсальными, а также стационарными высокопроизводительными установками, позволяющими осуществлять автоматизированный контроль и получить запись его результатов.

Лит.: 1) Дефектоскопия металлов. Сб. ст., под ред. Д. С. Шрайбера, М., 1959; 2) Шрайбер Д. С., Ультразвуковая дефектоскопия, М., [1965]. Д. С. Шрайбер.

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ И ПРИЕМНИКИ — устройства для преобразования в энергию ультразвуковых колебаний (см. *Ультразвук*) энергии любого другого вида (ультразвуковые излучатели — У. и.), для индикации ультразвукового поля и измерения характеризующих его величин (ультразвуковые приемники — У. п.). Существуют различные типы У. и п., применяемые в зависимости от конкретных условий (области частот, ширины полосы, интенсивности ультразвука, агрегатного состояния среды и ее темп-ры, типа волн и др.).

Наиболее широкое распространение для излучения и приема ультразвука в жидких и твердых средах получили *магнитострикционные преобразователи* (от звуковых частот до ~ 60 кГц) и *пьезоэлектрические преобразователи* (в области от звуковых до гиперзвуковых частот). Магнитострикционные и пьезоэлектрич. У. и п. работают, как правило, на основной резонансной частоте f_p . Кпд их составляет от 30 до 60%. Для пьезопластинки: $f_p = (2n-1) c_{зв}/2l$, где n — целое число, характеризующее номер гармоники, $c_{зв}$ — скорость звука в пластинке, l — ее толщина. Излучение наиболее эффективно на основной резонансной частоте $n = 1$, т. к. добротность излучателя падает обратно пропорционально n . Однако на высоких частотах (для кварца $f > 20-30$ МГц) резонансные пьезопластинки очень тонки и механически непрочны, поэтому в этом диапазоне У. и. работают на гармониках $n = 2, 3, \dots$ Интенсивность I излучаемого ультразвука для магнитострикционных стержневых У. и п. $I = a^2 B^2 \eta^2 k / 2Z_0$, для пьезопластинки при одностороннем излучении на основном резонансе $I = 2 (dc)^2 V^2 / 2Z_0$, где a — магнитострикционная константа (см. *Магнитострикционные материалы*), d и c — пьезоэлектрич. и упругая константы соответственно (см. *Пьезоэлектрические материалы*), B — амплитуда магнитной индукции, V — амплитуда электрич. напряжения; Z_0 — волновое сопротивление среды, η — механикоакустич. кпд, k — коэфф., зависящий от формы сердечника. Кварцевые У. и. при $f = 1-10$ МГц позволяют получить в жидкостях интенсивности до 100 вт/см²; пьезокерамические при $f = 0,1-1$ МГц до $10-15$ вт/см²; для увеличения интенсивности применяется *фокусировка звука*. С помощью магнитострикционных У. и. из никеля при $f \approx 20$ МГц получают интенсивность до 10 вт/см².

Магнитострикционные и пьезоэлектрич. У. п. применяются, как правило, также на частоте основного резонанса. Чувствительность магнитострикционных У. п. вне резонанса падает с уменьшением частоты. У пьезоэлектрич. У. п. на частотах ниже резонанса частотная характеристика равномерна, но чувствительность (см. *Приемники звука*) меньше, чем на резонансе, поэтому при приеме монохроматич. (или близкого к нему) ультразвука резонансные У. п. оказываются более эффективными. Чувствительность У. п. из кварца, в зависимости от особенностей конструкции и размеров, меняется от единиц до сотен мкв/бар.

Для получения *гиперзвука* применяется нерезонансное поверхностное возбуждение кварца в *объемном ре-*

зонаторе. Разрабатываются полупроводниковые пьезоэлектрич. У. и. п. (на кристаллах GaAs, CdS и др.), позволяющие работать на основной резонансной частоте в области $f > 100$ МГц. Излучателями и приемниками на частотах до 9000 МГц служат эпитаксиальные кристаллич. пьезополупроводниковые пленки, полученные напылением на подложку с соответствующей кристаллич. структурой. В качестве У. и. п. до частоты 1000 МГц используются обедненные носителями тока слои в пьезополупроводниковых кристаллах. Такие слои получают путем диффузии в поверхностный слой кристалла веществ, атомы которых способны захватывать свободные носители тока (напр., диффузией Си в CdS), или путем создания запорного слоя (чаще всего на $p-n$ -переходе — см. *Полупроводниковый диод*). Обедненный слой отличается от основного объема кристалла существенно большим удельным сопротивлением, поэтому при приложении к кристаллу в целом электрич. напряжения основное падение напряжения приходится на этот слой, обладающий малой толщиной W . В переменном электрич. поле обедненный слой ведет себя аналогично пьезоэлектрич. пластине с $l = W$. Изменение толщины запорного слоя под действием постоянного электрич. поля (поля смещения) позволяет регулировать резонансную частоту такого У. и. п.

Из других видов *электроакустических преобразователей* в области низкочастотного ультразвука применяются электродинамич. и электростатич. У. и. п., а также У. и., использующие коронный разряд (см. *Ионофон*). В промышленной ультразвуковой технологии, а также для сигнализации применяются механич. У. и. К ним относятся воздушные *свистки* и *сирены* и жидкостные свистки, позволяющие получить близкое к монохроматическому излучение в области частот до 100 кГц. Кпд их составляет 10-20%. Воздушные свистки позволяют получать мощности до 1 кВт, сирены от десятков вт до десятков кВт; существующие жидкостные свистки дают десятки вт.

Механич. У. п. (см. *Радиометр*), как правило, обладают меньшей чувствительностью, чем пьезоэлектрические и магнитострикционные, их применяют в жидкостях и газах при интенсивности ультразвука > 10 вт/см². Тепловые У. п., представляющие собой хороший поглотитель, скорость нагрева которого под действием ультразвука измеряется термопарой, термистором или термометром, эффективны на сравнительно высоких частотах при интенсивностях $\geq 0,01$ вт/см². Радиометры и тепловые У. п. измеряют лишь среднюю интенсивность ультразвукового сигнала.

Для индикации и измерения ультразвука широко используются эффекты, связанные с взаимодействием его со светом (см. *Дифракция света на ультразвуке*, *Визуализация звуковых полей*), а также целый ряд явлений, возникающих под действием ультразвука: появление постоянного тока или эдс в полупроводниках (акустоэлектрич. эффект, особенно сильный в пьезополупроводниках); подавление сигнала электронного парамагнитного резонанса в твердых телах (метод, применяемый на гиперзвуковых частотах); различные вторичные эффекты в мощном ультразвуковом поле (фонтанирование на поверхности жидкости, механическое, химическое или тепловое действие кавитации, постоянные потоки в газах и жидкостях и др.). Некоторые из типов приемников звукового диапазона могут быть применены в ультразвуковом диапазоне при *амплитудной модуляции* излучаемого ультразвука звуковой частотой.

Лит.: 1) Бергман Д., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; 2) Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; 3) Мэзон У., Пьезоэлектрические кристаллы и их применения в ультразвуке, пер. с англ., М., 1952; 4) Vaughan A., Generation, detection and measurement of ultrasound,

в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. von S. Flügge, Bd 11, Tl 2, B. — [u. a.], 1962; 5) White D. L., The depletion layer and other high-frequency transducers using fundamental modes, в кн.: Physical acoustics, ed. W. P. Mason, v. 1, N. Y. — L., 1964.

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ — устройства для задержки электрич. сигналов на время от единиц до неск. тыс. мксек (см. *Линии задержки*). Применяются в различных областях электронной техники.

Электрич. колебания, подаваемые на вход линии (рис. 1 и 2), преобразуются в ультразвуковые, к-рые распространяются в звукопроводе со скоростью

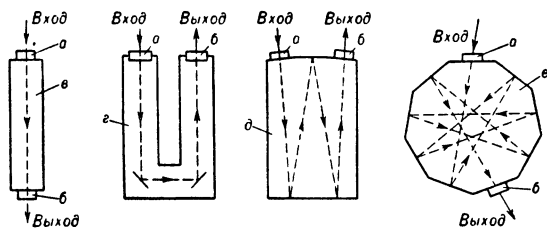


Рис. 1. Схематическое изображение ультразвуковых линий задержки: *a* — входные преобразователи (излучатели); *b* — выходные преобразователи (приемники); *e* — звукопроводы; *г* — ртутный, *д* — магниевый, *е* — кварцевый (пунктиром показано направление распространения ультразвука).

в $\sim 10^5$ раз меньшей скорости распространения электрич. колебаний, на выходе линии ультразвуковые колебания снова преобразуются в электрические. Т. о., задержка сигналов определяется временем распространения ультразвука в звукопроводе. Линии, в к-рых электроакустич. преобразование на входе и выходе осуществляется пьезоэлектрическими преобразователями, принято наз. ультразвуковыми, а линии с магнитоотрицательными преобразователями — магнитоотрицательными линиями задержки — Млз.

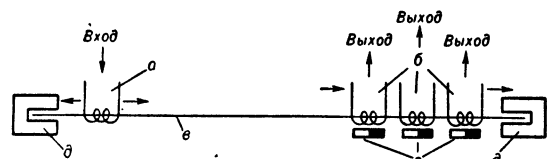


Рис. 2. Схема устройства магнитоотрицательной линии задержки с 3 выходными катушками, обеспечивающими 3 значения задержки (стрелками показано направление распространения ультразвука).

Электрически У. л. з. представляет собой симметричный пассивный четырехполюсник (рис. 1), поэтому один и тот же преобразователь может быть либо входным, либо выходным, в зависимости от схемы включения линии. Иногда используется один преобразователь, совмещающий функции входного и выходного. Применяются линии с тремя и более преобразователями (многоотводные). Преобразователями в У. л. з. служат обычно пластинки из кварца или из пьезокерамики (см. *Пьезоэлектрические материалы*). Звукопроводы У. л. з. изготавливаются из жидких или твердых материалов с малым затуханием звука, чаще всего из ртути, плавленного кварца и магниевых сплавов. Применяются также монокристаллы NaCl, KCl, кварца, ферритов и др. Уменьшение размеров звукопровода (при данном времени задержки) достигается за счет многократных отражений ультразвука от границ, твердый звукопровод — воздух (рис. 1, *д* и *е*) или ртуть — сталь (рис. 1, *г*).

В Млз. (рис. 2) звукопровод *e* изготавливается преимущественно из никеля в виде ленты, проволоки или трубки. Преобразователями служат участки самого звукопровода с надетыми на них катушками —

входной *a* и выходными *б* (число тех и других может быть любым). Изменение магн. поля входных катушек при подаче на них задерживаемого сигнала возбуждает в звукопроводе ультразвуковые колебания. Постоянные магниты *г* создают магн. поле, изменение к-рого при деформации звукопровода внутри выходных катушек индуцирует в них эдс задержанного сигнала. Поглощающие насадки *д* исключают отражение ультразвука от концов звукопровода.

Время задержки τ У. л. з. и Млз. обычно не превосходит 5—6 мсек. Увеличение τ ограничено потерями в звукопроводе. Плавная регулировка τ в ртутных линиях и в М.л.з. осуществляется изменением расстояния между входным и выходным преобразователями. В т. н. дисперсионных У. л. з. с звукопроводами из металлич. ленты или проволоки, толщины к-рых сравнимы с длиной волны ультразвука, можно изменять τ , изменяя частоту ультразвуковых колебаний.

Рабочая частота У. л. з. обычно лежит в пределах от 10 до 60 Мгц. В У. л. з. с малыми временами задержки используются и более высокие частоты, вплоть до гиперзвуковых. В Млз., как и в дисперсионных линиях, рабочая частота редко превышает 3—4 Мгц. У. л. з. предназначены, как правило, для задержки радиосигналов, частота к-рых соответствует рабочей частоте линий. Млз. обычно применяются для непосредственной задержки видеосигналов в устройствах, в к-рых допускается искажение формы сигнала.

Полоса пропускания линий Δf определяется преимущественно добротностью преобразователей, уменьшение к-рой с целью расширения Δf в У. л. з. требует согласования импедансов акустических преобразователя и звукопровода. Относит. полоса пропускания ртутных, кварцевых и монокристаллич. У. л. з. достигает 0,5—1,0 и более, в магниевых У. л. з. она редко превышает 0,2—0,3. Верхняя граница Δf в Млз. не превосходит 4 Мгц. При задержке радиосигнала Δf в Млз. обычно равна 0,5—0,7 Мгц.

Затухание в линии, оцениваемое отношением эдс на выходе к напряжению на входе, меняется от ~ 20 дб до 70 дб, в зависимости от τ , Δf , конструкции линии, материалов пьезопреобразователей и звукопровода.

Лит.: 1) Финкельштейн М. И., Искусственные линии, М., 1961; 2) Brockelsby C. F., Palfreeman J. S., Gibson R. W., Ultrasonic delay lines, L., 1963; 3) Fagen M. D., Bibliography on ultrasonic delay lines, «Trans. IRE Ultras. Engng», 1954, Nov.; 4) Goldstein S., A bibliography on magnetostrictive delay lines, UE27, там же, 1963, July. А. Г. Соколинский.

УЛЬТРАКОРОТКИЕ ВОЛНЫ (УКВ) — радиоволны с длиной волны λ от 10 м (частота $f = 30$ Мгц) до 1 мм ($f = 300$ Ггц). УКВ разделяют на метровые МВ (от 10 м до 1 м), дециметровые ДМВ (от 1 м до 10 см), сантиметровые СМВ (от 10 см до 1 см) и миллиметровые ММВ (от 10 мм до 1 мм) волны. Из-за принципиальной возможности передачи сигналов с очень широкой полосой частот и размещения большого числа каналов связи, а также применения остронаправленных антенн, УКВ широко применяются в телевидении, радиовещании с частотной модуляцией, в радиорелейных линиях, радиолокации и др.

Поле УКВ в пределах прямой видимости определяется интерференцией прямого и отраженного (от поверхности Земли) лучей с учетом слабой дифракции вокруг Земли и атмосферной рефракции радиоволн, а также поглощения в гидрометеорах (дождь, туман и т. п.) при $\lambda < 3$ см и резонансного поглощения в парах воды и кислороде воздуха при $\lambda < 1,35$ см. Вблизи горизонта и на небольшом расстоянии за ним поле может быть определено по дифракционным формулам (см. *Дифракция радиоволн*).

УКВ могут распространяться, преодолевая кривизну Земли, на расстояния \sim сотен км за счет направляющего действия тропосферных волн

новодов, возникающих при особых метеорологич. условиях, и на расстояния ~ сотен и даже свыше 1000 км за счет отражения и дифракции на слоистых образованиях в тропосфере и рассеяния (переизлучения) локальными турбулентными неоднородностями тропосферы (далее тропосферное распространение, ДТР). Для осуществления ДТР необходимы значит. мощности радиопередающих устройств, высокая чувствительность радиоприемных устройств и большие остроуправленные антенны. Поле ДТР носит флуктуационный характер, прерывая значит. замирания.

МВ при определенных нерегулярных состояниях ионосферы (напр., в годы высокой солнечной активности) могут распространяться на расстояния в неск. тыс. км за счет отражений от слоев F_2 и спорадич. слоя E_s ионосферы. Кроме того, из-за рассеяния на неоднородностях области D и E ионосферы и отражений от ионизованных следов метеоров МВ распространяются на расстояния ~ 2000 км. Метеорные линии связи вследствие прерывности этого канала требуют сложного оборудования (запоминающих устройств и системы автоматики). Волны в диапазоне 3 см — 5 м свободно проникают сквозь земную атмосферу и поэтому применяются в космич. связи и в радиоастрономии (см. также *Распространение радиоволн*). СВМ и более короткие волны применяются для передачи информации по волноводам и др. направляющим системам.

Лит.: 1) Введенский Б. А., Аренберг А. Г., *Распространение ультракоротких радиоволн*, М., 1938; 2) Аренберг А. Г., *Распространение дециметровых и сантиметровых волн*, М., 1957; 3) Долуханов М. П., *Дальнее распространение ультракоротких волн*, М., 1962; 4) *Распространение ультракоротких радиоволн*. Сб. статей, пер. с англ., под ред. В. А. Шиллерова, М., 1954; 5) Черныи Ф. Б., *Распространение радиоволн*, М., 1962; см. также лит. при ст. *Распространение радиоволн*. М. П. Долуханов.

УЛЬТРАМИКРОСКОП — микроскоп для работы по методу *ультрамикроскопии*. В У. (рис. 1) яркий источник света 1 конденсором 2 проектируется на узкую щель 3. Микрообъектив 4 образует изображение щели в кювете 5 с плоскими стеклами. В месте изображения щели создается очень высокая концентрация света. В кювете помещается исследуемый препарат, на мелких частицах к-рого свет дифрагирует. Если на эти частицы сфокусирован объектив 6 микроскопа, то в поле зрения окуляра 7 на темном фоне частицы будут видны как светлые точки (пятнышки). Участки кюветы, расположенные выше и ниже изображения щели, не освещены, поэтому в поле зрения микроскопа нет вредного светлого фона.

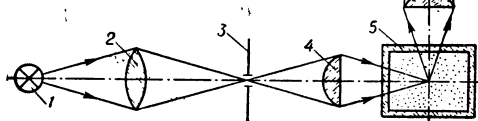


Рис. 1. Принципиальная оптич. схема ультрамикроскопа. Объяснения в тексте.

Поточный У. (рис. 2) позволяет работать с непрерывным потоком. По величине протекшего объема и числу сосчитанных частиц определяют их концентрацию. Для определения распределения частиц по размерам в осветительной системе имеется фотометрич. клин 8, к-рым регулируется яркость освещения. По

мере ослабления яркости наблюдатель перестает видеть более мелкие частицы. Измерив концентрацию частиц при различных положениях клина 8, можно подсчитать распределение их по группам крупности. Поточный У. ВДК-4 позволяет определять концентрацию аэрозолей до 10^7 см^{-3} и регистрировать частицы размером от 5 до 0,04 мк.

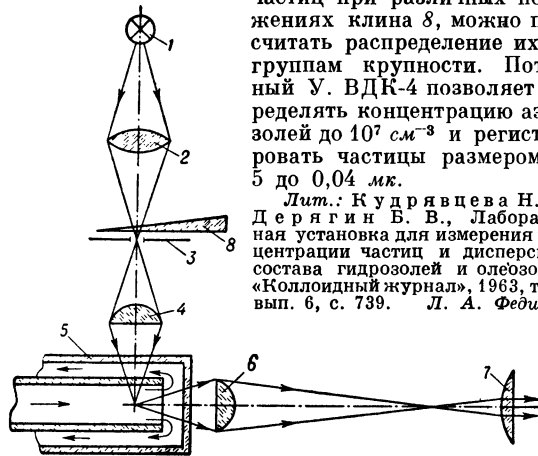


Рис. 2. Принципиальная оптич. схема поточного ультрамикроскопа ВДК-4: 1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — щель; 4 — осветительный объектив; 5 — кювета; 6 — объектив микроскопа; 7 — окуляр; 8 — фотометрический клин.

Лит.: Кудрявцева Н. М., Дерягина Б. В., *Лабораторная установка для измерения концентрации частиц и дисперсного состава гидрозолей и олеозолей*, «Коллоидный журнал», 1963, т. 25, вып. 6, с. 739. Л. А. Федин.

УЛЬТРАМИКРОСКОПИЯ — метод обнаружения субмикроскопич. частиц, меньших длины волны света λ , размеры к-рых лежат за пределами разрешающей способности микроскопа. Такие частицы можно обнаружить по рассеянию света: на темном фоне видны светлые точки и пятна. Существенное отличие У. от обычной микроскопии — то, что по форме и величине дифракционных пятен нельзя определить действит. форму и размер частиц.

Яркость дифракционных пятен, а следовательно и возможность обнаружения субмикроскопич. частиц, зависит от различных факторов. Для шаровидной частицы яркость не зависит от ориентировки частицы; для частиц неправильной формы она меняется при изменении положения частицы. Для шаровидных частиц яркость пропорциональна r^6 , где r — радиус частицы. Поэтому для У. необходимы очень яркие источники света (напр., дуговые лампы) и светосильные оптич. системы. Яркость обратно пропорциональна λ^4 и возрастает при увеличении разности показателей преломления частиц и окружающей их среды.

Если известны показатели преломления, то по яркости дифракционного пятна можно судить о размере шаровидной частицы. С помощью иммерсионного ультрамикроскопа удается обнаруживать частицы размером до 2 мк, т. е. разрешающая способность ультрамикроскопа в 100 раз больше разрешающей способности самого сильного микроскопа.

У. применяется для исследования аэрозолей, гидрозолей, коллоидных растворов и т. п. Л. А. Федин.

УЛЬТРАСФЕРИЧЕСКИЕ МНОГОЧЛЕНЫ, многочлены Гегенбауэра — специальная система многочленов последовательно возрастающих степеней. Для $n = 0, 1, 2, \dots$ У. м. $P_n^{(\lambda)}(x)$ степени n являются коэффициентами при α^n в разложении в степенной ряд ф-ции

$$(1 - 2\alpha x + \alpha^2)^{-\lambda} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n^{(\lambda)}(x) \alpha^n.$$

У. м. ортогональны (см. *Ортогональные многочлены*) на отрезке $[-1; +1]$ относительно веса $(1 - x^2)^{\lambda - 1/2}$. Дифференциальное ур-ние: $(x^2 - 1) y'' + (2\lambda + 1) xy' -$

— $n(2\lambda + n)y = 0$. Рекуррентная ф-ла:

$$(n+2)P_{n+2}^{(\lambda)}(x) = 2(\lambda+n+1)xP_{n+1}^{(\lambda)}(x) - (2\lambda+n)P_n^{(\lambda)}(x).$$

У. м. являются частным случаем Якоби многочленов $P_n^{(\alpha, \beta)}(x)$:

$$P_n^{(\lambda)}(x) = \frac{\Gamma(n+2\lambda)\Gamma(\lambda+1/2)}{\Gamma(2\lambda)\Gamma(n+\lambda+1/2)} P_n(\lambda^{-1/2}, \lambda^{-1/2})(x).$$

В. И. Витюков.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ МИКРОСКОПИЯ — микроскопия в лучах ультрафиолетовой части оптического спектра. Применение ультрафиолетовых лучей позволяет, с одной стороны, увеличить разрешающую способность микроскопа, к-рая обратно пропорциональна длине световой волны, с др., что более существенно, определять нек-рые вещества по спектрам их поглощения в ультрафиолетовой области. Здесь, в интервале длин волн 250—320 нм, поглощают, напр., молекулы с ароматич. группами: нуклеиновые кислоты и ароматич. аминокислоты, большинство витаминов, нек-рые липиды и др. Применяемые в У. м. микроскопы (см. *Микроскоп ультрафиолетовый*) снабжены кварцевой оптикой, прозрачной для ультрафиолетовых лучей. В У. м. возможно визуальное наблюдение микрообъекта на люминесцирующем экране или с помощью электронно-оптич. преобразователя, а также фотографирование или фотометрирование объекта. В случае исследования биологич. структур ультрафиолетовые лучи, прошедшие через препарат, направляют на фотоумножитель и затем измеряют оптич. плотность структуры, пропорциональную концентрации поглощающих веществ. Сочетая фотометрирование с избирательной химич. экстракцией веществ, идентифицируют эти вещества. Ультрафиолетовыми микроскопами с верхним освещением исследуют спектры отражения непрозрачных объектов (напр., шлифов минералов). Промышленность СССР выпускает ультрафиолетовые микроскопы — *спектрофотометры* МУФ-5, МУФ-6 и МУФ-7; первый и последний предназначены для фотоэлектрич. и фотографич. исследований микрообъектов в ультрафиолетовой и видимой областях спектра; МУФ-7 — только для фотографич. работ.

Лит.: 1) Ньюрибергер Дж. И., Ультрафиолетовая микроскопия и микроспектроскопия, в кн.: Методы цитологического анализа, пер. с англ., М., 1957, с. 179—213; 2) Сатерсонт Т. О., Cell growth and cell function, N. Y., 1950; 3) Блоут Е. Р., Ultraviolet microscopy and ultraviolet microspectroscopy, «Advances Biol. and Med. Phys.», 1953, в. 3, р. 285. В. Я. Бродский.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (УФ излучение) — электромагнитное излучение с длинами волн от 10 до 400 нм. В области до 200 нм излучение сильно поглощается почти всеми телами, включая тонкие слои воздуха, и составляет предмет специального раздела оптики (см. *Вакуумная спектроскопия*). Остальная часть УФ спектра условно разделяется на области: С (200—280 нм), В (280—315 нм) и А (315—400 нм).

Источники У. и. Накаленные твердые тела при темп-ре около 3000° К начинают испускать заметную долю УФ излучения в виде сплошного спектра. Мощность УФ излучения искусственных темп-рных источников невелика. Большой мощностью обладает УФ излучение газов или паров металлов, возбужденных в электрич. разряде. Это излучение имеет или линейчатый спектр, характерный для переходов между уровнями энергии свободных атомов, или сплошной спектр, обусловленный гл. обр. торможением электронов в плазме с большим давлением (см. *Источники света газоразрядные, Атомные спектры*). Наиболее мощный источник У. и. — Солнце. За пределами атмосферы облученность в перпендикулярной лучам плоскости равна 125 $вт/м^2$, что составляет 9% от солнечной постоянной полного излучения (1,39 $квт/м^2$).

До Земли солнечное У. и. доходит в виде прямого излучения и излучения, рассеянного атмосферой и аэрозолями. У. и. с длинами волн короче 295 нм поглощается слоем озона на высоте неск. десятков км (см. *Солнечная радиация*). На рис. 1 приведены вероятные значения облученности на уровне моря, создаваемые прямым и рассеянным излучением в ясный день

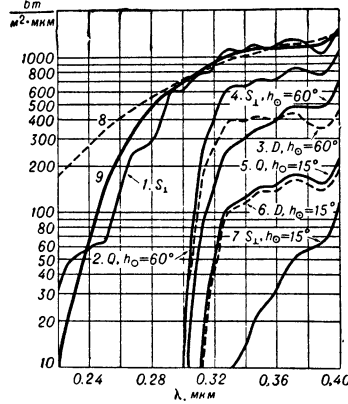


Рис. 1.

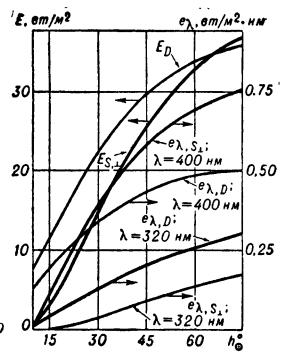


Рис. 2.

Рис. 1. Спектральное распределение энергии естественных и искусственных источников излучения. Условные обозначения: S_1 — прямое излучение Солнца в плоскости, перпендикулярной лучам; D — рассеянное излучение в горизонтальной плоскости; Q — суммарное излучение (прямое + рассеянное) в горизонтальной плоскости; h_0 — высота Солнца. Кривые: 1 — на наружной границе земной атмосферы; 2—7 — на уровне моря (содержание озона 0,30 см, коэфф. мутности $b = 0,100$); 8 — ксеноновая лампа с воздушным охлаждением (относит. ед.); 9 — абс. черное тело с $T = 5800^\circ K$ (относит. ед.).

Рис. 2. Зависимость доходящего до Земли прямого и рассеянного естественного излучения от высоты Солнца: E — интегральная УФ облученность для $\lambda < 400$ нм (левая шкала); e_λ — спектральная плотность облученности (правая шкала). Остальные обозначения те же, что на рис. 1.

при высотах Солнца 60 и 15° [4]. На рис. 2 показана зависимость прямого и рассеянного У. и. от высоты Солнца. Характеристики рассеянного излучения относятся к летнему времени. Зимой, при наличии снежного покрова, облученности при тех же высотах Солнца на 30—50% выше летних.

Из газоразрядных источников У. и. наиболее распространены ртутные лампы (см. *Лампа ртутная*).

Спектральная облученность, создаваемая ртутными лампами в плоскости, параллельной оси лампы, на удалении 1 м от ее центра, $вт/м^2$ [5].

Длина волны, нм	Лампы высокого давления			Лампа низкого давления БУВ-15
	ПРК-7	ПРК-2	ПРК-4	
248,3	655	154	72	—
253,7	1130	378	180	220
265,2	1230	342	162	0,7
269,9	340	60	30	—
275,4	200	49	22	—
280,4	625	151	70	—
289,4	255	73	35	0,3
292,5	90	23	9	—
296,7	675	205	100	1,0
302,2	1540	440	225	0,4
312,6	3000	980	475	5,0
334,1	365	95	46	—
365,5	4930	1440	700	5,5
404,7	1610	520	250	7,5
435,8	2930	910	430	17,8
546,1	3430	1050	505	15,7
577,9	4290	1020	495	3,5

Помимо спектральных линий, ртутные лампы высокого давления излучают непрерывный фон, мощность которого составляет в области 280—315 нм 15% от полной мощности излучения этой области спектра. Существует также способ получения УФ излучения, основанный на свечении возбужденного люминесцирующего вещества, излучающего в УФ области спектра (см. Лампа черного света, Люминесценция).

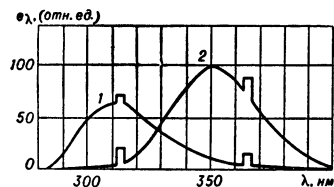


Рис. 3. Спектральное распределение энергии люминесцентных УФ ламп: 1 — ртутная лампа; 2 — лампа «черного света».

Эти источники обычно излучают сплошной спектр люминофора со следами излучений линий ртутного спектра (рис. 3). Из источников смешанного происхождения практически непрерывный спектр У. и. имеют дуги с электродами из чистого угля или с примесями соединений металлов и редких земель, а также ксеноновые газосветные лампы (см. Лампа сверхвысокого давления). Вследствие близости спектра ксеноновых ламп (рис. 1) к спектру Солнца, эти лампы применяются для создания имитаторов солнечного излучения. Коррекция осуществляется светофильтрами или светоделителями. Солнечный спектр имитируют также сочетанием люминесцентных УФ ламп, кривые излучения которых см. на рис. 3.

Источниками У. и. для научных исследований и, в частности, для спектрального анализа служат тепловые и электроразрядные УФ излучатели в прозрачных для У. и. колбах из плавленого кварца, увиолевого стекла и с окнами из этих материалов или из лейкосапфира и LiF (см. Лампы спектральные, Лампа водородная). Среди тепловых излучателей, кроме ленточных и др. ламп накаливания, распространены иодные лампы накаливания в кварцевых колбах, излучающие до 220 нм. Ассортимент электроразрядных ламп (лампы с парами металлов, водородные, дейтериевые, ксеноновые и др.) пополнился шариковыми безэлектродными лампами с парами Hg, Cd, Zn, питающимися от высокочастотного блока. Для развивающегося атомного абсорбционного анализа выпускаются лампы с полыми катодами, позволяющие воспроизводить интенсивные и стабильные спектральные линии любых тугоплавких металлов.

В 1962 г. опубликованы первые данные об оптич. квантовых генераторах, излучающих в УФ области спектра. Стекла, активированные Gd₂O₃, способны генерировать пучки У. и. с длиной волны λ = 313 нм при комнатной тем-ре и 313,7 нм при охлаждении до 77° К. Излучение с λ = 347 нм получается также трансформацией частоты излучения рубинового оптического генератора кристаллами с нелинейными оптич. свойствами.

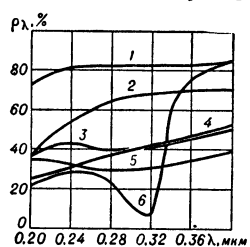


Рис. 4. Спектральные коэф. отражения ρ_λ металлич. зеркал: 1 — алюминий; 2 — хром; 3 — никель; 4 — сталь; 5 — медь; 6 — серебро.

(рис. 4) и нек-рые материалы, диффузно рассеивающие свет: MgO, BaSO₄, травленный Al, а также снег (рис. 5). Новое молочное стекло MC-14 (рис. 5) успешно заменяет экраны MgO и BaSO₄ при измерении коэфф. отражения.

Исследования спектрального пропускания природных сред (воздух, вода — рис. 6) показывают, что прозрачность километрового слоя воздуха к У. и.

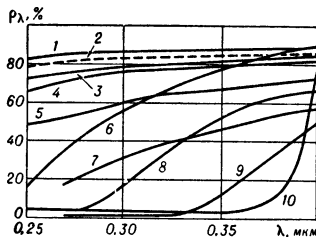


Рис. 5.

Рис. 5. Спектральные коэф. отражения диффузных поверхностей: 1 — окись магния; 2 — свежий снег; 3 — сернокислый барий; 4 — алюминий, травленный кислотой; 5 — алюминиевая краска; 6 — молочное стекло MC-14; 7 — известковая побелка на штукатурке; 8 — белая эмаль; 9 — облицовочная белая плитка; 10 — окись цинка.

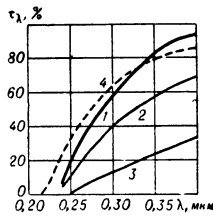


Рис. 6.

Рис. 6. Спектральное пропускание природных сред: 1, 2, 3 — воздух в приземном слое толщиной 1 км при метеорологич. дальности видимости, соответственно равной 100, 20 и 5 км; 4 — дистиллированная вода в толще 1 м (по оси ординат отложен спектральный коэфф. пропускания τ_λ).

сравнима с прозрачностью метрового слоя дистиллированной воды.

Приемники к У. и. применяют преимущественно фотоэлектрич. приемники излучения: фотоэлементы, счетчики фотонов и фотоумножители (см. Приемники излучения). Относительно высокую чувствительность имеют фотоэлементы и фотоумножители со сложными фотокатодами (рис. 7, кривые 2, 3, 4, 7), а также селеновый фотоэлемент (кривая 1). Они чувствительны к УФ и видимой областям спектра. При интегральных измерениях У. и. эти приемники снабжают добавочными фильтрами или др. средствами спектральной коррек-

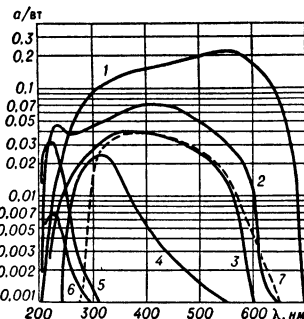


Рис. 7. Абс. спектральная чувствительность фотоэлектрич. приемников излучения [8]. Фотоэлементы: 1 — селеновый; 2 — сурьмяно-циевый СЦВ-6; 3 — мультищелочной; 4 — сурьмяно-литиевый; 5 — маргневый; 6 — кадмиевый; 7 — фотоэлектронный умножитель ФЭУ-18. Масштаб кривых 5 и 6 увеличен в 100 раз.

ции. Фотоэлементы с чистыми электродами (рис. 7, кривые 5, 6) имеют красную границу в УФ области спектра, что удобно для измерения спектральной области С, но обладают меньшей на 2—3 порядка чувствительностью.

Для измерительных целей пользуются также свойством люминесцирующих веществ преобразовывать частоту излучения (см. Люминесценция). Это позволяет применять приемники, чувствительные к видимой области спектра, сочетая их с подходящим люминофором, спектральная область возбуждения которого совпадает с областью измеряемого У. и.

Менее распространены неселективные приемники излучения. Они обладают относительно малой чувствительностью и далекой от красной границы, что увеличивает вредное влияние рассеянного света.

Светофильтры. Измерение У. и. связано с применением светофильтров. Спектральные кривые пропускания утолщенных светофильтров см. на рис. 8 и 9. Светофильтры типа УФС имеют пропуска-

ние еще в крайней красной и инфракрасной областях. Под влиянием У. и. прозрачность фильтров к УФ лучам (особенно фильтров УФС-1, УФС-2 и УФС-6) ухудшается. Значительно сдвигается вправо граница пропускания и у органич. стекол, в частности СТ-1. Свойства силикатных стекол восстанавливаются после термич. обработки.

Комбинацией светофильтров (характеристики см. на рис. 8 и 9) можно выделять узкие участки спектра с максимумами 300, 315—320, 340, 360 и 380 нм, а также выделять из ртутного спектра линии 303+313 и 365 нм. Для выделения более коротковолнового участка спектра в области резонансной линии 254 нм

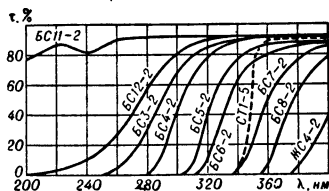


Рис. 8. Спектральное пропускание стеклянных светофильтров, прозрачных в видимой области спектра. На кривых после марки светофильтра указана его толщина в мм. Все стекла силикатные, кроме органич. стекла СТ1-5. Обычное оконное стекло имеет пропускание, близкое к стеклу БСН-2.

применяется газовый светофильтр, состоящий из плоской кварцевой кюветы толщиной 75 мм, наполненной парами I и Вг (рис. 9, кривая 1). В более длинноволновой области фильтр начинает пропускать, начиная с 480 нм. Кривые пропускания некоторых жидкостных светофильтров см. на рис. 10.

Кроме абсорбционных светофильтров, применяются также интерференционные светоделители и светофильтры, наносимые на пластинки из плавного кварца или (для области А) из стекла К-8. Светоделитель, состоящий из чередующих слоев ThO₂ и SiO₂,

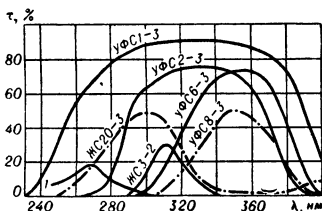


Рис. 9.

Рис. 9. Спектральное пропускание светофильтров, выделяющих различные участки УФ области спектра. Все фильтры стеклянные, кроме хлоробромного газового фильтра (кривая 1). Фильтр УФС-8 обладает повышенной термич. устойчивостью.

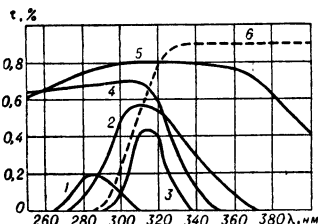


Рис. 10.

Рис. 10. Спектральное пропускание жидкостных фильтров:

№ кривой	вещество	кол-во в 1 л воды, г	толщина слоя, мм
1	пикриновая кислота	0,063	10
2	тартазин	0,116	10
3	K ₂ CrO ₄	0,135	10
4	NI ₂ SO ₄ · 7H ₂ O	492	20
5	CoSO ₄ · 7H ₂ O	141	20
6	CuSO ₄ · 5H ₂ O	57	10

отражает 90—95% излучения в максимуме, положение к-рого определяется оптич. толщиной слоев. Остальная энергия проходит через светофильтр практически без поглощения. Сочетанием светоделителей можно выделять с высоким коэфф. пропускания различные широкие участки УФ области спектра в пределах 200—400 нм.

Иными комбинациями покрытий из тех же растворов получают узкополосные интерференционные фильтры. Сочетая их с широкополосными светоделителями и стеклянными или газовыми фильтрами, можно убирать побочные максимумы пропускания. В результате удается получать комбинированные свето-

фильтры с макс. пропусканием у $\lambda = 255, 270, 280, 290, 298, 330$ и 390 нм. Светофильтры имеют пропускание 25—40% в максимуме, полуширину 5—10 нм; в спектральной области 200—690 нм фон отсутствует. Фильтры из чередующихся слоев ThO₂ и SiO₂ обладают большой прочностью и не требуют защиты от действия атмосферы [10].

Приборы. Применяемые на практике приборы для измерения У. и. состоят из приемника, устройств, корректирующих его спектральную и косинусную чувствительность, усилителя и измерительной аппаратуры. Они предназначены преимущественно для спектральных или интегральных измерений двух величин: облученности (поверхностной плотности падающего потока) и количества облучения, т. е. интеграла от облученности по времени.

Для спектрального измерения прямого солнечного излучения в УФ области спектра применяют кварцевый солнечный монохроматор А. Н. Бойко [12] — бесщелевой двухпризмный спектральный прибор (см. Монохроматоры). Параллельный пучок солнечных лучей, пройдя защитное кварцевое стекло, непосредственно падает на призмы. Спектр образуется в фокальной плоскости стоящего за ними объектива. Выходную щель заменяет узкая термобатарея, выделяющая из спектра участок шириной от 13 до 37 нм, соответственно у 300 и 400 нм. Построено неск. моделей спектральных приборов для измерения суммарного и рассеянного излучения с копиями дифракционных решеток. Учитывая особую важность устранения рассеянного света, спектральные УФ приборы требуется строить с двойной монохроматизацией.

Для интегральных измерений УФ облученности и количества (дозы) УФ облучения применяют приборы с магнеливыми и сурьмяно-цезиевыми фотоэлементами, позволяющими оценивать интенсивность излучения в отдельных спектральных участках. Для оценки У. и. применительно к его действию на биологич. объекты построены образцы интегральных приборов с фотоэлементами, кривые спектральной чувствительности к-рых приближены к кривым биологич. действия. Приборы градуированы в биологически взвешенных единицах, оценивающих У. и. по его бактерицидному действию и по благотворному действию на человека и животных.

Для градуировки оптич. измерительных приборов УФ диапазона нужны стандартные излучатели. Некоторые задачи решаются с помощью светоизмерительной лампы накаливания СИ8-200-у с фиолетовым окном, имеющей цветовую температуру 3000° К. Хорошим стандартным излучателем служит выпускаемая за рубежом ртутная лампа высокого давления спец. конструкции «УФ нормаль». Спектральная облученность, создаваемая этим источником на заданном от него расстоянии, известна в абс. единицах и воспроизводится с точностью до 2%. Предварительно отожженную и тщательно промеренную лампу ПРК-2 также можно (но с меньшей точностью) применять как абс. эталон распределения энергии по спектру.

Применение. УФ излучение, обладающее большой энергией фотона (от $5,3 \cdot 10^{-19}$ до $2 \cdot 10^{-17}$ дж), способно, поглощаясь веществом, активно изменять его физ. и хим. свойства. При поглощении могут происходить также процессы, не связанные с изменением облучаемого вещества, сопровождающиеся излучением энергии возбужденными молекулами (см. Фотолуминесценция). Важное место среди подобных явлений занимает испускание электронов веществом под влия-

нием поглощенного излучения (фотоэффект). При др. условиях взаимодействие со светом может нарушать хим. связь в молекулах, что вызывает различные хим. реакции (окисление, восстановление, разложение, полимеризация и др.). В частности, разрушаются некоторые красители, окрашенные ими образцы обесцвечиваются (см. *Фотохимия*). Хим. реакции в молекулах белка изменяют процессы обмена веществ в живом организме, способствуют его витаминизации, а в из-

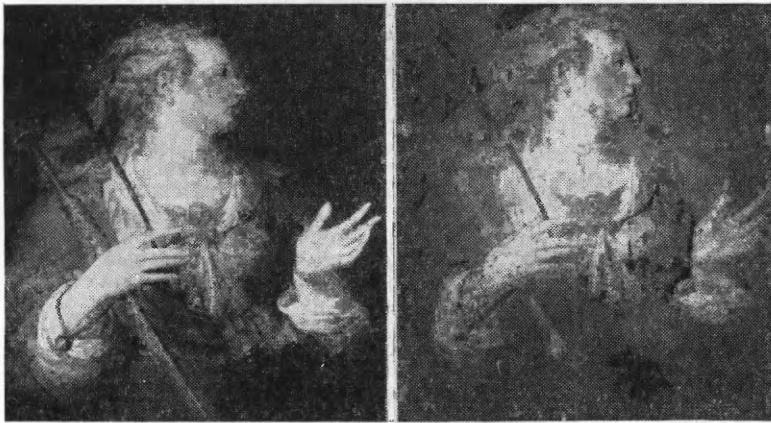


Рис. 11. Изучение картин. На правой фотографии, сделанной в УФ лучах, видны следы реставрации, не видимые глазом.

вестных случаях разрушают (умерщвляют) клетки. На этих свойствах взаимодействия вещества с УФ излучением основаны разнообразные его применения в народном хозяйстве, научных исследованиях, гигиенической и медицинской практике, в искусстве.

Коротковолновым У. и. бактерицидных ламп стерилизуют воздух производственных помещений в пищевой и фармацевтич. промышленности, лечебных помещений (операционные, перевязочные), воду и т. д. (см. *Лампа ртутная низкого давления*). Искусственные установки У. и. применяются в промышленности для ускоренного испытания красок, тканей и бумаги на выцветание, для отбеливания материалов, ускорения полимеризации пластмасс и смол, нейтрализации зарядов статич. электричества.

Более длинноволновое У. и. (области В) обладает тонизирующим, антираhitным действием. Умеренные дозы естественного У. и., действуя через кожные покровы, предохраняют организм человека от патологич. состояния — т. наз. светового голодания. Недостаток полноценного естественного освещения в производственных и др. условиях хорошо восполняется искусственными УФ источниками, обычно эритемными лампами. Ими оборудуют также спец. лечебно-профилактич. помещения — фотарии. УФ облучение (преимущественно ртутно-кварцевыми лампами ПРК) широко применяется в физиотерапии.

Все более распространяются искусственные облучательные УФ установки в сельском хозяйстве и в витаминной промышленности.

У. и. области А применяется, в основном, как средство возбуждения люминесценции: в осветительной технике (см. *Лампа люминесцентная*), в люминесцентном анализе, люминесцентной дефектоскопии и т. д. У. и. с успехом применяется в криминалистике при установлении идентичности красителей (в частности, групп крови), подлинности документов и т. д. Возможность изучать с помощью У. и. историю музейных картин и др. произведений искусства позволила сделать много интересных исследований в искусстве-

лении. На рис. 11 приведены две фотографии портрета: следы реставрации, совершенно невидимые глазом, четко вырисовываются при облучении портрета У. и.

Из ярко люминесцирующих под действием У. и. веществ изготавливают светящиеся краски.

Многие вещества имеют в УФ области спектра большое избирательное поглощение даже в толщине микроскопических препаратов. Это позволяет изучать в УФ лучах тонкие биологические и др. срезы, бесцветные в видимом спектре (см. *Ультрафиолетовая микроскопия*).

Лит.: 1) Мейер А., Зейтц Э., Ультрафиолетовое излучение, пер. с нем., М., 1952, ч. 2 и 3; 2) Лазарев Д. Н., Ультрафиолетовая радиация и ее применение, М., 1950; 3) Johnson F. S., The solar constant, «J. of Meteorology», 1954, в. 11, № 6; 4) Белинский В. А., Семенченко Б. А., Радиационная модель атмосферы и УФ области спектра, «Светотехника», 1965 (в печати); 5) Шкловер Д. А., Дорф О. П., Рымов А. И., Характеристики излучения искусственных источников УФ радиации, в сб.: Ультрафиолетовое излучение, М., 1958; 6) Левиков С. И., Лампы УФ излучения, применяемые в спектроскопии, «Ж. прикл. спектроскопии», 1965, № 11; 7) Baum W. A., Dunkelmann L., Horizontal attenuation of ultraviolet light by the lower atmosphere, «J. Opt. Soc. America», 1955, в. 45, № 3; 8) Смолкин М. Н., Абсолютная спектральная чувствительность фотоэлементов, «Инженерно-физический журнал (БССР)», 1960, № 6; 9) Каталог цветного стекла «117» в печати; 10) Соколов Р. С., Крылова Т. Н., Интерференционные фильтры для ультрафиолетовой области спектра, «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 6, вып. 6; 11) Бухарцев И. Г., Соколов М. В., Шелкова О. П., Промышленные приборы для измерения ультрафиолетового излучения, «Светотехника», 1961, № 7; 12) Войко А. Н., Методы измерения ультрафиолетового излучения солнца, в кн.: Ультрафиолетовое излучение и гигиена, М., 1950; 13) Лазарев Д. Н., О принципах интегрального измерения ультрафиолетового излучения, «Светотехника», 1963, № 9; 14) Кольцов В. В., Лазарев Д. Н., Суточное изменение спектрального состава естественного излучения в области спектра 0,3—0,6 мк (Опыт применения быстродействующего спектрометра), в кн.: Ангиометрия и оптика атмосферы, М., 1964. Д. Н. Лазарев.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ МИКРОСКОП — см. *Микроскоп ультрафиолетовый*.

УЛЬТРАЦЕНТРИФУГА — прибор для создания полей центробежных сил, во много раз превосходящих поле земного притяжения; применяется чаще всего при исследованиях макромолекул и биологич. коллоидных систем. Основная часть У. — ротор, приводимый в движение масляными или воздушными турбинками, прямым электроприводом или вращающимся магнитным полем. Аналитич. ротор, в к-ром с помощью оптич. методов регистрации исследуется седиментация, представляет собой стальной, дюралюминиевый или титановый сплюснутый эллипсоид вращения (или производную фигуру) с большой осью ~18 см и двумя цилиндрич. отверстиями (~2 см), расположенными по обе стороны от центра (рис. 1). В одном из отверстий находится кювета с исследуемым раствором, в другом — противовес. Расстояние центра кюветы от оси вращения в стандартных У. — 6,5 см, что соответствует при 70 000 об/мин средним полям ~400 000 g. В равновесных У., применяемых для исследований седиментационного равновесия, ротор несет несколько кювет, сдвинутых друг относительно друга в радиальном направлении.

Ротор вращается в вакуумной камере с толстыми стенками из броневой стали, снабженной смотровыми стеклами. Ось вращения смещена относительно оптич. оси прибора, к-рая проходит через центр кюветы (рис. 1). Конструкция кюветы (рис. 2) зависит от целей и характера исследования [3, 4]. Кюветы тщательно герметизируются. Оптич. система (рефракто-

метрическая, интерференционная или поглощения (света) позволяет регистрировать в ходе ультрацентрифугирования седиментирующую границу в форме дифференциальной (рис. 3) или интегральной кривой распределения концентрации в радиальном направлении (см. *Седиментация*).

Противовес представляет собой дюралевый цилиндр с осевой резьбой и сменными винтами; подбором веса и положения винтов осуществляется статич. и динамич. балансировка. Противовес содержит по диаметру, у периферии, 2 малых отверстия, служащих индек-

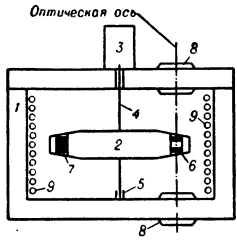


Рис. 1.

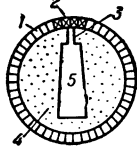


Рис. 2.

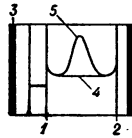


Рис. 3.

Рис. 1. Схема расположения ротора в вакуумной камере современной электрической ультрацентрифуги со свободным подвесом: 1 — стенки камеры и крышка; 2 — ротор; 3 — часть двигателя; 4 — струна (подвес); 5 — подпятник (в некоторых системах он залит ртутью и через него осуществляется контакт регистрирующего устройства с термистором); 6 — ювекта; 7 — противовес; 8 — смотровые окна с оптич. стеклами; 9 — эмвееж термо-криостата.

Рис. 2. Стандартная ювекта для аналитич. ультрацентрифугирования (разрез): 1 — дюралюминиевый корпус; 2 — крышка; 3 — отверстие для заполнения; 4 — сердечник; 5 — секториальная полость. Некоторые (бисекториальные) ювекты содержат две секториальные полости: в одну заливается раствор, в другую — растворитель.

Рис. 3. Фотодиаграмма седиментации, полученная с помощью бисекториальной ювекты и оптич. схемы скрещенных диафрагм с фазоконтрастной пластинкой: 1 — мениск; 2 — дно; 3 — изображения индексов; 4 — базовая линия, т. е. кривая градиента показателя преломления чистого растворителя; 5 — седиментирующая граница, т. е. кривая градиента показателя преломления раствора. Вначале определяется положение максимума этой кривой относительно одного из индексов, затем рассчитывается расстояние границы от оси вращения.

сами. Их расстояния от оси вращения известны, и на фотодиаграммах седиментации по этим индексам рассчитывается положение седиментирующей границы (рис. 3).

В аналитич. У. с масляным и воздушным приводами ротор вращается в атмосфере водорода, служащего термостатирующей средой, при давлениях 10—15 мм рт. ст.; в магн. и электрич. У. — в вакууме. Различные системы термостатирования позволяют, в принципе, поддерживать темп-ру ротора постоянной с точностью до 0,1° в диапазоне от -10° до +100° С. Темп-ра замеряется чувствительными термостолбиками, расположенными на расстоянии ~100 м от ротора, термисторами или термомагнитными кольцами, надетыми на ротор.

Для очистки растворов от примесей или пыли, фракционирования и разделения биологически активных препаратов применяются препаративные роторы, напоминающие роторы обычных центрифуг; они могут иметь неподвижные гнезда для пробирок, наклоненные под углом к вертикальной оси («угловое ультрацентрифугирование»), или быть со «свободным подвесом», позволяющим пробиркам ориентироваться по радиусам.

В У. для спец. целей, не связанных с исследованиями полимеров или коллоидов, ускорения могут существенно превышать 10⁶ g. В них обычно ротор представляет собой вращающийся шарик, являющийся одновременно испытуемым на прочность образцом.

Лит.: 1) Svedberg T., Pedersen K. O., The ultracentrifuge, N. Y., 1959; 2) Schachman H. K., Ultra-

centrifugation in biochemistry, N. Y. — L., 1959; 3) Петков В. Н., Эскин В. Е., Френкель С. Я., Структура макромолекул в растворах, М., 1964, гл. VI; 4) Френкель С. Я., в кн.: Иоффе В. В., Рефрактометрические методы в химии, Л., 1960, гл. XIII (устройство ювект и оптич. схемы).

УЛЬТРАЦЕНТРИФУГИРОВАНИЕ — метод исследования (аналитическое У.) и разделения (препаративное У.) высокодисперсных систем (гл. обр. биологических) и растворов полимеров с помощью ультрацентрифуги. См. также *Седиментация*.

УМНОЖЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ в выпрямителеях — многократное увеличение выпрямленного напряжения. В простейшем случае удвоение напряжения может быть осуществлено с помощью двух электр. вентилях D₁ и D₂, каждый из к-рых заряжает свой конденсатор до постоянного напряжения, близкого к амплитуде переменного питающего напряжения U_{тр} (рис. 1).

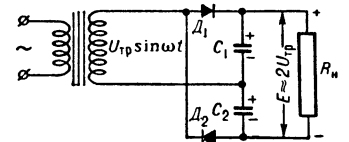


Рис. 1. Однополупериодный выпрямитель с удвоением напряжения.

В результате этого падения напряжения на нагрузке R_н E ≈ 2U_{тр}.

Более сложная схема двухполупериодного выпрямителя с удвоением напряжения обеспечивает меньшие пульсации напряжения.

Последоват. включением емкостей, заряжаемых через вентили, можно получить любое У. н.; напр., однополупериодная схема, дающая четырехкратное У. н., состоит из четырех конденсаторов и вентилях (рис. 2). В полупериоды входного напряжения через диод D₁ заряжается конденсатор C₁ до напряжения ≈ U_{тр}. После зарядки C₁ во второй полупериод через диод D₂ заряжается конденсатор C₂ до напряжения ≈ 2U_{тр}, в 3 полупериод заряжается конденсатор C₃, а в четвертый — C₄ до напряжения ≈ 3U_{тр} и 4U_{тр} соответственно. Макс. выходное напряжение E ≈ 4U_{тр} устанавливается после действия неск. периодов входного переменного напряжения, в течение к-рых все конденсаторы получают полный заряд.

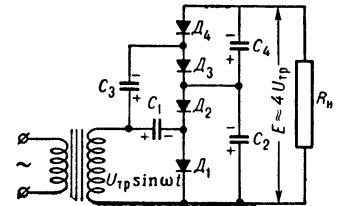


Рис. 2. Схема с умножением напряжения на 4.

Недостатки схем У. н. — высокие пульсации, амплитуда к-рых возрастает с увеличением числа ступеней умножения, и высокое выходное сопротивление, что уменьшает выходное напряжение с увеличением нагрузки (см. также *Каскадный генератор*).

Лит.: Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 3 изд., М., 1955. А. А. Брандт.

УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ — преобразование электр. колебаний в новые с частотой, в целое число раз большей исходной. Обычно У. ч. осуществляется в нелинейных элементах электр. цепи, к-рые вносят искажения в форму колебаний, вызывающие появление высших гармоник; далее нужная гармоника выделяется настроенным на нее колебат. контуром. У. ч. характеризуется коэфф. умножения n = f_{вых}/f_{вх} (f_{вх} и f_{вых} — исходная и преобразованная частоты) и коэфф. преобразования и мощности η = P_{вых}/P_{вх} (P_{вых} и P_{вх} — мощности выходных и входных колебаний).

Обычно для У. ч. пользуются нелинейностью точной характеристики электронных ламп. Контур

в анодной цепи лампы (рис. 1) настраивается в резонанс со 2-й ($n = 2$) или 3-й ($n = 3$) гармоникой анодного тока лампы I_a . С ростом n падает $P_{\text{вых}}$ и, следовательно, η , поэтому У. ч. с $n > 3$ применяется редко. Лампа в таких схемах работает в режиме *отсечки тока*. Анодный ток лампы, работающей с углом отсечки θ , представляет собой периодич. последовательность импульсов длительности 2θ (рис. 2). Для эффективного У. ч. в n раз длительность каждого импульса должна быть $\approx 1/2$ периода выходного сигнала. Поэтому с увеличением n необходимо уменьшать θ . Обычно при $n = 2$ угол отсечки $\theta \sim 60-70^\circ$, а для $n = 3$ $\theta \sim 45-50^\circ$. Для получения $n > 3$ приме-

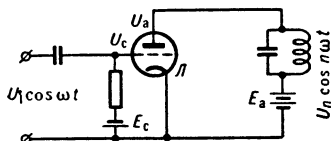


Рис. 1. Простейший ламповый умножитель частоты.

няют неск. ступеней умножения. Если же необходима одна ступень У. ч. с $n > 3$, то в качестве исходного генератора пользуются *генератором релаксационных колебаний*, напр. блокинг-генератором, дающим короткий и интенсивный импульс напряжения.

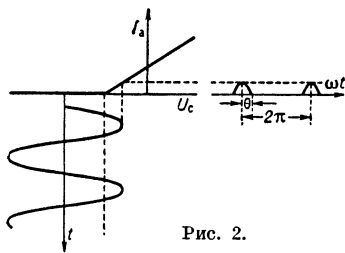


Рис. 2.

Подавая такой импульс на сетку лампы, в анодную цепь к-рой включен контур, настроенный на соответствующую гармонику, можно получить У. ч. до ста раз в одной ступени.

В диапазоне СВЧ простейшие умножители осуществляются на *полупроводниковых диодах*. При этом для У. ч. пользуются как нелинейностью вольтамперной характеристики $p-n$ -перехода при положительных смещениях (нелинейная проводимость), так и нелинейной зависимостью емкости $p-n$ -перехода от напряжения при отрицат. смещениях (нелинейная емкость). У. ч., основанное на нелинейной проводимости, может быть осуществлено с помощью любого СВЧ диода до частот миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Обычно на вход такого умножителя подается сигнал от *клистрона* с $P_{\text{вх}} \sim$ неск. *вт*; $P_{\text{вых}} \sim 10-1000$ *мвт*. У. ч., основанное на нелинейной проводимости, сопровождается потерями на постоянную составляющую. Величина η ограничена: $\eta_{\text{макс}} = 1/n^2$, остальная часть мощности теряется. Поэтому У. ч. в большое число раз на нелинейной проводимости неэффективно.

Этого недостатка в значительной мере лишено У. ч., основанное на нелинейной емкости и осуществляемое с помощью спец. параметрических диодов. Потери на постоянную составляющую в этом случае отсутствуют, и теоретич. коэфф. η может быть близок к 1. В реальных умножителях из-за потерь в диоде η практически достигает 0,8 при $n = 2$ и 0,7 при $n = 3$. С ростом частоты эти потери возрастают, поэтому У. ч. в миллиметровом диапазоне предъявляет очень высокие требования к диоду. У. ч. на параметрич. диодах эффективнее и при больших n ($P_{\text{вых}} \sim$ в 10 раз больше, чем мог бы дать идеальный умножитель на нелинейной проводимости).

В диапазоне СВЧ для У. ч. применяются также многорезонаторные клистроны. В простейшем случае двухрезонаторных клистронов первый резонатор настроен на исходную частоту; в нем происходит модуляция электронного потока по скорости. Сгруппировавшийся в пространстве дрейфа, поток проходит

через второй резонатор, настроенный на нужную гармонику модулирующей частоты. При движении модулированного по скорости электронного потока в нем образуются резкие пики тока, отличающиеся большим содержанием высших гармонич. составляющих. Для малых плотностей тока амплитуды n -й гармоники тока в сгруппированном электронном пучке: $i_n = 2i_0 J_n(nX)$, где i_0 — постоянная составляющая тока, J_n — ф-ция Бесселя n -го порядка, X — параметр группировки, определяемый переменным напряжением первого резонатора и длиной пространства дрейфа. Макс. амплитуда n -й гармоники тока с ростом n убывает медленно (см. табл.), что позволяет

n	1	2	3	5	10	15	20
i_n/i_0	1,16	0,96	0,86	0,74	0,60	0,54	0,48

создавать эффективные клистронные умножители с $n \sim 12-20$. Еще более эффективны трехрезонаторные клистронные умножители, в к-рых исходный сигнал предварительно усиливается и где $P_{\text{вых}}$ может превышать $P_{\text{вх}}$. Отражат. клистроны, у к-рых резонатор настроен одновременно на две кратные частоты, позволяют осуществить одновременно генерирование частоты и ее умножение.

У. ч. в оптич. диапазоне осуществляют пропусканием мощного импульса когерентного света от *оптического генератора* через нелинейную среду, напр. кристаллы KH_2PO_4 ; при этом происходит эффективное преобразование света во вторую гармонику. Осуществлено У. ч. света в два и в три раза. Наибольшее η равно 0,2 при $n = 2$ и 0,01 при $n = 3$.

Частота и фаза сигнала, полученного в результате У. ч., жестко связаны с частотой и фазой исходного сигнала. Поэтому У. ч. применяется в схемах эталонов частоты и эталонов времени (см. *Кварцевые часы*, *Молекулярные часы*), а также для получения стабильных колебаний в тех диапазонах, где невозможно создание генераторов, стабилизированных кварцем (см. *Кварцевый генератор*). В диапазоне СВЧ и в оптич. диапазоне У. ч. применяется для получения сигналов на частотах, для к-рых затруднено создание соответствующих генераторов.

Лит.: Евтянов С. И., Радиопередающие устройства, М., 1950; 2) Шевчик В. Н., Основы электроники сверхвысоких частот, М., 1959, гл. 5; 3) Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964, гл. VI. В. Н. Париж.

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ — см. *Физические константы*.

УНИПОЛЯРНАЯ ИНДУКЦИЯ — явление возникновения эдс в намагниченном теле, движущемся перпендикулярно оси намагничивания. При этом эдс направлена перпендикулярно плоскости, в к-рой расположены вектор индукции \mathbf{B} и вектор скорости \mathbf{v} магнита.

В рамках классич. электродинамики возникновение эдс У. и. объясняется тем, что при движении образца на свободные электроны действует *Лоренца сила*. Поэтому они перемещаются перпендикулярно направлению \mathbf{v} и \mathbf{B} до тех пор, пока в образце не возникнет противоположно направленное электрич. поле. Наиболее последовательное объяснение явления У. и. дается в *относительности теории*.

Рассмотрим равномерное поступат. движение магнита со скоростью \mathbf{v} в лабораторной системе. В инерциальной системе координат, связанной с магнитом, электрич. поле \mathbf{E} отсутствует. Тогда, согласно релятивистским ф-лам преобразования напряженности поля, в лабораторной системе электрич. поле будет равно:

$$\mathbf{E} = -[\mathbf{v}\mathbf{B}]/c, \quad (1)$$

где B — индукция магнитного поля (здесь не учтено малое отличие значений магнитной индукции в лабораторной и движущейся системах координат, т. е. опущены члены порядка v^2/c^2 в B). Т. о., U и являющиеся релятивистским эффектом, в k -ром ясно проявляется относит. характер деления электромагнитного поля на электрическое и магнитное. Ф-ла (1) применима как к области внутри, так и к области вне образца, независимо от материала, из к-рого он изготовлен.

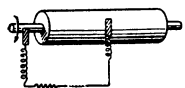
Наличие электрич. поля E приводит к появлению постоянной разности потенциалов, что и используется для генерирования постоянного тока в *униполярной машине*.

Термин « U и.» не является удачным и возник из-за того, что в униполярной машине контур, в к-ром наводится эдс, расположен со стороны одного полюса магнита.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957. И. М. Дремин.

УНИПОЛЯРНАЯ МАШИНА — электрич. машина постоянного тока, основанная на явлении *униполярной индукции*. U м. позволяют получать токи большой силы, но низкого напряжения.

Принцип действия U м. легко понять, если рассмотреть равномерно вращающийся вокруг своей оси продольно намагниченный цилиндрич. магнит, к к-рому при помощи скользящих контактов присоединены около оси и к поверхности концы проводника (см. рис.). При этом будет возникать эдс униполярной индукции, имеющая все время одно и то же направление — от оси цилиндра к его поверхности (или наоборот, в зависимости от направления вращения). Эдс такой U м.



равна $(\omega R^2/2c)B$, где ω — угловая скорость вращения, R — радиус цилиндра, B — индукция магнитного поля, c — скорость света. Напряженность электромагнитного поля и плотность тока в каждой точке будут постоянными во времени. Поэтому между контактами появится постоянная по величине и направлению разность потенциалов и возникнет постоянный ток, если контакты замкнуты на внешнюю цепь.

Практически в U м. вращается якорь, помещенный в однородное магнитное поле, создаваемое катушками возбуждения, концентрическими с валом машины.

U м. — одна из первых электрич. машин. Основная трудность при конструировании современных U м. — необходимость снятия больших токов при низких напряжениях с помощью скользящих контактов. Применяются контакты из жидкого металла.

В СССР уже в 1939 г. была построена U м. мощностью 7,5 *квт*, дававшая ток в 2500 *а* при напряжении 3 *в*. В США имеется U м. на 10 000 *квт*, дающая ток 150 000 *а* при 67 *в*.

Явление униполярной индукции используется в разрабатываемых магнито-гидродинамических (МГД) генераторах, принцип действия к-рых такой же, как и в U м., однако роль движущегося проводника в них выполняет сильно ионизованная плазма (см. *Плазменные источники электрической энергии*).

Лит.: 1) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 6 изд., М., 1956, с. 542; 2) Костенко М. П., Писотровский И. Л. М., Электрические машины, ч. 1, 2 изд., М.—Л., 1964, с. 337. И. М. Дремин.

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ — приближенная симметрия *сильных взаимодействий* элементарных частиц, отражающая существование общих свойств у групп сильно взаимодействующих частиц. U с. играет важную роль в систематике *элементарных частиц*. Она является более широкой симметрией, нежели изотопич. симметрия (см. *Изотопический спин*), к-рую она включает как частный случай. U с. устанавливает наличие внутренних связей между части-

цами, принадлежащими к различным изотопич. мультиплетам и обладающими разной *странностью*. Подобно тому как в открытии изотопич. симметрии важную роль сыграло наблюдение близости свойств нейтрона (n) и протона (p) в сильных взаимодействиях, для выявления U с. исторически очень важным оказалось осознание близости свойств n , p и Λ -частицы, несмотря на наличие у последней странности [1,2].

Математическое существование точной U с. выражается в *инвариантности* гамильтониана сильных взаимодействий H_c вв. относительно преобразований группы SU_3 — группы всех унитарных унимодулярных матриц 3-го порядка [все унитарные матрицы 3-го порядка образуют группу U_3 ; матрицы с детерминантом, равным единице (унимодулярные), образуют специальную (special) унитарную группу SU_3]. Преобразования, принадлежащие этой группе, могут быть полностью описаны с помощью восьми генераторов группы (производных от элементов группы по ее параметрам [7]) F_i ($i = 1, 2, \dots, 8$). Генераторы группы F_i являются эрмитовыми операторами (см. *Оператор*), на к-рые наложено условие $SpF_i = 0$, отражающее требование унимодулярности матриц, составляющих группу. Из инвариантности гамильтониана относительно преобразований группы вытекает:

$$[H_c, v_3, F_i] = 0, \quad (1)$$

т. е. операторы F_i отвечают сохраняющимся динамич. переменным. Для части из них закон сохранения выполняется не вполне строго, поскольку U с. и, следовательно, ур-ние (1) являются приближенными (см. ниже).

Четыре динамич. переменные из F_i связаны с проекциями изотопич. спина T_1, T_2, T_3 и гиперзарядом Y (см. *Странность*) след. образом:

$$T_1 = F_1, \quad T_2 = F_2, \quad T_3 = F_3, \quad Y = \frac{2}{\sqrt{3}} F_8; \quad (2)$$

остальные четыре являются новыми сохраняющимися величинами. Операторы F_i , вообще говоря, не коммутируют между собой:

$$[F_i, F_j] = if_{ijk} F_k. \quad (3)$$

Здесь f_{ijk} — полностью антисимметричный *тензор* со следующими отличными от нуля элементами:

ijk	f_{ijk}	ijk	f_{ijk}	ijk	f_{ijk}
123	1	246	$1/2$	367	$-1/2$
147	$1/2$	257	$1/2$	458	$\frac{\sqrt{3}}{2}$
156	$-1/2$	345	$1/2$	678	$\frac{\sqrt{3}}{2}$

Число генераторов группы, коммутирующих между собой, определяет в общем случае очень важную характеристику группы — ее ранг. Для группы SU_3 ранг равен 2.

Из (3) вытекает, что коммутируют между собой только F_3 и F_8 и, следовательно, лишь T_3 и Y наряду с H входят в полный набор динамич. переменных, описывающих состояние. Одновременное выполнение (1) и (3) ведет к независимости уровней энергии состояний, принадлежащих различным F_i , от значений F_i , т. е. от T_3 и Y . Это и есть выражение U с.: частицы с различными значениями изотопич. спина и гиперзаряда объединяются в группы — супермультиплеты — с одинаковой (при строгом выполнении симметрии) массой. Можно показать, что спин и внутренняя

четность состояния в пределах супермультиплета должны быть также одинаковы.

Формализм группы SU_3 задает числа частиц, образующих супермультиплеты, к-рые совпадают с размерностями неприводимых представлений группы (см. *Группа*), а также закон изменения значений T_3 и Y для компонент супермультиплета. Размерности неприводимых представлений группы SU_3 равны 1, 3, 6, 8, 10, 15, 21, 24, 27, ... и т. д. Анализ экспериментальных данных показал, что известные элементарные частицы и резонансы (см. *Резонансные состояния элементарных частиц*) хорошо укладываются в супермультиплеты размерностей 1, 8 и 10. Значения T_3 и Y для частиц, образующих эти супермультиплеты, удобно изображать графически (рис. 1 и 2). Каждому

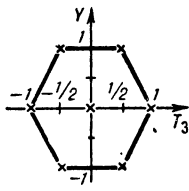


Рис. 1.

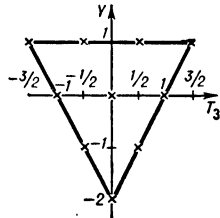


Рис. 2.

крестику на рисунках соответствует частица (центру на рис. 1 соответствуют 2 частицы). Места на рисунках заполняются известными частицами след. образом:

Октет					Декуплет		
T_3	Y	частицы			T_3	Y	частица спин и четность $3/2^+$
		спин и четность $1/2^+$	спин и четность 0^-	спин и четность 1^-			
$1/2$	1	ρ	K^+	K^{*+}	$3/2$	1	Δ^{++}
$-1/2$	1	π	K^0	K^{*0}	$1/2$	1	Δ^+
1	0	Σ^+	π^+	ρ^+	$-1/2$	1	Δ^0
0	0	Σ^0	π^0	ρ^0	$-3/2$	1	Δ^-
0	0	Λ	η	Φ^{0*}	1	0	Y_1^{*+}
-1	0	Σ^-	π^-	ρ^-	0	0	Y_1^{*0}
$1/2$	-1	Ξ^0	\bar{K}^0	\bar{K}^{*0}	-1	0	Y_1^{*-}
$-1/2$	-1	Ξ^-	K^-	K^{*-}	$1/2$	-1	Ξ^{*0}
					$-1/2$	-1	Ξ^{*-}
					0	-2	Ω^-

*) Состояние Φ^0 возмущается близко лежащим состоянием ω^0 с совпадающими квантовыми числами; более точная теория это учитывает.

Открытие Ω^- -гиперона [3], лежащего в вершине треугольника на рис. 2, явилось важным подтверждением гипотезы о существовании U . с. для сильно-взаимодействующих частиц.

Частицы, образующие супермультиплеты, имеют, однако, заметно различающиеся массы в противоречии с требованием точной U . с., что истолковывается как проявление приближенного характера U . с. Для учета этого обстоятельства в гамильтониан сильных взаимодействий, помимо членов, инвариантных относительно преобразований группы, вводят члены, меняющиеся при этих преобразованиях: прежде всего член, связанный с т. н. среднесильным взаимодействием, физ. природа к-рого не вполне ясна, а также члены, ответственные за электромагнитные и слабые

взаимодействия. Влиянием двух последних на сильные взаимодействия можно пренебречь, тогда как эффект первого члена существен. Именно он приводит к расщеплению масс частиц в супермультиплете и нарушает сохранение величин F_4, F_5, F_6, F_7 . Предположение о тензорных свойствах этого члена, являющееся пока гипотезой, позволяет написать ϕ -лу зависимости масс частиц, входящих в супермультиплет, от T и Y , — т. н. ϕ -лу Окубо — Гелл-Манна [4]:

$$m = m_0 + aY + b[T(T + 1) - 1/4 Y^2]. \quad (4)$$

Здесь m_0, a и b — константы в пределах заданного супермультиплета. Ф-ла (4) хорошо подтверждается экспериментом. В частности, на ее основе была правильно предсказана масса Ω^- .

Хотя нарушение U . с. электромагнитными и слабыми взаимодействиями несущественно для сильных взаимодействий, для самих электромагнитных и слабых процессов с участием сильно-взаимодействующих частиц знание характера нарушения U . с. ведет к определенным правилам отбора, соотношениям между амплитудами процессов и предсказанию величины электромагнитного расщепления масс (подробнее см. *Электромагнитные взаимодействия и Слабые взаимодействия*).

Среди открытых частиц пока нет частиц, отвечающих представлениям группы SU_3 размерности 3, 6, 15, 21 и т. д. Из аппарата группы SU_3 следует, что состояния, принадлежащие этим представлениям, должны обладать дробным электрич. зарядом, кратным $1/3$, если для Q принять обычную ϕ -лу Нисидзимы — Гелл-Манна:

$$Q = T_3 + 1/2 Y = F_3 + F_8/\sqrt{3}. \quad (5)$$

Т. о., U . с. предсказывает существование необычных элементарных частиц. Особый интерес могли бы представлять состояния, принадлежащие триплету, — т. н. «кварки», т. к. в принципе из них могли бы быть построены все другие элементарные частицы. Частицы триплета, в случае их обнаружения, могли бы претендовать на роль истинно фундаментальных частиц.

Появления дробных электрич. зарядов можно, однако, избежать, если видоизменить ϕ -лу (5) след. образом [5]:

$$Q = T_3 + 1/2 Y + 1/3 C, \quad (6)$$

где C — новая динамич. переменная с целочисленными собств. значениями. Оператор C должен коммутировать с T_3 и Y . Число взаимно коммутирующих операторов в этом случае повышается до трех, и ϕ -ла (6) фактически означает переход к группам ранга три, т. е. дальнейшее расширение U . с. Для проверки этой возможности необходимы новые экспериментальные данные. Большой интерес представляет нахождение связи свойств U . с. с пространственно-временной симметрией (группой Лоренца). Известный прогресс в этом направлении был достигнут на базе группы SU_6 . Эти исследования еще не завершены.

Важной задачей является выяснение динамич. природы U . с. и характера ее нарушения. Ясность в этом вопросе пока отсутствует.

Лит.: 1) Sakata S., «*Progr. Theoret. Phys.*», 1956, v. 16, № 6, p. 686; 2) Ikeda M., Ogawa S., Ohnuki Y., там же, 1959, v. 22, № 5, p. 715; 3) Barnes V. E. [a. o.], «*Phys. Rev. Letters*», 1964, v. 12, № 8, p. 204; 4) Okubo S., «*Progr. Theoret. Phys.*», 1962, v. 27, № 5, p. 959; 5) Hagen C. R., Macfarlane A. D., «*Phys. Rev.*», 1964, v. 135, № 2B, p. 432; 6) Swart J. J. de, там же, 1963, v. 35, № 4, p. 916; 7) Берестецкий В. Б., «*УФН*», 1965, т. 85, вып. 3, с. 393; 8) Валдин А. М., Комар А. А., там же, с. 543.

УНИТАРНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — линейное преобразование $x'_i = \sum_{j=1}^n u_{ij} x_j$, где $i = 1, 2, \dots, n$, с комплексными коэффициентами u_{ij} , сохраняющее

неизменной сумму квадратов модулей преобразованных величин: $\sum |x'_i|^2 = \sum |x_i|^2$. У. п. — аналог (точнее, обобщение) поворота в евклидовой плоскости или в 3-мерном евклидовом пространстве на случай n -мерного комплексного векторного пространства.

УНИТАРНОСТЬ — математич. свойство линейных операторов; играет весьма важную роль в квантовой теории. Линейный функциональный оператор L наз. унитарным, если для любых двух ф-ций $f(x)$ и $\varphi(x)$ из нек-рого класса выполнено условие:

$$(Lf(x), L\varphi(x)) = (f(x), \varphi(x)). \quad (1)$$

У. матрицы преобразования L можно выразить соотношением

$$LL^+ = I \quad (\text{или} \quad \sum_k L_{mk} L_{nk}^* = \delta_{mn}), \quad (2)$$

где I — единичная матрица, а знак $+$ означает эрмитово сопряжение. В частности, матрица рассеяния S , описывающая переход из состояния до рассеяния в состояние после рассеяния, унитарна. При этом в процессе рассеяния число частиц может измениться, так что элементы S -матрицы описывают все возможные результаты взаимодействия начальных частиц. Физ. смысл У. S -матрицы заключается в том, что сумма по всем возможным конечным состояниям вероятностей перехода из заданного начального состояния в любое конечное равна единице. У. матрицы S обеспечивает сохранение нормировки и ортогональности волновых ф-ций (в общем случае — функционалов) состояний, получающихся при реакции. Если в S отделить часть, описывающую сохранение исходного состояния (единичную матрицу I), $S = I + iT$, то У. S -матрицы дает

$$2 \operatorname{Im} T_{ba} = \sum_n T_{bn} T_{an}^*, \quad (3)$$

где индексы a, b и n отвечают начальному, конечному и произвольному состоянию соответственно. Это соотношение обычно понимают как связь $\operatorname{Im} T_{ba}$ с амплитудами перехода из начального состояния a в «промежуточное» n и из n — в конечное состояние b .

Для амплитуды реакции A , линейно связанной с матрицей T соотношением

$$T_{ba} = (2\pi)^4 \delta(p_b - p_a) A_{ba} \prod_m 1/\sqrt{2E_m},$$

где E_m — энергия m -той частицы, а произведение берется по всем частицам как в начальном, так и в конечном состояниях, вместо (3) имеем:

$$\operatorname{Im} A_{ba} = \frac{(2\pi)^4}{2} \sum_n \frac{1}{(2\pi)^{3n}} \int A_{bn} A_{an}^* \delta(p^{(n)} - p_a) \times \\ \times \prod_{i=1}^n d^4q_i \delta(q_i^0 - m_i^0) \theta(\varepsilon_i), \quad (4)$$

где суммирование и интегрирование идет по всем возможным состояниям n ; δ — дельта-функция, θ — тета-функция, ε_i, q_i — энергии и 4-импульсы «промежуточных частиц». Графически это условие У. (в частном случае, когда состояния a и b содержат по 2 частицы) обычно выражают в виде:

$$\operatorname{Im} o \text{---} \text{---} b = \sum_n o \text{---} \text{---} n \text{---} \text{---} o$$

Черточки на промежуточных линиях означают, что соответствующие частицы — реальные возможные частицы, для k -рых $q_k^0 = m_k^0$; говорят, что они находятся на массовой поверхности [это учитывается множителем $\delta(q_k^0 - m_k^0)$].

Если состояния a и b тождественны и описывают 2 частицы, то из полученного соотношения следует *оптическая теорема*, дающая связь между мнимой частью амплитуды упругого рассеяния на нулевой

угол и полным сечением всех процессов (т. е. суммой сечения упругого рассеяния и всех сечений превращения начальных частиц в любые другие). При данной нормировке амплитуды оптич. теорема для соударения двух одинаковых частиц массы m запишется в виде $\operatorname{Im} A_{aa} = \sqrt{s(4m^2)}\sigma$, где s — квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс, σ — полное сечение всех процессов (при другой нормировке амплитуды изменится коэффициент перед σ).

При энергии ниже порога рождения новых частиц (в частности, в нерелятивистской квантовой механике) в (4) остается лишь один член суммы, соответствующий присутствию в промежуточном состоянии только исходных двух частиц, и (4) переходит в т. н. двухчастичное условие унитарности для амплитуд:

$$\operatorname{Im} A_{ba} = \frac{1}{8\pi^2} \int A_{b2} A_{a2}^* \delta(p_a - q_1 - q_2) \times \\ \times \delta(q_1^2 - m^2) \delta(q_2^2 - m^2) d^4q_1 d^4q_2. \quad (5)$$

Если ввести парциальные амплитуды $f_l = \frac{1}{2} \int AP_l(z) dz$,

где P_l — полиномы Лежандра, $z = \cos \vartheta$, ϑ — угол рассеяния, то условие (5) превратится в алгебраич. соотношение. $\operatorname{Im} f_l = (1/16\pi) \sqrt{(s - 4m^2)/s} f_l f_l^*$, связывающее мнимую и вещественную части парциальной амплитуды.

Условие У. в сочетании с дисперсионными соотношениями используется, во-первых, для проверки осн. положений квантовой теории поля путем сравнения различных следствий из этих соотношений с данными эксперимента и, во-вторых, при попытках создания направления в теории поля, основывающегося только на самых общих свойствах волновых полей (У., локальности, причинности) без использования лагранжева формализма, волновых ур-ний и т. п.

Лит.: 1) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 3, ч. 1, 6 изд., М., 1954; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 3) Берестецкий В. Б., «УФН», 1962, т. 76, вып. 1, с. 25. И. М. Дремин.

УНИТАРНЫЙ ОПЕРАТОР — см. *Оператор*.

УНИФИЛЯРНЫЙ ПОДВЕС — нить (из кварца, фосфористой бронзы и др.), на к-рую подвешивают подвижную часть электроизмерит. приборов высокой чувствительности (чаще всего гальванометров *магнетозлектрической измерительной системы*). У. п. позволяет избавиться от трения в опорах и существенно увеличить угол поворота ф. подвешенной системы при сохранении линейной зависимости $M = c\varphi$, где M — момент, противодействующий закручиванию нити, а c — коэфф., определяемый размерами и упругими свойствами У. п.

УНТЕРТОН — синусоидальная составляющая периодич. колебаний сложной формы с частотой, в нек-рое число раз (чаще всего в 2 раза) меньшей частоты *основного тона*. У. возникают в тракте передачи звука при наличии нек-рых явлений, имеющих, как правило, нелинейный характер.

УПАКОВОЧНЫЙ МНОЖИТЕЛЬ (упаковочный коэффициент) — отношение разности массы атома M_Z и его массового числа A к A , причем M_Z выражено в унифицированных атомных единицах массы (у. а. е. м.), Z — заряд ядра. У. м. (f_Z^A) — *дефект массы*, приходящийся на одну частицу, — характеризует энергию связи ядра ε ;

$$\varepsilon = A \left(-0,00084 \frac{Z}{A} + 0,00866 - f_Z^A \right) \text{ в у. а. е. м.}$$

(для получения энергии в $M\varepsilon$ следует множить на 931,48).

Для $A = 12$ в у. а. е. м., по определению M , также равно 12, и $f^{12} = 0$. У. м. изменяется монотонно от

0,00782 для протона и 0,00866 для нейтрона, проходит через нуль и в области от $A = 30$ до $A = 140$ примерно постоянен и равен $-0,0009$. При $A \approx 190$ У. м. обращается в нуль и становится опять положительным для $A > 190$.

У. м. характеризует стабильность ядра. Распад невозможен, если энергия данного ядра меньше суммарной энергии ядер-продуктов, т. е. если $A f_z^A < \sum A' f_{z'}^{A'}$, где суммирование происходит по всем возможным комбинациям при очевидном дополнит. условии $A = \sum A'$ и $Z = \sum Z'$. Условие стабильности относительно β^+ -распада записывается с помощью У. м. след. образом:

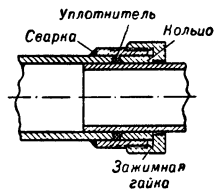
$$f_z^A - f_{z+1}^A < 0 \quad (\beta^+\text{-распад}),$$

$$f_z^A - f_{z-1}^A - \frac{2}{A} m < 0 \quad (\beta^+\text{-распад}),$$

где m — масса электрона, равная 0,000549 у. а. е. м. Лит.: 1) Бете Г. А., Бечер Р. Ф., Физика ядра, пер. с англ., ч. 1, Харьков, 1938; 2) Шполский Я. Э. В., Атомная физика, т. 2, 2 изд., М.—Л., 1950. М. Я. Амуся.

УПЛОТНЕНИЯ в вакууме — средства или приспособления, препятствующие проникновению газа через соединения или стенки вакуумной системы. Для уплотнения стенок в системах низкого и среднего вакуума их покрывают лаками (глипталевый, шеллачный), эпоксидными смолами, герметиками или производят их футеровку химически стойкими *пластичными* (см. *Вакуумные материалы*). Теми же лаками или герметиками уплотняют стыковые соединения механических *вакуумных насосов*. Быстровращающиеся валы механических вакуумных насосов уплотняются выводом в атмосферу через коробку, заполненную *вакуумным маслом*. Сочетание резиновых манжет, плотно обжимающих вал, и притертых между собой вращающихся с валом и неподвижных стальных шайб предотвращает утечку масла из коробки наружу и проникновение его в вакуумную камеру насоса. Валы, вращающиеся с небольшими числами оборотов, уплотняются сальниками типа Вилсона (см. *Механические перемещения в вакууме*).

Для фланцевых соединений вакуумных систем обычно применяют уплотнительные прокладки из вакуумной резины сортов 7884 (белая), 9024 (черная, маслостойкая) и 14Р-23 (термостойкая до 200° С). Уплотнение трубчатых вводов (электрич. питание, охлаждение и т. п.) и телескопич. трубопроводов изображено на рис.



Для прогреваемых сверхвысоковакуумных У. (см. *Сверхвысокий вакуум*) применяют металлич. прокладки (Al, Cu, Au, Fe). При этом металл уплотнителя должен быть приведен в столь текучее состояние, чтобы заполнить все мельчайшие неровности и царапины уплотняемых поверхностей, создать и постоянно поддерживать определенное давление между уплотнителем и фланцами. Одна не закрытая материалом уплотнителя риска глубиной в 0,25 мк дает натекание $\sim 10^{-6}$ л. мк/сек [1]. Уплотнение больших прогреваемых фланцевых соединений затруднено из-за теплового расширения и деформации. Для больших камер применяются двухрядные эластомерные (упругие) уплотнения с охлаждением, а иногда и с промежуточной откачкой [4]. Уплотнители круглого сечения рекомендуется сжимать между скошенными под 20° поверхностями.

В металлургии и химич. промышленности при высоких темп-рах и низком вакууме можно пользоваться канавочно-клиновым уплотнением с металлич. уплотнителями и стандартными фланцами [5].

Лит.: 1) Heerden P. J. van, «Rev. Sci. Instrum.», 1955, v. 26, № 12, p. 1130; 2) Wheeler W. R., Theory and

application of metal gasket seals, в сб.: X National Vacuum Symposium. Proceedings, N. Y., 1963, p. 159; 3) Эдис Р., Пенсак Л., Скотт Н., Уплотнение из фтороэластомера для высоковакуумных систем, в кн.: Современная вакуумная техника, сб. статей, пер. с англ., М., 1963; 4) Фаркаш И., Берри Е., Эластомерные уплотнения для больших сверхвысоковакуумных установок, там же; 5) Балицкий А. В., Вакуумные материалы и арматура, в кн.: Вакуумная металлургия, под ред. А. М. Самарина, М., 1962. А. В. Балицкий.

УПОРЯДОЧЕНИЕ СПЛАВОВ — процесс образования *дальнего порядка* и *ближнего порядка* в расположении атомов разного сорта по узлам кристаллич. решетки твердого раствора. Переход беспорядок — дальний порядок является фазовым превращением, а твердый раствор с дальним порядком — упорядоченной фазой (см. *Сверхструктура, Металлические соединения*). В упорядоченных фазах, в отличие от других соединений, степень дальнего порядка η уменьшается постепенно с повышением темп-ры до темп-ры фазового превращения — точки Курнакова (T_K), либо достигая нуля в T_K (переход 2-го рода), либо достигая некоего значения η_K , к-рое в T_K падает скачком до нуля (переход 1-го рода). Наибольшее η в упорядоченных фазах наблюдается при стехиометрич. составах, что позволяет отнести эти фазы к *далтонидам*. Упорядоченные фазы образуются в твердых растворах с различной кристаллич. структурой, причем одной структуре и стехиометрии могут соответствовать разные типы упорядоченных фаз (рис., а и б).

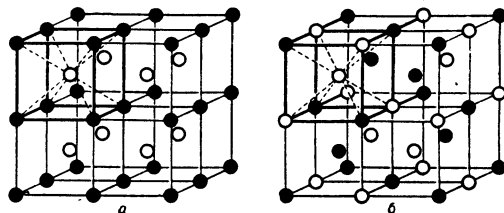


Схема расположения атомов: а — в β-латуни; б — в FeCr.

Полное отсутствие *корреляции* в расположении атомов разного сорта, соответствующее идеальному раствору, — явление очень редкое. Корреляция в расположении ближайших атомов (*ближний порядок*) имеет большинство сплавов (см. *Твердые растворы*). Образование ближнего порядка не означает перехода в новую фазу. Корреляция может иметь место как при отсутствии дальнего порядка, так и при его наличии.

Упорядочение наблюдается как в металлических, так и в неметаллич. твердых растворах (минералы, ферриты и т. п.), а также в металлич. соединениях (электронные соединения, σ-фазы и т. п.). Упорядочиваться могут «пустоты» в твердых растворах вычитания, внедренные атомы в растворах внедрения, а также вакансии, дислокации и др. дефекты.

Процессы, родственные У. с.: *кристаллизация* жидкости, ферро- и антиферромагнитные превращения, сегнетоэлектрич. превращения, образование *жидких кристаллов* и т. п. Все эти процессы связаны с общей тенденцией к уменьшению энтропии системы при понижении темп-ры, что всегда сопровождается увеличением упорядоченности системы. Общность процессов У. с. с магнитными и сегнетоэлектрич. превращениями сказывается в аналогичном виде температурной зависимости параметров, описывающих порядок (параметр дальнего порядка, намагниченность, поляризация), в сходстве кривых теплоемкости, к-рые для всех этих процессов при наличии фазового превращения 2-го рода имеют λ-образную форму (см. рис. 5 и 6 в ст. *Металлические соединения*). Домённая структура, характеризующая ферро- и антиферромаг-

ветики и сегнетоэлектрики, присуща также и упорядоченным фазам, в к-рых имеются т. н. антифазные домены.

У. с. происходит путем диффузии атомов на расстояния порядка межатомных. Малая скорость диффузии при низких темп-рах дает возможность получать и сохранять неупорядоченное метастабильное состояние с помощью закалки или *разупорядочения* холодной деформацией, а также изучать протекание процесса У. с. в изотермич. условиях.

Род фазового перехода может быть определен при помощи общей термодинамич. теории *фазовых превращений* Ландау [3]. В тех случаях, когда фазовые переходы 2-го рода запрещены этой теорией, действительно наблюдаются переходы первого рода (Cu_3Au , CuAu). Не все разрешенные теорией превращения 2-го рода реализуются, но все случаи, в к-рых наблюдалось превращение такого типа ($\beta\text{-CuZn}$, FeCo), относятся к разрешенным. Термодинамич. теория не учитывает, однако, корреляцию в расположении атомов в решетке и природу взаимодействия атомов. Это может быть сделано с помощью статистич. рассмотрения идеализированной модели. Наиболее распространена модель Изинга, к-рой соответствует правильная решетка узлов, каждый из к-рых может быть занят либо атомом А, либо атомом В. В модели учитывается только потенциальная энергия парного взаимодействия ближайших соседних атомов. Статистич. задача состоит в расчете термодинамич. величин системы путем рассмотрения всевозможных способов размещения атомов по узлам решетки. Точное решение задачи Изинга проведено для одномерной решетки. Двумерная задача решена только частично (см. *Онсагера теория*). Трехмерная задача поддается решению лишь с помощью разложения в ряд.

Наиболее широкое применение в статистич. теории У. с. нашли приближенные теории и методы. Самая распространенная из них — теория Горского — Брега — Вильямса. Основной недостаток этой теории — игнорирование корреляции в расположении ближайших атомов. В других приближенных теориях (Бете, Кирквуда, И. М. Лифшица, квазихимической и др.) специфич. является именно метод учета корреляции; в пределе, когда последняя отсутствует, все они переходят в теорию Горского — Брега — Вильямса. С помощью методов современной статистич. физики в приближении, учитывающем взаимодействие всех соседей, но не принимающем во внимание корреляцию, удалось в ряде случаев определить возможную структуру упорядоченных фаз [5].

У. с. сопровождается изменением физич. и механич. свойств сплавов. Как правило, уменьшается объем и электросопротивление, растут модули упругости и твердость. Аномальное увеличение электросопротивления при отжиге (см. *К-состояние*) в ряде сплавов (Fe_3Al , Ni_2Cr) обуславливается ближним порядком. Нек-рые сплавы (Ni_2Mn) становятся ферромагнитными только в упорядоченном состоянии. Магнитные свойства многих практически важных сплавов (*пермаллой*, *пермендюр*, $\text{Pt} - \text{Co}$, $\text{Fe} - \text{Al}$) существенно зависят от упорядочения. В сплавах системы $\text{Ni} - \text{Fe}$, $\text{Ni} - \text{Fe} - \text{Co}$ и др. при отжиге в магнитном поле образуется своеобразная форма ближнего порядка — направленный порядок, к-рый приводит к прямоугольности петли магнитного гистерезиса.

Лит.: 1) Кривоглаз М. А., Смирнов А. А., Теория упорядочивающихся сплавов, М., 1958; 2) Мурто Т., Тагак Ю., Теория явлений упорядочения в сплавах, пер. с англ., М., 1959; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М.—Л., 1964 (Теор. физика, т. 5); 4) Труды Украинского республиканского совещания по упорядочению атомов и его влиянию на свойства сплавов, «Український фіз. ж.», 1963, т. 8, № 2 и № 3; 5) Хачатурян А. Г., «ФММ», 1962, т. 13, вып. 4, с. 493.

И. Л. Анткер.

УПРАВЛЕНИЕ И РЕГУЛИРОВАНИЕ АВТОМАТИЧЕСКОЕ (теория) — наука, изучающая общие свойства систем автоматич. регулирования и управления (см. *Регулирование автоматического*) и занимающаяся разработкой методов анализа и синтеза этих систем. Системы автоматич. регулирования (САР) — сложные многоэлементные замкнутые системы. Благодаря наличию замыкающей отрицат. обратной связи САР легко теряют устойчивость и генерируют автоколебания. САР должна не только сохранять устойчивость, но и удовлетворять жестким требованиям на качество переходных процессов. Поэтому конструирование (и наладка) новых САР требует исследования и учета общих динамич. свойств таких систем и происходящих в них процессов. Эти свойства и процессы изучает теория автоматич. регулирования (ТАР), к-рая разрабатывает также методы анализа и синтеза САР. ТАР изучает условия устойчивости САР, установившиеся процессы в них при различных воздействиях, методы выбора параметров, обеспечивающих оптимальные переходные процессы, процессы при случайных воздействиях и т. д. Поэтому ТАР непосредственно связана с теорией устойчивости движения и теорией колебаний, использует их идеи и методы. Основные результаты и методы ТАР тесно переплетаются с результатами и методами общей теории электр. цепей. Вместе с тем, ТАР учитывает основную специфич. особенность САР — то, что САР, как правило, строятся из «детектирующих» элементов, соединенных в цепь, замкнутую отрицат. обратной связью [«детектирующим» здесь наз. элемент, пропускающий воздействие только в одну сторону; присоединение такого элемента не отражается непосредственно на работе предыдущего (по цепи воздействия) элемента]. Основным математич. аппаратом ТАР служат дифференциальные ур-ния, чаще всего в полных производных. Наиболее разработана ТАР для систем, описываемых линейными дифференциальными ур-ниями (линейная ТАР). Если это возможно, то исследование САР начинается с применения линейной ТАР: взамен истинных, нелинейных ур-ний, описывающих процессы в САР, рассматриваются приближенные линейные ур-ния («линейная модель»).

Линейная модель строится обычными методами линеаризации ур-ний (переход к малым колебаниям) или же различными приближ. приемами усреднения характеристик (напр., построение линейных ур-ний по экспериментально снятым приближенным частотным характеристикам). Даже в тех случаях, когда построение линейной модели допустимо, нек-рые наблюдаемые явления не могут быть описаны линейными ур-ниями [напр., автоколебания, устойчивость «в большом» (см. ниже) и т. д.]; часто же построение линейной модели вообще невозможно. В таких случаях возникают нелинейные задачи ТАР.

При анализе дискретных САР аналогично возникают исследования линейной модели и нелинейные задачи, но математич. аппаратом служат уже дифференциально разностные, а не дифференциальные ур-ния.

Линейная модель и ее исследование. В линейном приближении САР рассматривается состоящей из элементарных элементов (звеньев). Каждое звено имеет входную и выходную координаты $x_{\text{вх}}$ и $x_{\text{вых}}$ и описывается линейным ур-нием

$$d(p)x_{\text{вых}} = k(p)x_{\text{вх}}, \quad (1)$$

где $d(p)$ и $k(p)$ — линейные операторные полиномы с постоянными коэффициентами по оператору дифференцирования $p = d/dt$. Операторный полином $d(p)$ наз. собственным, а $k(p)$ — входным оператором элемента. Элемент характеризуется ур-нием (1), или передаточной

функцией $w(p) = k(p)/d(p)$ (где p рассматривается как комплексное переменное), либо же годографом вектора $w(i\omega)$, где $i = \sqrt{-1}$. Этот годограф строится для всех действительных положительных ω , $0 \leq \omega < \infty$, и имеет физ. смысл частотной характеристики элемента: если положить $x_{вх} = A \sin \omega t$, то на выходе элемента установятся колебания $x_{вых} = A|w(i\omega)| \sin[\omega t + \arg w(i\omega)]$. Задание частотной характеристики полностью эквивалентно заданию дифференциального ур-ния (1).

Линейная модель САР полностью определяется заданием ур-ний вида (1) (или частотных характеристик) всех элементов системы и ее структурной схемой, к-рая указывает, из каких элементов состоит система и как они соединяются между собой. На САР в целом действуют внешние воздействия $f(t)$, нарушающие равновесие («вход» системы), и в ней выделена одна из координат — регулируемая координата, стабилизация к-рой является целью САР («выход» системы). Т. к. все звенья линейны, система в целом тоже описывается линейным дифференциальным ур-нием

$$D(p)x_{вых} = K(p)x_{вх}, \quad (2)$$

т. е. своей передаточной ф-цией $W(p) = K(p)/D(p)$ или частотной характеристикой $W(i\omega)$.

Задача алгебры цепей САР — непосредственно определять $W(p)$ системы через $w(p)$ элементов [или $W(i\omega)$ через $w(i\omega)$]. Так, для разомкнутой цепи элементов (рис. 1)

$$W(p) = \prod_j w_j(p) = \prod_j k_j(p)/d_j(p), \quad (3)$$

т. е. разомкнутая цепь описывается дифференциальным ур-нием

$$\prod_j d_j(p)x_{вых} = \prod_j k_j(p)x_{вх}.$$

Здесь $D(p) = \prod_j d_j(p)$, $K(p) = \prod_j k_j(p)$. Для замкнутой цепи (рис. 2)

$$W(p) = W_{внутр}(p) / [1 + W_{внеш}(p)W_{внутр}(p)], \quad (4)$$

где $W_{внутр}(p)$ — передаточная ф-ция «внутренней» части системы от «входа» $f(t)$ до «выхода» $x_{вых}$ (по направлению цепи воздействий), а $W_{внеш}(p)$ — передаточная ф-ция остальной части цепи. Ф-ции $W_{внутр}$ и $W_{внеш}$ сами часто могут быть выражены в виде (3) (если нет внутр. обратных связей) или (4) (если есть внутр. обратные связи, но

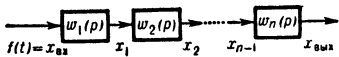


Рис. 1.

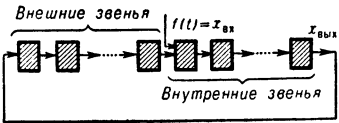


Рис. 2.

они не охватывают точек «входа» и «выхода»). Так, для замкнутой цепи элементов

$$W(p) = \prod_{внутр} [k_i(p)/d_i(p)] / [1 + \prod_{все} (k_i(p)/d_i(p))],$$

где $\prod_{внутр}$ и $\prod_{все}$ означают соответственно произведение только по всем внутренним и по всем (как внутренним, так и внешним) элементам системы. Поэтому такая цепь описывается дифференциальным ур-нием

$$[\prod_{все} d_i(p) + \prod_{все} k_i(p)] x_{вых} = [\prod_{внеш} d_i(p) \prod_{внутр} k_i(p)] x_{вх},$$

где $D(p) = \prod_{все} d_i(p) + \prod_{все} k_i(p)$,

а $K(p) = \prod_{внеш} d_i(p) \prod_{внутр} k_i(p)$.

Ф-лы подобного рода, выведенные для различных структур САР, позволяют сразу подсчитать полином $D(p)$ по заданной структурной схеме и ур-ниям элементов. Алгебраич. ур-ние $D(p) = a_0 p^n + a_1 p^{n-1} + \dots + a_n = 0$ [здесь n совпадает со степенью высшей производной по p в (1)], к-рое получается, если в выражении для $D(p)$ собрать подобные члены, является характеристическим для САР: для устойчивости линейной модели САР веществ. части всех его корней должны быть отрицательными; необходимые и достаточные условия этого определяются критерием устойчивости. Чаще всего в ТАР пользуются след. критериями устойчивости:

а) К р и т е р и й Г у р в и ц а: для устойчивости необходимо и достаточно, чтобы определитель

$$\begin{vmatrix} a_1 & a_3 & a_5 & a_7 & a_9 & \dots & 0 \\ a_0 & a_2 & a_4 & a_6 & a_8 & \dots & 0 \\ 0 & a_1 & a_3 & a_5 & a_7 & \dots & 0 \\ 0 & a_0 & a_2 & a_4 & a_6 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & a_1 & a_3 & a_5 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & a_n \end{vmatrix}$$

и все его главные диагональные миноры

$$a_1, \begin{vmatrix} a_1 & a_3 \\ a_0 & a_2 \end{vmatrix}, \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & a_5 \\ a_0 & a_2 & a_4 \\ 0 & a_1 & a_3 \end{vmatrix}, \dots$$

были положительны.

б) К р и т е р и й А. В. М и х а й л о в а: для устойчивости необходимо и достаточно, чтобы годограф вектора $D(i\omega) = u(\omega) + iv(\omega)$, $0 \leq \omega < \infty$, начинаясь при $\omega = 0$ на действительной положительной полуоси [$u(0) > 0$, $v(0) = 0$], далее, с ростом ω , последовательно пересекал полуоси $v > 0$, $u < 0$, $v < 0$, $u > 0$, ... и т. д., проходя через n квадрантов плоскости (uv).

в) К р и т е р и й Н а й к в и с т а: если разомкнутая система устойчива, то для того, чтобы при замыкании системы отрицат. обратной связью устойчивость сохранялась, необходимо и достаточно, чтобы частотная характеристика разомкнутой системы $W(i\omega)$ пересекла действит. ось между точками -1 и $-\infty$ одинаковое число раз снизу вверх и сверху вниз (считая по направлению роста ω).

Если характеристик. полином линейно зависит от одного комплексного или двух действит. параметров, то в плоскости этих параметров может быть выделена область устойчивости (т. н. метод Д-разбиения). В ряде случаев неустойчивость САР предопределена структурой системы, т. е. без изменения структуры и типа элементов системы в ней вообще нельзя выбрать параметры так, чтобы обеспечить устойчивость (структурная неустойчивость). Для одноконтурных систем (рис. 2) в ТАР установлены критерии структурной устойчивости, позволяющие опознать структурно-неустойчивые системы без каких-либо расчетов, непосредственно по ур-ниям элементов системы.

Во всякой одноконтурной системе существует значение $K_{кр}$ такое, что устойчивость системы нарушается, если общий коэфф. усиления системы $K = Pk_f(0)$ больше $K_{кр}$. С точки зрения статич. свойств САР, важно увеличивать K (см. *Регулирование автоматической*). Поэтому цель расчета устойчивости таких си-

стем состоит в повышении значения $K_{\text{нр}}$. Введением специально подобранных внутр. обратных связей удастся обеспечить устойчивость САР при сколь угодно большом или даже при любом K .

Технич. условия на САР предъявляют обычно жесткие требования не только к устойчивости, но и к скорости затухания, к наибольшему отклонению регулируемого параметра от заданного значения в ходе переходного процесса и др. показателям, характеризующим качество этих процессов. В связи с этим в ТАР разработаны приближ. методы построения процесса при заданном возмущении $f(t)$ (или при заданных начальных данных) и методы оценки процесса, не требующие его построения. Для приближ. построения процессов в ТАР используется представление решения ур-ния (2) в форме:

$$x_{\text{вых}} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} P(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (5)$$

или

$$x_{\text{вых}}(t) = \frac{2M}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{R(\omega)}{\omega} \sin \omega t d\omega, \quad (6)$$

где $R(\omega) = \text{Re } W(i\omega)$, $P(\omega) = \text{Re}[W(i\omega) \cdot \Phi_{\text{вх}}(i\omega)]$, а $\Phi_{\text{вх}}(i\omega)$ — преобразование Фурье заданного входного воздействия:

$$\Phi_{\text{вх}}(i\omega) = \int_0^{\infty} x_{\text{вх}}(t) e^{-i\omega t} dt.$$

Оба представления получаются из элементарных спектральных соображений при предположении, что все начальные условия равны нулю, а процесс вызван только внешним воздействием $x_{\text{вх}}(t)$, к-рое при $t < 0$ удовлетворяло условию $x_{\text{вх}}(t) \equiv 0$. Представление (5) верно для любой ограниченной ф-ции $x_{\text{вх}}(t)$, стягивающейся к нулю [$\lim_{t \rightarrow \infty} x_{\text{вх}}(t) = 0$], а представление

(6) — для единичного возмущения ($x_{\text{вх}} = M = \text{const}$ при $t \geq 0$). Для учета любых ограниченных $x_{\text{вх}}(t)$, имеющих конечный предел [$\lim_{t \rightarrow \infty} x_{\text{вх}}(t) = M$], ф-лы (5)

и (6) применяются совместно. Близкие по характеру ф-лы получены для случаев, когда учитываются отличные от нуля начальные условия. Практически ф-ции $R(\omega)$ или $P(\omega)$ в (5) и (6) аппроксимируются суммой каких-либо типовых ф-ций, для к-рых интегралы в правой части ф-л протабулированы. Построение процесса в линейной модели САР сводится тогда к построению ф-ций $R(\omega)$ или $P(\omega)$ и к использованию стандартных таблиц. Простая связь между процессом $x_{\text{вых}}(t)$ и частотной характеристикой $W(i\omega)$, даваемая ф-лой (6), позволила установить ряд оценок процесса $x_{\text{вых}}(t)$ по виду $W(i\omega)$. Так, напр., в статических САР перерегулирование σ не превышает 18%, т. е.

$$\sigma = [x_{\text{вых}}(t) - x_{\text{вых}}(\infty)] / x_{\text{вых}}(\infty) \leq 0,18,$$

если $R(\omega)$ — невозрастающая ф-ция; процесс $x_{\text{вых}}(t)$ заканчивается тем быстрее, чем более полого ф-ция $R(\omega)$ и т. д.

Иной путь оценок процесса регулирования связан с введением т. н. интегральных оценок вида:

$$I_1 = \int_0^{\infty} x_{\text{вых}}^2(t) dt$$

или

$$I_{\tau} = \int_0^{\infty} [x_{\text{вых}}^2(t) + \tau^2 \dot{x}_{\text{вых}}^2(t)] dt$$

и т. д., где τ — не равный нулю коэффициент, значение к-рого выбирается из соображений, связанных с увеличением или ослаблением доли слагаемого с $\dot{x}_{\text{вых}}$ в подинтегральном выражении.

В ТАР разработаны приемы, позволяющие выразить оценки I_1 , I_{τ} и т. д. как ф-ции коэффициента заданного ур-ния (2) без его решения. Минимизация этих ф-ций позволяет сразу найти оптимальные параметры системы с точки зрения избранной интегральной оценки процесса. Разработаны также приемы оценки процесса по распределению нулей и полюсов ф-ции $W(p)$.

При учете случайных входных воздействий $[x_{\text{вх}}(t) — стационарный случайный процесс] используются установленной А. Я. Хинчиным и Н. Винером простой связью между спектральными плотностями $S_{\text{вх}}(\omega)$ и $S_{\text{вых}}(\omega)$ случайных процессов $x_{\text{вх}}(t)$ и $x_{\text{вых}}(t)$ соответственно:$

$$S_{\text{вых}}(\omega) = |W(i\omega)|^2 S_{\text{вх}}(\omega). \quad (7)$$

Т. о., по спектральной плотности входного сигнала $S_{\text{вх}}(\omega)$ может быть определено среднеквадратичное отклонение $\bar{x}_{\text{вых}}^2$ на выходе, т. к.

$$\bar{x}_{\text{вых}}^2 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\text{вых}}(\omega) d\omega. \quad (8)$$

Нелинейные задачи ТАР. Задачи такого рода возникают в тех случаях, когда линейная модель недостаточна для описания процессов САР и требуется учет нелинейных характеристик элементов или когда линейная модель не может быть построена вообще (напр., при наличии релейных элементов в САР). Типовой принято считать задачу, к-рая отличается от линейной наличием одной нелинейной характеристики и описывается ур-нем:

$$D(p) x_{\text{вых}} = K(p) y, \quad y = f(x_{\text{вых}}). \quad (9)$$

Методы нелинейной ТАР отшлифовываются на рассмотрении этих задач, а затем распространяются на системы с неск. нелинейными ф-циями или с ф-циями от неск. переменных.

Различают устойчивость регулируемого равновесия $x_{\text{вых}} = 0$ «в малом», «в большом», «в целом» и «абсолютную устойчивость». Устойчивость «в малом» (по отношению к достаточно малым отклонениям) определяется линейными методами. Об устойчивости «в большом» говорят в тех случаях, когда не только устанавливается наличие области начальных отклонений, по отношению к к-рым равновесие устойчиво, но и оцениваются границы этой области. Для этой оценки применяется в основном второй метод Ляпунова (см. *Устойчивость движения*). Этим же методом определяется устойчивость «в целом», т. е. по отношению к любым конечным отклонениям. Если устойчивость в целом сохраняется для любой $f(x_{\text{вых}})$, удовлетворяющей условию $\varepsilon \leq f(x_{\text{вых}})/x_{\text{вых}} \leq k$, где $\varepsilon > 0$ — сколь угодно малое, а k — заданное число, то говорят, что система абсолютно устойчива. Достаточное условие абсолютной устойчивости (В. М. Попов, Румыния): система абсолютно устойчива, если через точку $u = -1/k$, $v = 0$ комплексной плоскости u , v можно провести прямую так, что годограф ф-ции $W^*(i\omega) = \text{Re}W(i\omega) + i\omega \text{Im}W(i\omega)$ целиком лежит справа от прямой (или касается ее).

Для систем, для к-рых устойчивость «в целом» не имеет места, центральной является задача об определении автоколебаний. Во многих случаях автоколебания — бич регулирования. Тогда цель исследования состоит в том, чтобы найти способы борьбы с автоколебаниями, устранения угрозы их возникновения. Иногда же автоколебания используются для осуществ-

вления процессов регулирования (напр., вибрационные регуляторы, методы вибрационной линеаризации в обычных регуляторах и т. д.). В таких случаях задача теории — указать методы возбуждения автоколебаний и расчет их параметров (амплитуд, частот, спектрального состава). Широко распространены приближ. методы, основанные на предположении, что ф-ция $f(x)$ — нечетная и что периодич. решение может быть определено в форме $x_{\text{вых}} = A \sin \Omega t$, а в разложении в ряд Фурье ф-ция $f(A \sin \Omega t)$ можно ограничиться лишь первой гармоникой:

$$f(A \sin \Omega t) \approx B(A) \sin \Omega t + C(A) \cos \Omega t.$$

При этих предположениях A и Ω определяются равенством $W(i\Omega) = A/[B(A) + iC(A)]$. Упомянутое предположение оправдывается, если линейная часть системы — фильтр высоких частот с полосой пропускания частот $\omega < \omega_{\text{ср}}$ (где $\omega_{\text{ср}}$ — частота среза) и если $1/3 \omega_{\text{ср}} < \Omega < \omega_{\text{ср}}$. Предложены различные уточнения метода, позволяющие учесть большее число гармоник либо даже точно определить автоколебат. режимы в форме полных, без пренебрежения гармониками, рядов Фурье. Для отдельных частных задач, обычно сводящихся к ур-ниям порядка не выше трех, и при кусочно-линейной аппроксимации нелинейных характеристик удается изучить все возможные типы движений в нелинейной САР и зависимость этих движений от изменения параметров системы.

Большое внимание уделяется нелинейной задаче ТАР, посвященной поискам оптимального управления. Задача ставится так: заданы ур-ния управляемого объекта в форме $\dot{x} = F(x, u)$, где $x(t)$ — вектор состояния системы, $u(t)$ — вектор управления. Выбор $u(t)$ стеснен ограничением $u(t) \in U$. Требуется найти управление, минимизирующее или максимизирующее заданный функционал $S(x, u)$. Наибольшее распространение получили 2 пути решения возникающей так вариационной задачи: метод *программирования динамического* Беллмана и метод, основанный на принципе максимума Понтрягина (см. *Оптимальное управление*).

С развитием техники автоматич. регулирования появились системы, к-рые не могут быть описаны обычными дифференциальными ур-ниями в полных производных, или же возникли новые задачи, выходящие за круг упомянутых выше линейных и нелинейных задач. С развитием дискретных (импульсных) САР, описываемых разностными или дифференциально-разностными ур-ниями, методы ТАР были распространены на системы, описываемые этими ур-ниями (подробнее см. [6]). Появление цифровых САР, в к-рых замеры регулируемого параметра квантуются по уровню и переводятся в цифровой код (двоичный или десятичный) и вся информация перерабатывается далее в цифровых вычислит. устройствах, привело к разработке теории цифровых САР. Наряду с обычными задачами ТАР в этой теории решаются и специфич. задачи цифровой техники, напр. задача об оптимальном уровне квантования при переводе непрерывной величины в цифровой код. Новые задачи возникли по мере развития поисковых САР (экстремальное регулирование), самонастраивающихся систем и т. д. (подробнее см. [5]). Экстремальное регулирование используется в тех случаях, когда цель регулирования — поддержание не заданного значения регулируемой величины, а ее минимального или макс. значения. Для таких систем предложено много методов поиска экстремума ф-ции неск. переменных: метод запоминания экстремума, метод градиента, метод кратчайшего спуска, методы случайного поиска и т. д. С каждым таким методом связана своя теория, изучающая применительно к данному конкретному

методу влияние параметров на быстроту спуска, влияние помех и т. д. Появление самонастраивающихся систем (см. *Самонастраивающиеся системы*) поставило перед ТАР вопросы воспроизведения ур-ний регулируемого объекта по данным наблюдений за ним в процессе регулирования. Ряд новых задач ТАР возник также в связи с применением цифровых управляющих машин для управления сложными многооперационными производствами и распределенными системами (напр., для управления заводами с непрерывной технологией, управления нефтепроводами и т. д.).

Лит.: 1) Айзерман М. А., Лекции по теории автоматического регулирования, 3 изд., М., [1966]; 2) Мееров М. В., Синтез структур систем автоматического регулирования высокой точности, М., 1959; 3) Попов Е. П., Динамика систем автоматического регулирования, М., 1954; 4) Основы автоматического регулирования, под ред. В. В. Солодовникова, т. 2, М., 1959; 5) Фельдбаум А. А., Электрические системы автоматического регулирования, 2 изд., М., 1957; 6) Цыпкин Я. З., Теория линейных импульсных систем, М., 1963. М. А. Айзерман.

УПРОЧНЕНИЕ металлов — явление повышения сопротивления металлов и сплавов пластич. деформации в результате затруднения движения *дислокаций* и их размножения. Непрерывное или практически непрерывное сопротивление (типа трения) движению дислокаций оказывают: 1) периодич. (атомных масштабов) потенциальный рельеф в кристаллич. решетке, связанный с присутствием инородных атомов или малых их комплексов (начальная стадия *старения*), а также с направленными межатомными связями в некомпактных решетках и в упорядоченных *твердых растворах*; 2) облака примеси вокруг дислокаций — при темп-рах достаточной диффузионной подвижности для перемещения облака за дислокацией; 3) пороги на дислокациях с существенной винтовой компонентой вектора Бюргера. Локальными препятствиями движению дислокаций служат: отдельные дислокации, пересекаемые плоскостью скольжения (т. н. дислокации леса), и их группы — сетки, стенки, сплетения: сидячие дислокации (Ломера — Коттрелла и Хирса) в плоскости скольжения; дислокационные диполи или узкие петли; поля напряжений от плоских или пространственных скоплений дислокаций и когерентных включений; некогерентные жесткие инородные включения; границы зерен и двойников, поверхность кристалла, облака примесей у дислокаций.

У. может быть вызвано термическими, пластическими и радиационными воздействиями, легированием и введением в металл. основу инородных дисперсных включений (напр., материалы типа САП — спеченного алюминиевого порошка). Хим. состав сплава, помимо «прямого» эффекта присутствия инородных атомов, определяет возможность и эффективность использования разных путей У., в частности — важнейшую для техники возможность У. за счет фазовых превращений при термич. обработке деталей, изготовленных из разупрочненного материала.

У. чистых металлов достигается пластич. деформацией (*наклеп* или деформационное У.); *закалкой* от предплавленных темп-р (фиксация избыточных вакансий, в растворе или в той или иной форме сгруппированных); облучением продуктами радиоактивного распада (создание высокой концентрации точечных дефектов и продуктов их конденсации). У. однофазных сплавов возможно, кроме того, за счет увеличения (при легировании) сопротивления решетки кристалла движению дислокаций и деформационного старения (блокировка дислокаций *концентрационными неоднородностями*). Для У. сплавов, претерпевающих фазовые превращения, возникает дополнительные возможности: старение (дисперсионное твердение) пересыщенных твердых растворов; прямые и обратные (т. е. при охлаждении и нагреве) *мартенситные прев-*

ращения (фазовый наклеп, возможный и для нек-рых чистых металлов); твердение при упорядочении и распад эвтектоидного типа. Во всех перечисленных случаях создается более или менее тонкая субмикроструктура, сформированная дефектами кристаллич. строения и включениями.

В ходе деформационного У. монокристаллов при невысоких темп-рах наблюдаются 3 стадии: I — легкого скольжения, с очень малым коэфф. упрочнения θ , II — линейного упрочнения (с высоким и постоянным θ), наступающая тем раньше, чем раньше активируются вторичные системы скольжения, и III — динамич. отдыха (с постепенно снижающимся θ), наступающая с развитием поперечного скольжения (см. рис. 6, а, ст. Пластичность).

С ростом деформации повышается плотность дислокаций ρ на 4—6 порядков, достигая $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Предложен ряд различных дислокационных моделей кристалла в состоянии деформационного У., к-рые приводят к связи напряжения течения σ с ρ в виде $\sigma \sim \mu b \rho^{1/2}$ (μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргера), независимо от того, какому механизму У. приписывается основная роль — росту амплитуды действующих полей напряжения от плоских скоплений дислокаций, или сокращению длины источников дислокаций, или росту плотности пересекаемых дислокаций леса, или росту плотности порогов на дислокациях, или, наконец, учащению случаев взаимного притяжения дислокаций. Качественно те же механизмы действуют при фазовом наклепе. Легирование металла в большинстве исследованных случаев вызывает снижение энергии γ -дефекта упаковки, более широкое расщепление дислокаций и затруднение поперечного скольжения. Тем самым затрудняется обход дислокациями препятствий, повышается θ при наклепе двухфазных сплавов, а переход от II стадии У. к III смещается к большим σ . Специфич. механизм У. упорядоченных твердых растворов связан с необходимостью (для сохранения порядка после прохождения сдвига) формирования сверхдислокаций, образуемых двумя или более дислокациями, и границ между доменами упорядочения.

Наибольшее низкотемпературное У. достигают сильными наклепом — внешним или внутренним, дисперсионным твердением, а также упорядочением твердого раствора; наибольшее У., устойчивое при высокотемпературной эксплуатации, — введенным (в результате старения или уже при приготовлении сплава — металлургич. путем или спеканием) дисперсных включений, устойчивых против коагуляции, и включений, образующих почти непрерывный жесткий каркас, а также снижением (в результате легирования) диффузионной подвижности в металл. основе.

Как правило, У. сопровождается снижением пластичности. Поэтому практически выбор способа и оптимального режима У. определяется максим. повышением прочности при допустимом снижении пластичности, что обеспечивает максим. конструктивную прочность. Последняя может быть получена патентированием стали (сильная пластич. деформация тонкопластинчатого эвтектоида) и достигая величины до $\sim 400 \text{ кг/мм}^2$; низкотемпературной термомеханич. обработкой стали (сильная пластич. деформация аустенита перед мартенситным превращением) — до $\sim 300 \text{ кг/мм}^2$; деформационным старением мартенсита (небольшой наклеп мартенсита с последующим низким отпуском) — до $\sim 400 \text{ кг/мм}^2$; старением безуглеродистого легированного мартенсита — ок. 300 кг/мм^2 и, возможно, выше.

Лит.: Механизмы упрочнения твердых тел. Сб. статей, пер. с англ., М., 1965. Л. М. Утеский.

УПРУГИЕ ВОЛНЫ — упругие возмущения (см. Упругость), распространяющиеся в твердой, жидкой

и газообразной средах. Напр., волны, возникающие в земной коре при землетрясениях, звуковые и ультразвуковые волны в жидкостях и газах и др. (см. Волны). Распространение У. в. сопровождается переносом энергии упругой деформации при отсутствии потока вещества (последний имеет место только в особых случаях — см. Акустический ветер). Всякая гармонич. У. в. характеризуется амплитудой и частотой колебания частиц среды, длиной волны, фазовой и групповой скоростями, а также законом распределения смещений и напряжений по фронту волны. Особенность У. в. — независимость фазовой и групповой скоростей от амплитуды и геометрии волны (плоская, сферическая, цилиндрич. волны).

В жидкостях и газах, к-рые обладают упругостью объема, но не обладают упругостью формы, могут распространяться лишь продольные волны разрежения — сжатия, где колебания частиц среды происходят в направлении ее распространения. Фазовая скорость равна $c = \sqrt{K/\rho}$, где K — модуль всестороннего сжатия и ρ — плотность среды. Пример таких У. в. — звуковые волны (см. Звук, Распространение звука).

В однородной изотропной бесконечно протяженной твердой среде могут распространяться У. в. только двух типов — продольные и сдвиговые. В продольных движении частиц параллельно направлению распространения волны, а деформация представляет собой комбинацию всестороннего сжатия (разрежения) и чистого сдвига. В сдвиговых волнах движение частиц перпендикулярно направлению распространения волны, а деформация является чистым сдвигом. Фазовая скорость продольных волн $c_l = \sqrt{(K + 4/3G)/\rho}$, сдвиговых — $c_t = \sqrt{G/\rho}$ (G — модуль сдвига). На границе твердого полупространства с вакуумом, жидкостью или газом могут распространяться поверхностные Рэлея волны, являющиеся комбинацией неоднородных продольных и сдвиговых волн, амплитуды к-рых экспоненциально убывают при удалении от границы.

В ограниченных твердых телах (пластинка, стержень), представляющих собой твердые волноводы, распространяются нормальные волны, каждая из к-рых является комбинацией неск. продольных и сдвиговых волн, распространяющихся под острыми углами к оси волновода и удовлетворяющих (в совокупности) граничным условиям отсутствия механич. напряжений на поверхности волновода. Число норм. волн n в пластинке или стержне определяется толщиной или диаметром d , частотой f и модулями упругости среды. При увеличении fd число норм. волн, возможных в волноводе, возрастает при $fd \rightarrow \infty$, $n \rightarrow \infty$. Норм. волны распространяются с дисперсией скоростей (см. Дисперсия волн, Дисперсия звука): при изменении fd от критич. значений до бесконечности фазовые скорости норм. волн, как правило, уменьшаются от бесконечности до c_t , а групповые скорости возрастают от нуля до c_l . От величины fd сильно зависит также распределение смещений и напряжений в волне по поперечному сечению волновода.

В бесконечной пластинке существуют два типа нормальных волн: волны Лэмба и сдвиговые норм. волны. Плоская волна Лэмба [3, 7] характеризуется двумя составляющими смещений, одна из к-рых параллельна направлению распространения волны, другая — перпендикулярна границам пластинки. По характеру распределения смещений относительно средней плоскости пластинки волны Лэмба делятся на симметричные и антисимметричные. Частный случай симметричной волны Лэмба — продольная волна в пластинке, а антисимметричной — изгибная волна. В плоской сдвиговой норм. волне [6] смещения параллельны границам пластинки и одновременно перпендикулярны

направлению распространения волны. Простейший вид такой волны — норм. волна нулевого порядка, в к-рой смещения одинаковы во всех точках поперечного сечения пластинки.

В цилиндрич. стержнях могут распространяться норм. волны продольного, изгибного и крутильного типа [3], причем если толщина стержня мала по сравнению с длиной волны, то в нем может распространяться только по одной норм. волне каждого типа.

В анизотропных средах (кристаллы) свойства У. в. и возможность ее существования зависят от типа кристалла и направления распространения [2].

Из-за внутреннего трения и теплопроводности среды распространение У. в. сопровождается ее затуханием с расстоянием (см. *Поглощение звука*). Если на пути У. в. имеется к.-л. препятствие (отражающая стенка, вакуумная полость и т. д.), то происходит *дифракция волн* на этом препятствии. Частный случай дифракции — отражение и прохождение У. в. на плоской границе двух полупространств.

В У. в. напряжения пропорциональны деформациям (закон Гука). Если амплитуда деформации в волне превосходит предел упругости вещества, в волне появляются пластич. деформации и ее наз. упруго-пластич. волной. В жидкости и газе аналогичную волну наз. волной конечной амплитуды. Скорость распространения таких волн зависит от величины деформации. При убывании напряжения возникает волна разгрузки, отделяющая область активной деформации от области разгрузки. Скорость распространения волны разгрузки зависит как от упруго-пластич. свойств материала, так и от формы возмущения. В стержне, по к-рому прошла упруго-пластич. волна, сохраняются остаточные деформации; по их распределению можно судить о динамических механич. характеристиках материала.

Лит.: 1) Ля в А., Математическая теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1935; 2) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика); 3) К о л ь с к и й Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955; 4) М о р з Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; 5) Б р е х о в с к и х Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957, гл. 1; 6) E w i n g W. M., J a r d e t z k y W. S., P r e s s F., Elastic waves in layered media, N. Y.—[a. o.], 1957, p. 249; 7) В и к т о р о в И. А., Ультразвуковые волны Ламба. Обзор, «Акуст. ж.», 1965, т. 11, вып. 1.

И. А. Виктор.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ — взаимодействие, при к-ром не меняются внутр. состояния и число сталкивающихся частиц. У. р. — один из основных методов изучения свойств микрочастиц (см. *Рассеяния теория*).

У. р. частиц наиболее удобно рассматривать в системе, где покоится их центр инерции. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что в этой системе величина скорости частиц при У. р. не меняется. Угол рассеяния ϑ в классич. механике полностью определяется скоростью и *параметром удара* ρ и может быть найден в результате решения ур-ния движения с учетом конкретного вида взаимодействия. В случае однозначной зависимости ϑ от ρ дифференциальное сечение У. р. (в телесный угол $d\Omega$) выражается в виде:

$$d\sigma = \frac{\rho(\vartheta)}{\sin \vartheta} \left| \frac{d\rho}{d\vartheta} \right| d\Omega. \quad (1)$$

Экспериментальное определение величины сечения и, следовательно, зависимости $\vartheta(\rho)$ дает возможность получать сведения о законе взаимодействия между частицами.

В *квантовой механике* вычисляют вероятности рассеяния на различные углы. *Волновая функция* ψ , к-рая является решением *Шредингера уравнения*, описывающего рассеяние частиц с импульсом k , может быть представлена на больших расстояниях r асимптотически в след. виде:

$$\psi \sim e^{ikz} + f(\vartheta) e^{ikr}/r, \quad (2)$$

где первый член соответствует падающей, а второй — рассеянной волнам. Величина $f(\vartheta)$, зависящая от энергии и угла рассеяния, наз. *амплитудой рассеяния* и связана с дифференциальным сечением рассеяния соотношением:

$$d\sigma = |f(\vartheta)|^2 d\Omega. \quad (3)$$

В случае рассеяния одинаковых частиц это соотношение должно быть заменено выражением:

$$d\sigma = |f(\vartheta) + f(\pi - \vartheta)|^2 d\Omega, \quad (4)$$

учитывающим появление т. н. *обменного взаимодействия*. Другой чисто квантовый эффект — резкая зависимость У. р. от величин и ориентации *спинов* рассеивающих и рассеиваемых частиц.

Из физических требований сохранения числа частиц при У. р. и инвариантности по отношению к обращению времени вытекают важные свойства амплитуды У. р.: *оптическая теорема* и теорема взаимности [2]. Сохранение момента и четности приводит к возможности представления амплитуды в виде суперпозиции парциальных амплитуд, соответствующих рассеянию частиц в состояниях с определенными значениями момента l и четности. Такое разложение для рассеяния бесспиновых частиц приведено в ст. *Рассеяния теория*, ф-ла (15).

Нахождение *фаз рассеяния* для различных типов взаимодействия — одна из основных задач теории рассеяния. В практич. приложениях сталкиваются и с обратной задачей восстановления вида потенциала по фазам рассеяния, к-рые находят из анализа дифференциальных сечений У. р. (см. *Фазовый анализ*).

В нек-рых частных случаях может быть найдена зависимость фаз δ_l и сечений У. р. от энергии. Так, при рассеянии медленных частиц $\delta_l \sim k^{2l+1}$ (и фазы $\epsilon l \gg 1$ пренебрежимо малы). В предельном случае малых энергий сечение У. р. изотропно и не зависит от энергии:

$$\sigma = 4\pi a^2. \quad (5)$$

Постоянная a , равная $f_0(k=0)$, наз. *длиной рассеяния*. При наличии у системы сталкивающихся частиц реального или виртуального уровня с энергией $E_0 \ll U$, где U — потенциальная энергия, при малых энергиях E налетающих частиц сечение зависит от энергии: $\sigma \sim (E + |E_0|)^{-1}$, и в области резонанса ($E \sim |E_0|$) велико по сравнению с квадратом радиуса действия поля. Если уровень E_0 — метастабильный (с шириной Γ), амплитуда У. р. равна $f = f_p + f_r$, где f_p — амплитуда рассеяния вдали от уровня, не зависящая от свойств метастабильного состояния (т. н. *потенциальное рассеяние*), а f_r — *резонансное рассеяние*: $f_r \sim (\Gamma/2)(E - E_0 + i\Gamma/2)^{-1}$.

Лит.: 1) Л а н д а у Л. Д. и Л и ф ш и ц Е. М., Механика, М., 1958 (Теор. физика, т. 1); 2) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3).

В. А. Царев.

УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ — см. *Упругие волны*.

УПРУГОСТИ ТЕОРИЯ — раздел механики сплошных сред, рассматривающий деформацию упругих твердых тел под действием объемных (F_i) и поверхностных (f_i) внешних сил, нагревания и иных воздействий. У. т. — *общетеоретич. основа* для расчета на прочность и устойчивость частей машин и сооружений, находит многочисленные приложения в геофизике, физике кристаллов и др. науках и отраслях техники.

В основе У. т. лежит физич. закон *упругости*. Размеры структурных элементов тела (напр., кристаллич. зерен в металле) считаются малыми по сравнению с размерами тела, поэтому упругая среда рассматривается как сплошная и непрерывная.

Система ур-ний У. т. состоит из: 1. Шести соотношений, выражающих тензор деформации ϵ_{ij} через вектор перемещений u_k , определяющий положение точек тела после деформации по отношению к их положениям до деформации:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right), \quad (1)$$

где x_i — ортогональные декартовы координаты точек тела до деформации, и u_k — проекция вектора перемещения на эти оси (в этой и последующих ф-лах повторение индекса дважды в одном и том же члене означает суммирование по нему). По отношению к точкам тела после деформации x_i образуют криволинейную систему, координатные линии к-рой представляют собой кривые, где располагаются точки тела, находившиеся до деформации на прямых, параллельных декартовым осям.

2. Трех ур-ний, выражающих равенство нулю главного вектора всех сил (включая инерционные силы), действующих на произвольный бесконечно малый объемный элемент, выделенный из тела:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\delta_{ik} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \sigma_{kj}^* - \rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + F_i^* = 0. \quad (2)$$

Здесь σ_{ij}^* — составляющие напряжений по осям локального триедра криволинейной системы x_i , отнесенные к размерам площадок до деформации, F_i^* — проекции объемных сил (отнесенные к объемам, до деформации) на декартовы оси, ρ_0 — плотность тела до деформации, t — время. ϵ_{ij} , σ_{ij}^* — афинные ортогон. симметричные тензоры второго ранга; $\delta_{ij} = 1$ при $i=j$ и $\delta_{ij}=0$ при $i \neq j$.

Соотношения (1) и (2) справедливы для любой деформируемой сплошной среды. К ним добавляются в У. т. шесть соотношений термодинамич. характера (ур-ний состояния материала тела), связывающих σ_{ij}^* с ϵ_{ij} . Для идеально-упругого тела при изотермич. деформировании они имеют вид:

$$\sigma_{ij}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon_{ij}} + \frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon_{ji}} \right). \quad (3)$$

Существование потенциала напряжений Φ — следствие требования обратимости деформации. Φ — энергия упругих сил, соответствующая деформации ϵ_{ij} , отнесенная к единице объема тела, является ф-цией ϵ_{ij} и темп-ры T , полностью характеризующей сопротивление материала тела любым видам деформирования; при совр. состоянии физики твердых тел определяется экспериментально. Если тело неоднородно, то Φ зависит и от x_i . Для изотропных тел $\Phi = \Phi(I, II, III)$, где $I = \epsilon_{ii}$, $II = \epsilon_{ij}\epsilon_{ji}$, $III = \epsilon_{ik}\epsilon_{kj}\epsilon_{ij}$ — инварианты тензора деформации. Последнее вытекает из того, что у изотропных тел Φ не должно изменяться при повороте главных осей тензора деформации, если главные значения тензора остаются без изменений.

Решение ур-ний (1), (2), (3) должно удовлетворять трем крайевым условиям, задаваемым в каждой точке поверхности тела, причем возможны следующие случаи: а) на поверхности тела задан вектор перемещений u_i ; б) на поверхности тела задан вектор поверхностной силы f_i ; тогда крайевые условия принимают вид:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial (\partial u_i / \partial x_j)} \cos(\hat{n}, x_j) = f_i^*, \quad (4)$$

где \hat{n}, x_j — угол между нормалью к поверхности тела (в положении до деформации) и декартовой осью x_j , а f_j^* — проекция поверхностной силы на ось x_i , отнесенная к размеру площадок до деформации. в) Смешанные граничные условия, когда в рассматриваемой точке поверхности тела заданы один ком-

понент перемещения и два компонента поверхностной силы (или наоборот).

Перечисленного достаточно для математич. формулировки задач статики упругих тел. В задачах динамики упругих тел необходимо, кроме того, задать шесть нач. условий (нач. положений точек тела и их скоростей). Напр., $u_i = \partial u_i / \partial t = 0$ в каждой точке тела при $t = 0$.

Подставив (1) в (3) и затем (3) в (2), приходим к системе из трех дифференциальных ур-ний в частных производных с тремя неизвестными компонентами перемещения u_i , к интегрированию к-рой при заданных условиях и сводится решение задачи У. т. в наиболее общей ее постановке. Эта система нелинейна, что обуславливается факторами геометрического и физич. характера. За счет первых нелинейными оказываются ф-лы (1) и (2), от к-рых можно перейти к линейным ур-ниям

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (1')$$

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + F_i = 0, \quad (2')$$

предположив, что $\partial u_k / \partial x_j \ll 1$. Последнее равносильно предположению, что удлинение, сдвиги и углы поворота объемных элементов тела малы по сравнению с единицей, являясь, кроме того, величинами одного порядка малости [12]. В ф-лах (1'), (2') опущены индексы (*), т. к. при указанном выше предположении нет оснований делать различие между составляющими напряжения и внешних сил в криволинейной системе координат x_i и соответствующей ей декартовой системе координат.

За счет физич. факторов (природы связи между частицами и тела) нелинейными могут оказаться соотношения между напряжениями и деформациями [6]. Однако для большинства твердых тел имеется область достаточно малых удлинений и сдвигов, в пределах к-рых потенциал внутренних упругих сил Φ допустимо считать однородным полиномом второй степени относительно компонентов деформации:

$$\Phi = \frac{1}{2} C_{ij, mn} \epsilon_{ij} \epsilon_{mn}, \quad (5)$$

где $C_{ij, mn}$ — компоненты не зависящего от деформаций тензора четвертого ранга — тензора модулей упругости. Выражению (5) соответствует линейная зависимость между напряжениями и деформациями — обобщенный закон Гука [4, 6, 8, 12]

$$\sigma_{ij} = C_{ij, mn} \epsilon_{mn}. \quad (6)$$

Ввиду симметрии как σ_{ij} , так и ϵ_{ij} тензор модулей упругости должен также обладать симметрией, т. е. $C_{ij, mn} = C_{ji, mn} = C_{ij, nm} = C_{nm, ij}$; поэтому число различных его компонентов при анизотропии самого общего вида равно 21.

Для изотропных тел, когда Φ зависит только от инвариантов тензора деформации, ур-ния (6) принимают вид

$$\sigma_{ij} = 2\mu \epsilon_{ij} + \lambda \epsilon_{kk} \delta_{ij}, \quad (7)$$

где μ и λ — две инвариантных физич. константы (Ламе постоянные), связанные с модулем Юнга E и коэфф. Пуассона ν зависимостями:

$$\mu = E/2(1 + \nu), \quad \lambda = \nu E/(1 + \nu)(1 - 2\nu). \quad (8)$$

После подстановки (1') в (7) и (7) в (2') получается линейная система дифференциальных ур-ний классич. У. т. [5, 8, 10, 13, 14, 15]:

$$\mu \Delta u_i + (\lambda + \mu) \frac{\partial e}{\partial x_i} - \rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + F_i = 0, \quad (9)$$

где $e = \text{div} u = \partial u_i / \partial x_i$, Δ — Лапласа оператор. Здесь тело считается не только изотропным, но и

однородным. При такой степени точности рассмотренные линейными будут и граничные условия (4).

То обстоятельство, что нелинейность общих уравнений У. т. имеет двойную природу, приводит к следующим классификации задач этой теории:

а) Линейные задачи, в к-рых удлинения, сдвиги, углы поворота объемных элементов малы по сравнению с единицей, являясь величинами одного порядка. Сюда относятся, напр., задачи о деформации массивных тел, а также задачи о деформации гибких тел (стержней, пластин и оболочек) при условии, что перемещения u_i малы по сравнению с наименьшим размером тела (толщиной стержня, пластин, оболочек).

б) Геометрически нелинейные, физически линейные задачи, в к-рых углы поворота объемных элементов существенно превосходят удлинения и сдвиги, а значения последних позволяют пользоваться законом Гука. Сюда относятся, напр., задачи о деформации гибких тел (стержней, пластин и оболочек), когда их перемещения сравнимы по величине с наименьшим размером тела (или его превосходят), а деформации остаются в пределах справедливости закона Гука.

в) Физически нелинейные, геометрически линейные задачи, в к-рых удлинения, сдвиги и углы поворота малы по сравнению с единицей и сравнимы по величине, а условия справедливости закона Гука нарушаются. Сюда относятся, напр., задачи о деформации массивных тел или гибких тел, при перемещениях малых по сравнению с их толщиной — в области удлинения и сдвигов, где необходимо считаться с отступлениями от закона Гука.

г) Геометрически и физически нелинейные задачи, пример к-рых — задачи об изгибе гибких тел, при деформациях, требующих учета отступлений от закона Гука.

Методы решения задач У. т. развивались главным образом применительно к линейной теории, т. е. для ур-ний (9). Для линейных задач доказаны теоремы существования и единственности решения, развиты нек-рые общие методы применительно к определенным классам проблем. Для решения плоских задач У. т. широко применяются методы теории функций комплексной переменной [2, 10]; теория кручения стержней и изгиба их сосредоточенными силами сводится к хорошо изученным задачам нахождения гармонич. функций на плоскости по заданным краевым условиям [5, 8, 12, 14, 15]. Более трудны пространственные задачи У. т.; при рассмотрении их полезно представление общего решения ур-ний (9) через произвольные гармонич. функции, что может быть достигнуто различными способами [5, 7, 8, 13]. Хорошо изучены контактные задачи для упругого полупространства, приводящиеся к задачам теории потенциала.

При помощи динамич. ур-ний У. т. изучается распространение волн в упругой среде; если среда неограничена, то в изотропном теле существуют 2 скорости распространения волн. Положение становится более сложным, если тело ограничено; здесь возможно появление волн другого типа (напр., поверхностных *Рэлея волн*) и возникают задачи об отражении волн от границы, о преломлении их на границе раздела сред с разными упругими свойствами и т. д. Для техники имеет большое значение проблема колебания упругих тел под действием периодич. сил.

Для стержней, пластинок и оболочек общие ур-ния У. т. допускают нек-рые упрощения, связанные с тем, что, напр., отношение толщины оболочек к ее характерному радиусу кривизны является малым параметром. Это позволяет построить для стержней и тонкостенных элементов приближенные теории, основанные на У. т., но использующие нек-рые дополнит. предположения, обычно кинематич. характера (гипотезу плоских сечений, гипотезу прямых нормалей,

гипотезу недеформируемости контура поперечного сечения для тонкостенных стержней). Эти теории обобщаются также и на нелинейные проблемы б), в), г).

При определении поля напряжений в кристаллич. решетке, возникающего вследствие несовершенства ее строения (инородные включения, дислокации, дефекты упаковки и др.), оказывается возможным считать решетку на достаточном расстоянии от дефекта сплошной упругой средой и описывать ее с помощью ур-ний У. т. На этом основано применение У. т. в современной физике твердого тела, особенно в теории дислокаций.

Среди нелинейных задач У. т. наиболее важны задачи б), рассмотрение к-рых приводит к постановке вопроса об устойчивости равновесия упругих тел, т. е. об отыскании тех условий, при к-рых решение задачи У. т. перестает быть единственным. Теория устойчивости стержней, пластинок и оболочек разработана весьма детально; для решения соответствующих задач широко применяются приближенные методы. Задачи У. т. с физич. нелинейностью весьма трудны и продвинуты пока относительно слабо; известны нек-рые классы решений, найденных полубратным методом, численные решения для односторонних задач и разложения по малому параметру, если нелинейность выражена не очень сильно.

Проводятся изыскания возможностей усложнения и совершенствования основной исходной модели упругого тела, развивается т. н. моментная У. т., использующая несимметричный тензор напряжений, и делаются другие обобщения в этом направлении. Т. н. континуальная теория *дислокаций* представляет собой, по существу, также развитие и обобщение классич. У. т.

Лит.: 1) Г а л и н Л. А., Контактные задачи теории упругости, М., 1953; 2) Г р е е н А. Е., Z e n g a n W., Theoretical elasticity, Oxf., 1954; 3) Г р е е н А. Е., A d k i n s J. E., Large elastic deformations and non-linear continuum mechanics, Oxf., 1960; 4) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954 (Теор. физика); 5) Л е й б е н з о н Л. С. Г., Курс теории упругости, М.—Л., 1947; 6) Л е х н и ц к и й С. Г., Теория упругости анизотропного тела, М.—Л., 1950; 7) Л у р ь е А. И., Пространственные задачи теории упругости, М.—Л., 1955; 8) Л я в А., Математическая теория упругости, пер. с англ., М., 1935; 9) М у н а г а н А. F. D., Finite deformation of an elastic solid, N. Y.—L., 1951; 10) М у с х е л и ш в и л и Н. И., Некоторые основные задачи математической теории упругости, 3 изд., М.—Л., 1949; 11) Н о в о ж и л о в В. В., Основы нелинейной теории упругости, М., 1948; 12) е г о ж е, Теория упругости, Л., 1958; 13) П а н к о в и ч П. Ф., Теория упругости, Л.—М., 1939; 14) S e k o l n i k o f f I. S., Mathematical theory of elasticity, 2 ed., N. Y., 1956; 15) Т и м о ш е н к о С. П., Теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1937; 16) Т р е ф ф е Е., Математическая теория упругости, пер. с нем., 2 изд., Л.—М., 1934; 17) Т r u e s d e l l C., The mechanical foundations of elasticity and fluid dynamics, «J. Rational Mech. and Analysis», 1952, v. 1, № 1. В. В. Новожилов.

УПРУГОСТЬ — свойство макроскопич. тел сопротивляться изменению их объема или формы под воздействием механич. напряжений, обусловленное возрастанием внутренней энергии тела, а не рассеянием энергии (см. *Внутреннее трение*) или понижением энтропии (см. *Высокоэластическое состояние* полимеров).

Напряжения могут быть вызваны внешней нагрузкой, объемными силами, а также температурными градиентами и др. источниками внутренних напряжений (см. *Микронапряжения*). Объемной У. обладают все тела, У. формы в статич. условиях — только твердые. У жидких тел У. формы наблюдается при временах нагружения, много меньших периода релаксации касат. напряжений.

Упругие деформации следует отличать от обратимых неупругих деформаций, при к-рых атомы обмениваются местами или меняют соседей, преодолевая различного рода барьеры, благодаря чему деформация не следует мгновенно за изменением напряжений (т. н. неупругость, см. *Внутреннее трение*). Запасы

вание упругих деформаций при нагружении тела проявляется лишь при временах нагружения порядка периода колебания атомов, когда вместо волны напряжений нужно рассматривать рождение и рассеяние фононов. В реальных телах действие напряжений, наряду с упругой и обратной неупругой деформациями, вызывает также необратимую пластич. деформацию, сохраняющуюся после снятия нагрузки (остаточная деформация).

Состояние упругодеформированного тела характеризуется компонентами тензора деформации ϵ_{ik} в каждой точке тела r (см. Деформация) и определяется, с одной стороны, действующими силами, а с другой — упругими свойствами материала тела (взаимодействиями атомов, препятствующими их смещениям из положений, к-рые в отсутствие внешних сил являются равновесными). Если структура материала достаточно однородна, его упругие свойства характеризуются макроскопич. постоянными Y , являющимися константами материала. Зная эти постоянные, можно методами упругости теории при заданных силах найти $\epsilon_{ik}(r)$. Постоянные Y определяются экспериментально, а также расчетным путем на основе микроскопич. теории межатомных сил связи.

Поскольку упругая деформация обратима, свободная энергия F упругодеформированного тела является ф-цией состояния, зависящей от ϵ_{ik} , но не зависящей от пути, по к-рому достигнуто деформированное состояние. При малых ϵ_{ik} можно представить F в виде ряда

$$F = F_0 + \frac{1}{2} C_{ijkl} \epsilon_{ij} \epsilon_{kl} + \frac{1}{6} C_{ijklmn} \epsilon_{ij} \epsilon_{kl} \epsilon_{mn} + \dots, \quad (1)$$

где F_0 — свободная энергия недеформированного тела. По дважды встречающимся индексам суммируется от 1 до 3. Линейные по ϵ_{ik} члены исчезают в силу условий равновесия. Компоненты тензора C_{ijkl} наз. модулями Y , а компоненты тензора C_{ijklmn} и следующие коэфф. в разложении F по ϵ_{ik} — модулями Y высших порядков. Т. к. компоненты тензора напряжений $\sigma_{ij} = \partial F / \partial \epsilon_{ij}$, то

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} + C_{ijklmn} \epsilon_{kl} \epsilon_{mn} + \dots \quad (2)$$

В линейном по ϵ_{kl} приближении ф-ла (2) выражает закон Гука. На число независимых модулей Y накладывает ограничения симметричность тензоров σ_{ij} и ϵ_{kl} . Если обозначить физически различные пары индексов ij и kl цифрами $\alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6$, то модули образуют симметричную матрицу $C_{\alpha\beta}$ из 21 независимого элемента. Это число уменьшается из-за симметрии кристаллич. структуры материала. Гексагональные кристаллы имеют 5 независимых модулей Y , кубические 3 (C_{11}, C_{12}, C_{44}), в изотропных телах $C_{11} - C_{12} = 2C_{44}$ и модули Y выражаются через две Ламэ постоянные $C_{11} = \lambda + 2\mu, C_{12} = \lambda, C_{44} = \mu$ или через модуль Юнга E и модуль сдвига $G \equiv \mu$, или через модуль Юнга и коэфф. Пуассона ν (см. Модули упругости).

Симметрия межатомных взаимодействий накладывает дополнит. ограничения на число независимых модулей. Если межатомные силы центральные, т. е. зависят только от расстояния между атомами, и каждый узел решетки кристалла является центром симметрии, выполняются 6 соотношений Коши, к-рые для кубич. кристаллов сводятся к одному $C_{12} = C_{44}$.

В задачах о поглощении ультразвука, о деформации решетки вблизи от дислокации и др. дефектов и т. п. важны модули высших порядков. Число независимых модулей 3-го порядка равно для кубич. кристаллов 6, для изотропной среды 3. Величина этих модулей обычно на порядок меньше модулей Y .

Если деформация происходит не квазистатически, а в адиабатич. условиях, она сопровождается изменением темп-ры тела и определяется адиабатич. мо-

дулями Y . $C_{\alpha\beta}^S$, связанными с рассмотренными выше изотермич. модулями

$$C_{\alpha\beta}^S = C_{\alpha\beta} + \lambda_{\alpha} \lambda_{\beta} T / \rho c_v. \quad (3)$$

T — абс. темп-ра, ρ — плотность, c_v — уд. теплоемкость при постоянном объеме, $\lambda_{\alpha} = \alpha_{\nu} C_{\alpha\nu}$, где α_{ν} — компоненты тензора теплового расширения. Для изотропного тела (3) сводится к

$$1/K^S = 1/K - T\alpha^2/c_p; \quad \mu = \mu^S \quad (4)$$

$K = \lambda + 2/3\mu$ — модуль сжатия, c_p — теплоемкость при постоянном давлении. Обычно разность между $C_{\alpha\beta}$ и $C_{\alpha\beta}^S$ мала и ею пренебрегают.

Измерения модулей Y проводятся методами двух типов. Статич. методы дают изотермич. модули и сводятся к прямым измерениям деформации тела (обычно при изгибе или кручении) с помощью тензомеров или путем рентгеновского определения изменений параметров решетки. Статич. методы почти полностью вытеснены динамическими, дающими адиабатич. модули. Они сводятся к определению собственных частот колебаний образцов с известными размерами или к измерению скорости распространения ультразвуковых импульсов.

Микроскопич. теория модулей Y кристалла исходит из выражения для энергии кристалла в виде разложения по степеням малых смещений s_{μ}^i атомов из

равновесных положений в узлах решетки r_{μ}^m и r_{ν}^n с заданной структурой (m, μ обозначает μ -тый атом, в m -ой элементарной ячейке кристалла).

$$U = U_0 + \frac{1}{2} \sum_{i, k} \Phi_{ik}^{mn} s_{\mu}^m s_{\nu}^n + \dots, \quad (5)$$

U_0 — энергия в отсутствие смещений. При однородной деформации смещения зависят только от расстояний $|r_{\mu}^m - r_{\nu}^n|$ и определяются компонентами ϵ_{ij} . Задача сводится к вычислению сумм $\sum \Phi$ и выражению через них модулей $C_{\alpha\beta}$, т. е. к определению энергии многоэлектронной системы при фиксированных координатах ядер. Строгое решение задачи связано с большими математич. трудностями. Приближенные решения получены для кристаллов с разными типами химич. связи.

Если межатомные силы дальнедействующие (напр., в ионных кристаллах), суммировать надо по всем узлам решетки. При этом предполагают, что взаимодействие данной пары атомов не зависит от присутствия других атомов (парные взаимодействия) и определяется только расстоянием r между атомами (центральные силы). Тогда значение производных Φ («силовых констант») для всех координационных сфер определяет зависимость U от ϵ_{ij} . Если силы чисто электростатические, силовые константы известны точно и сумма по всем узлам решетки может быть вычислена. Если эти силы квантовомеханич. природы, расчет Φ значительно сложнее. Соответствующая доля Φ , обусловленная электронами ионных остовов, волновые ф-ции к-рых экспоненциально спадают с расстоянием от ядра, определяется в основном взаимодействием ближайших соседних атомов (1-й и отчасти 2-й координационной сферы) и может быть описана эффективными силовыми константами Φ , данной координационной сферы, к-рые учитывают как центральные, так и нецентр. взаимодействия (искажения валентных углов в гомеополярных кристаллах). Доля Φ , связанная с неподеленными электронами (в металлах), может быть вычислена, если известен спектр электронов, или оценена на основе тех или иных предположений об этом спектре (напр., в модели свободных

электронов). Формально эта доля Φ может быть рас-
пределена по всем межатомным связям и включена
в эффективные силовые константы. Если число си-
ловых констант меньше числа независимых $C_{\alpha\beta}$, Φ_0
можно определить из сравнения с эксперимент. зна-
чениями $C_{\alpha\beta}$, а оставшиеся неиспользованными $C_{\alpha\beta}$
служат для проверки пригодности модели.

В подобных приближенных расчетах пользуются
предположением об аддитивности энергий электро-
статической U_E , взаимодействия ионных остовов U_R ,
электронов проводимости в основном состоянии (на
дне полосы проводимости) U_B , их кинетич. энергии
 U_K и др. и соответствующих производных по смеще-
ниям. При вычислении U для кубич. кристаллов це-
лесообразно в качестве независимых деформаций
рассматривать всестороннее сжатие [$K = 1/3 (C_{11} +$
 $+ 2C_{12})$] и сдвиги без изменения объема вдоль $[001]$
в плоскости (100) и вдоль $[\bar{1}10]$ в плоскости (110),
для которых модули сдвига равны соответственно
 $G' = C_{44}$ и $G'' = 1/2 (C_{11} - C_{12})$.

Деформация решетки сопровождается искажением
спектра электронов проводимости, в частности *Ферми*
поверхности. Сильные изменения U_h и $C_{\alpha\beta}$ происхо-
дят, если при деформации поверхность Ферми касается
границы зоны Бриллюэна.

Температурный ход модулей U определяется за-
висимостью от T обоих слагаемых свободной энергии
 $F = U - TS$. Величина U зависит от T из-за тепло-
вого расширения, изменяющего равновесные межа-
томные расстояния на Δl . Если $T > \theta_D$ (θ_D —
Дебаевская температура), $\Delta U \sim \Delta l \sim T$. Колебл.
энтропия при $T > \theta_D$ прил. постоянна (практически
независимо от конкретного вида спектра упругих
колебаний). Вследствие этого выше θ_D модули U ли-
нейно убывают с T . Отступления от этого правила
указывают на особенности спектра кристалла и яв-
ляются предметом многочисленных исследований.
Относит. изменения модулей составляют при комнат-
ной темп-ре 10^{-4} — 10^{-3} на 1° .

Дефекты в кристалле изменяют его энергию U ,
влияют на спектр упругих колебаний и вызывают
явления неупругости (см. *Внутреннее трение*), про-
являющиеся в занижении значений модулей. Напр.,
упругое прогибание сегментов дислокационной сетки
в наклепанном металле снижает модуль сдвига на
несколько %. Переориентация точечных дефектов,
лишенных сферич. симметрии (напр., парных вакан-
сий, внедренных атомов углерода на неэквивалентных
ребрах элементарной ячейки α -железа), под дей-
ствием переменного напряжения также вызывает из-
менение эффективных модулей. Эти неупругие явле-
ния не проявляются в динамич. измерениях при ча-
стотах, превышающих собственную частоту колеба-
ния дефекта.

Модули U поликристаллич. материала находят
усреднением модулей U зерен по ориентациям с уче-
том взаимодействия зерен, ибо на всех границах зерен
должны соблюдаться условия равновесия. В случае
слабой анизотропии задача решается в общем виде [7].

Лит.: 1) Х ан т и н г т о н Г., Упругие постоянные кри-
сталлы, пер. с англ., «УФН», 1961, т. 74, вып. 2, с. 303; вып. 3,
с. 461; 2) Александров К. С., Рыжова Т. В.,
«Кристаллография», 1961, т. 6, вып. 2, с. 289; 3) Н а й Дж.,
Физические свойства кристаллов..., пер. с англ., М., 1960, гл. 8;
4) Л е й б ф р и д Г., Микроскопическая теория механиче-
ских и тепловых свойств кристаллов, пер. с нем., М.—Л.,
1963; 5) Ф р е н к л е Я. И., Введение в теорию металлов,
1960, Вд 15А, Н. 12, С. 1056. (Модули 3-го порядка); 6) Л и ф-
ш и ц И. М., Р о з е н ц в е й г Л. Н., «ЖЭТФ», 1946, т. 16
вып. 11, с. 967 (Модули поликристалла), см. также лит.
к ст. *Упругости теория*. А. Н. Орлов.

УПРУГОСТЬ ВОДЯНОГО ПАРА в а т м о с ф е р е — парциальное давление водяного пара, находя-

щегося в воздухе; измеряется в *мб* или *мм рт. ст.*
 U . в. п. зависит от количества водяного пара в ед.
объема и является одной из характеристик *влажности*
воздуха.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ — ур-ние, связываю-
щее давление p , объем V и темп-ру T физически одно-
родного тела в состоянии термодинамич. равновесия:
 $f(p, V, T) = 0$. У. с. позволяет выразить давление p ,
к-рое является обобщенной силой (т. е. определяет
элементарную работу $\delta A = p\delta V$ при бесконечно ма-
лом расширении δV), через экстенсивный параметр V
и темп-ру T . Такое ур-ние иногда наз. т е р м и ч е-
с к и м У. с., в отличие от к а л о р и ч е с к о г о
У. с., к-рое выражает внутреннюю энергию тела U
через объем и темп-ру: $U = U(V, T)$, или через к.-л.
два параметра из трех: p, V, T .

В общем случае для термодинамич. системы, к-рая
характеризуется n экстенсивными параметрами a_1 ,
 a_2, \dots, a_n и n обобщенными силами X_1, X_2, \dots, X_n ,
элементарная работа равна $\delta A = \sum_i X_i \delta a_i$, где за-

висимость обобщенных сил от экстенсивных пара-
метров и темп-ры определяется n У. с. вида $X_i =$
 $= X_i(a_1, a_2, \dots, a_n, T)$. В частном случае $a_1 = V$,
 $X_1 = p$, а остальные параметры равны нулю.

У. с. является необходимым дополнением к термодинамич. законам, к-рое делает возможным их применение к реальным веществам.

У. с. не может быть выведено с помощью одних
только законов термодинамики, оно определяется из
опыта или рассчитывается теоретически на основе
представления о строении вещества методами стати-
стич. механики. Однако последнее — очень сложная
задача, к-рая может быть решена лишь для простей-
ших моделей.

Из второго начала термодинамики следует
связь между термич. и калорич. У. с. $(\partial U/\partial V)_T =$
 $= T(\partial p/\partial T)_V - p$, откуда следует, что для идеаль-
ного газа $(\partial U/\partial V)_T = 0$. Термодинамика показывает,
что для вычисления как термического, так и калориче-
ского У. с. достаточно знать любой из термодинамич.
потенциалов в виде ф-ции от своих параметров. Напр.,
если известна *свободная энергия* F как ф-ция T и V ,

то $p = -(\partial F/\partial V)_T$, $U = -T^2 \frac{\partial}{\partial T} (F/T)_V$. Если известна энтропия S как ф-ция U и V , то термодинамич. соотношения $p = T(\partial S/\partial V)_U$, $1/T = (\partial S/\partial U)_V$ определяют неявно У. с. Аналогично У. с. определяется, если известен *термодинамический потенциал* Φ как ф-ция p и T или *термодинамический потенциал* Ω как ф-ция V, T и химич. потенциала μ .

Примерами У. с. могут служить *Клапейрона уравнение* для идеального газа $pV = RT$, где V — молярный объем, R — газовая постоянная; *Ван-дер-Ваальса уравнение* для неидеального газа $(p + a/V^2)(V - b) = RT$, где a и b — постоянные, зависящие от природы газа и учитывающие влияние конечности объема молекул и сил притяжения между ними; *вириальное ур-ние* для неидеального газа $p = (RT/V)[1 + NB(T)/V + N^2C(T)/V^2 + \dots]$, где N — число молекул, $B(T), C(T), \dots$ — вириальные коэфф., зависящие от сил взаимодействия между молекулами (см. *Вириальное разложение*). Были предложены также различные эмпирич. У. с., напр. *Битти — Бриджмена уравнение состояния*, *Бертло уравнение состояния*, *Дитеричи уравнение состояния*, *Камерлинг-Оннеса уравнение состояния* и др. Сводку различных У. с. см. [1].

Все У. с. неидеальных газов указывают на существование критич. точки, в к-рой газообразная и жидкая фазы становятся идентичными, хотя они при-
нимны, строго говоря, лишь выше этой точки (см.

Критическое состояние). Если U . с. представить в виде приведенного уравнения состояния $F(p/P_{кр}, V/V_{кр}, T/T_{кр})$, где $P_{кр}$, $V_{кр}$, $T_{кр}$ — критич. значения давления, объема и темп-ры, то при не слишком низких темп-рах ф-ция F мало меняется для различных веществ (закон соответственных состояний, см. *Соответственные состояния*).

Для жидкостей нет пока надежных теоретич. U . с. Ур-ния Ван-дер-Ваальса и вириальное, хотя и применяются для качественной оценки поведения жидкостей, но, по существу, не справедливы ниже критич. точки, когда возможно сосуществование жидкой и газообразной фаз. U . с. жидкостей можно получить из приближенных теорий типа теории свободного объема, дырочной теории жидкостей или их различных модификаций (см. *Жидкости*). Однако эти теории носят еще предварительный характер и трудно оценить степень их точности.

Для твердых тел U . с. есть зависимость модулей упругости в *Гаука законе* от темп-ры и давления. Свободная энергия твердого тела и модули упругости могут быть рассчитаны лишь для простых моделей твердого тела. Напр., для идеального изотропного кристалла U . с. можно получить на основе *Дебая модели твердого тела*, рассматривающей кристалл как непрерывную упругую среду, способную совершать колебания от нулевой до дебаевской предельной частоты. Эта модель приводит при низких темп-рах к *Дебая закону теплоемкости*, а при высоких — к *Дюлонга и Пти закону*. Для промежуточных темп-р можно воспользоваться дебаевской интерполяционной ф-лой. Следующим приближением является борновская модель твердого тела, рассматривающая движение кристалла как совокупность гармонич. нормальных колебаний атомов решетки. Эта модель учитывает дисперсию в спектре колебаний кристаллич. решетки и существование как акустич., так и оптич. ветвей колебаний. Ограничение гармонич. колебаниями решетки является лишь первым приближением теории. Для объяснения коэфф. теплового расширения следует учитывать ангармонические колебания.

Для построения эмпирических U . с. используются данные о *теплоемкости и сжимаемости* тел, а также термодинамич. соотношения.

Для равновесного излучения (или фотонного газа) U . с. выражается *Планка законом излучения* для средней плотности энергии с учетом связи давления света с плотностью энергии.

Для магнитных сред элементарная работа при намагничении равна $\delta A = -H\delta M$, где M — магнитный момент, являющийся экстенсивным параметром, H — напряженность магнитного поля, играющая роль обобщенной силы (со знаком минус). Следовательно зависимость $M = M(H, T)$ представляет собой магнитное U . с. (см. *Ферромагнетизм*). Для электрически поляризуемых сред элементарная работа при поляризации равна $\delta A = -E\delta P$, где P — поляризация (см. *Поляризация диэлектриков*), E — напряженность электрич. поля, следовательно, U . с. имеет вид $P = P(E, T)$.

Статистич. механика позволяет в принципе вычислить термодинамич. потенциалы, а следовательно, и U . с. (см. *Статистическая задача многих тел*).

Лит.: 1) Вукалович М. П., Новиков И. И., Уравнение состояния реальных газов, М.—Л., 1948. См. также лит. к ст. *Статистическая физика и Термодинамика*.

Д. Н. Зубарев.

УРАВНЕНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ — дифференциальные ур-ния с частными производными, а также нек-рые родственные ур-ния иных типов (интегральные, интегро-дифференциальные и т. д.), к к-рым приводит математич. анализ физич. явлений. U . м. ф. могут быть истолкованы как математич.

выражение физич. законов; участвующие в ур-ниях величины имеют при этом непосредственный физич. смысл. Основные примеры U . м. ф. — *волновое уравнение*, *Лапласа уравнение*, *теплопроводности уравнение*.

УРАН, U — радиоактивный химич. элемент; порядковый номер 92, ат. вес 238,03. По ряду химич. свойств может быть отнесен к VI гр. периодич. системы, однако по др. свойствам его следует отнести к *актиноидам*, принадлежащим к III гр. Эта сложность химич. поведения U . обусловлена близостью энергетич. уровней подгрупп 5f- и 6d-электронной оболочки, взаимное расположение к-рых может изменяться даже при изменении химич. состава соединения, в к-рое входит U . Природный U . состоит из 3 изотопов: U^{238} (UI), U^{235} (AcU — актиноуран) и U^{234} (UII); их распространенности соответственно равны: 99,2739%, 0,7204% и 0,0057%. Стабильных изотопов U . не имеет. Получен ряд искусственных изотопов U . (см. табл. изотопов в V т.).

U^{238} и U^{235} — родоначальники двух естественных радиоактивных семейств (урана-радия и актиния). Изотоп U^{234} входит в семейство урана-радия (см. *Радиоактивные семейства*). Конечные продукты распада U^{238} и U^{235} — гелий и стабильные изотопы свинца Pb^{206} и Pb^{207} . Накопление этих элементов в природных объектах, содержащих U . (горные породы, минералы, метеориты и т. д.), позволяет установить абс. геологич. или космич. возраст исследуемого объекта. Нек-рые изотопы U . претерпевают спонтанное деление (см. табл. изотопов в V т.). При этом образуются элементы середины периодич. системы.

Чрезвычайно важное свойство изотопов U . — их способность к делению при захвате нейтронов. Деление U^{233} и U^{235} идет на тепловых нейтронах; порог деления $U^{238} \sim 1,1$ Мэв. Это свойство определяет использование изотопов U как ядерного топлива, а также взрывчатого вещества в ядерном оружии. Изучено также деление изотопов U под действием заряженных частиц, γ -квантов и нейтронов высокой энергии (см. *Ядра атомного деления*).

Содержание U в земной коре $\sim 3 \cdot 10^{-4}\%$ весовых. U встречается также в природных водах (10^{-11} — $10^{-8}\%$) и в почвах (10^{-5} — $10^{-4}\%$).

Получение изотопов урана. Основные методы выделения U^{235} : 1) Разделение изотопов с помощью газовой диффузии сквозь пористые перегородки. В качестве диффундирующего газа используется гексафторид урана UF_6 . 2) Разделение изотопов в газовой центрифуге. 3) Разделение с помощью электромагнитного сепаратора; обычно U предварительно обогащают по методу газовой диффузии. 4) Метод сопел Лавала. При прохождении смеси газов под давлением через сопла Лавала смесь обогащается на периферии потока легким компонентом, а в центре — тяжелым.

U^{233} получается из Th при облучении последнего нейтронами по схеме: $Th^{232} (n, \gamma) Th^{233} \xrightarrow{\beta^-} Pa^{233} \xrightarrow{\beta^-} U^{233}$. Отделение U^{233} от Th производится радиохимич. методами.

U^{239} образуется при облучении U^{238} нейтронами в ядерном реакторе. U^{239} распадается с образованием Np^{239} и затем Pu^{239} . U^{237} можно получить по реакциям $U^{238} (n, 2n)$; $U^{238} (d, t)$ и $U^{238} (\alpha, nd)$. U^{237} и U^{239} можно отделить от основной массы урана-мишени методом, основанным на *Сцилларда — Чалмерса эффекте*. В этом случае в качестве исходных соединений применяют комплексные соединения U .

Физические и химические свойства урана. U — серебристый, блестящий металл, сравнительно мягкий и хорошо поддающийся механич. обработке. Плотн. 19,05 г/см³, t° пл. 1133° С. Известны 3 аллотропич. формы U : α (ромбическая), β (кубич. или ромбич.) и γ (объемноцентрированная

кубич. решетка). Темп-ры переходов: $\alpha \rightarrow \beta$ при 662°C , $\beta \rightarrow \gamma$ при 772°C . Металлич. У химически активен; способен давать сплавы и интерметаллич. соединения со мн. металлами. Чистый металлич. У получают восстановлением UF_4 кальцием или магнием. Разработана методика получения небольших количеств металлич. U^{233} и U^{235} высокой чистоты (путем восстановления UO_2 кальцием). Металлич. У сильно изменяется под действием излучения (особенно сильны радиац. нарушения, вызванные осколками деления) и при температурной обработке (возникновение пористости, появление трещин на поверхности; увеличение пластичности в условиях облучения и др.). У коррозионно весьма нестоек. Поэтому для изготовления теплопроводящих элементов часто применяют сплавы У (напр., с Al), его соединения (окислы, карбид) или смеси У с графитом, ВеО и т. д. В химич. соединениях У имеет валентности 3, 4, 5, 6.

Методы анализа: колориметрический, весовой, спектрофотометрический, полярографический, люминесцентный. Радиометрич. метод м. б. использован для определения радиоактивной чистоты У (по α -активности U^{238} и U^{234}). Эманационный метод определения У в минералах (по радону) предполагает наличие в образце радиоактивного равновесия.

Одна из важнейших задач радиохимии У — разработка методов очистки ядерного горючего от осколков деления и от плутония.

Многие изотопы У применяются в химич. и физич. исследованиях как радиоактивные индикаторы (U^{237} , U^{238} , U^{235} , U^{234} , U^{233}).

Лит.: Кад Дж., Рабинович Е., Химия урана, пер. с англ., [кн. 1], М., 1954.

УРОВЕНЬ ГРОМКОСТИ — выражение громкости данного звука или шума через *уровень звукового давления* стандартного чистого тона сравнения с частотой 1000 гц, к-рый признается равным ему по громкости. Единица У. г. — фон; число фон для данного звука равно числу децибел соответствующего тона сравнения. У. г. чистых тонов определяется по их уровню звукового давления и частоте с помощью кривых равной громкости.

Определение У. г. для сложных звуков и шумов производится путем нахождения значения громкости в *сонах* (см. также *Громкость*). И. Г. Русаков.

УРОВЕНЬ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ — выраженное по шкале децибел значение отношения величины данного звукового давления к исходному, условно пороговому звуковому давлению $p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ н/м}^2$. Число децибел У. з. д. $N = 20 \lg (p/p_0)$, где p — среднеквадратичное значение данного звукового давления. При измерении шума чаще употребляется величина уровня звука (или шума), соответствующая измерению данного шума шумомером, имеющим коррекцию чувствительности, приближенно отражающую характеристику чувствительности уха, — по кривой А для тихих звуков, В — для средних и С — для громких (см. *Шумомер*). Единица уровня звука наз. децибел с отметкой в скобках А, В или С; например, *дб (А)*. Иногда употребляется также *уровень интенсивности*, для которого число децибел $N = 10 \lg (I/I_0)$, где I — интенсивность звука, а $I_0 = 10^{-12} \text{ вт/м}^2$. И. Г. Русаков.

УРОВЕНЬ ЗНАЧИМОСТИ как о г л о б а л ь н о е статистическое правило — наибольшая вероятность α , с к-рой это правило может дать ошибочный результат. Дополнит. величину $1 - \alpha$ называют иногда «коэффициентом надежности» или «коэффициентом доверия» статистич. правила. Понятие «У. з.» возникло в связи с задачей о проверке согласованности теории с опытными данными. Пусть, напр., имеются n наблюдаемых значений случайной величины ξ и пусть требуется проверить гипотезу H ,

закрывающуюся в том, что *распределение* случайной величины ξ обладает некоторыми определенными свойствами. Для решения этой задачи вводят подходящую меру D отклонения выборки от гипотетич. распределения и с помощью выборочного распределения величины D определяют такое число D_α , чтобы вероятность неравенства $D > D_\alpha$ не превышала заданного У. з. α при любом «допустимом» с точки зрения гипотезы H распределении ξ . Если в данном конкретном случае оказывается, что $D > D_\alpha$, то говорят, что выборка значимо отклоняется от гипотетич. распределения (в этом случае гипотеза H отвергается). Если же $D \leq D_\alpha$, то статистич. данные считают согласующимися с гипотезой H . Статистич. правила подобного рода называются критериями значимости, а число D_α — предельной значимости, соответствующим У. з. α . См. *Статистическая проверка гипотез*.

УРОВЕНЬ ИНТЕНСИВНОСТИ звука — см. *Уровень звукового давления*.

УРОВНЕМЕР жидкостей — прибор для измерения высоты уровня воды в открытых водоемах, закрытых сосудах и резервуарах. Существует много видов У.: линейные, основанные на измерении высоты уровня рейкой; У. типа сообщающихся сосудов; поплавковые типа *лимниграфа*; гидростатические, в к-рых измерит. системой являются *манометры* различных конструкций; электрические (контактные), где в контролируемую жидкость помещают несколько пар контактов на разной высоте сосуда и каждую из них соединяют с приемником; емкостные, действующие по принципу измерения электрич. емкости, зависящей от изменения уровня жидкости; фотоэлектрические, контролирующие уровень посредством светового пучка, воздействующего на фотоэлемент; ионизационные, основанные на измерении ионизационного тока, возникающего в зависимости от измеряемого уровня; У. с радиоактивными изотопами, на излучения к-рых реагирует измерит. устройство У.

Если непосредственное наблюдение за изменением уровня затруднено или показания должны быть переданы на расстояние, У. снабжаются дистанционной системой измерения с датчиком и вторым указывающим или регистрирующим прибором.

Лит.: 1) Преображенский В. П., Технические измерения и приборы, 2 изд., М.—Л., 1963; 2) Крассицкий С. П., Автоматика на сооружениях гидроэлектрических станций, М.—Л., 1954.

УРОВНИ ЭНЕРГИИ АТОМА — значения энергии, к-рые атом может принимать в процессе возбуждения. Совокупность У. з. а. образует спектр атома. См. *Атом.*, *Атомные спектры*, *Спектроскопия атомная*.

УРОВНИ ЭНЕРГИИ ЯДРА — значения энергии, к-рые ядро может принимать в процессе возбуждения. Совокупность У. з. я. образует спектр ядра. См. *Ядерная спектроскопия*.

УСИЛЕНИЕ АНТЕННЫ — способность антенны концентрировать в заданном телесном угле большую плотность энергии, чем эталонная ненаправленная антенна. Эта способность характеризуется коэфф. усиления, к-рый определяется как произведение коэфф. направленного действия антенны (к. н. д.) на кпд.

УСИЛИТЕЛИ ПОСТОЯННОГО ТОКА — электрические устройства для усиления медленно меняющихся во времени напряжений или токов; строятся по типу *рестатного усилителя*, т. к. при частоте $\omega \rightarrow 0$ анодными нагрузками могут быть только активные сопротивления R_a . Для усиления очень медленно изменяющихся напряжений или их быстрых скачков, после к-рых напряжение может оставаться долго неизменным, емкостная связь (разделит. емкость C_p) между усилит. ступенями невозможна, т. к. коэфф. передачи переходной цепочки $R_c C_p$ (R_c — со-

противление утечки сетки) при частоте сигнала $\omega \rightarrow 0$ также $\rightarrow 0$. Поэтому в простейших У. п. т. применяется непосредственная (гальваническая) связь между ступенями, осуществляемая через разделит. батареи E_1, E_2 (рис. 1).

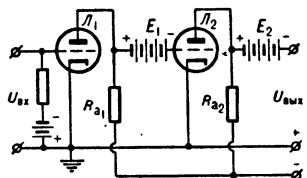


Рис. 1. Усилитель постоянного тока с разделительными батареями.

противление и крутизна характеристики лампы). Это значение K сохраняется вплоть до $\omega = 0$, что является основной особенностью У. п. т. по сравнению с др. усилителями электрических сигналов. Частотная характеристика У. п. т. в области высоких частот совпадает с частотной характеристикой усилителя переменного напряжения (рис. 2) и определяется величинами паразитных емкостей и R_a . Выходное напряжение У. п. т. при отсутствии входного сигнала обычно компенсируется, и на выходе регистрируется лишь изменение напряжения, связанное с приходом входного сигнала. Это также особенность У. п. т., т. к. при большом начальном напряжении существенно снижается точность измерения его небольших изменений. Если на выходе У. п. т. регистрируется изменение тока $\Delta I_{\text{вых}}$, связанное с изменением входного напряжения $\Delta U_{\text{вх}}$, то усиление У. п. т. удобно характеризовать крутизной $S_{\text{ус}} = \Delta I_{\text{вых}} / \Delta U_{\text{вх}}$, достигающей десятков a/v .



Рис. 2. Частотные характеристики усилителя постоянного тока (а) и усилителя переменного напряжения (б).

Чтобы избежать большого числа разделит. батарей, часто применяется потенциометрич. связь

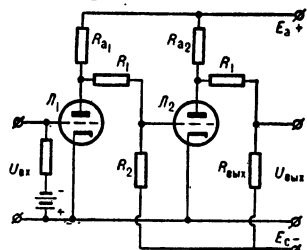


Рис. 3. Усилитель с потенциометрич. связью.

изменения $U_{\text{вых}}$, сравнимые или большие, чем действие входного сигнала. Выходное напряжение У. п. т. при $U_{\text{вх}} = 0$ обычно беспорядочно колеблется ок. нулевого положения, к-рое, в свою очередь, смещается во времени (дрейф нуля), требуя систематич. регулировки компенсационного напряжения или тока (рис. 4).

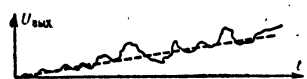


Рис. 4. Дрейф нуля.

Некоторое уменьшение дрейфа нуля достигается стабилизацией питания всего усилителя (включая накалы ламп) или питанием от аккумуляторных батарей при систематич. их подзарядке. Однако это не обеспечивает достаточной стабильности нуля из-за изменения эмиссии катодов, флуктуаций контактной разности потенциалов и др.

причин, приводящих к систематич. дрейфу нуля (\sim неск. me в ч).

Значит. уменьшение дрейфа нуля достигается в балансных или мостовых схемах У. п. т. (рис. 5). При подборе ламп с одинаковыми параметрами и спец. подобранных сопротивлений R_{a1} и R_{a2} можно установить на нуль (при $U_{\text{вх}} = 0$) показания гальванометра G , включенного между анодами L_1 и L_2 . При изменении входного напряжения (т. е. при изменении напряжения на сетке одной из ламп) баланс схемы нарушается и гальванометр показывает ток, пропорциональный входному напряжению. При небольших изменениях напряжения питания баланс схемы нарушается незначительно, т. к. эти изменения действуют одновременно на обе лампы. Изменение эмиссии одного из катодов также сказывается значительно слабее за счет отрицательной обратной связи через катодное сопротивление R_k . Балансные У. п. т. позволяют измерять изменение входного тока $\sim 10^{-8}$ а при входном сопротивлении \sim неск. Mom . Еще большую стабильность нуля обеспечивает У. п. т. с катодной компенсацией, в к-рых дрейф нуля обусловлен только флуктуационными процессами в схеме.

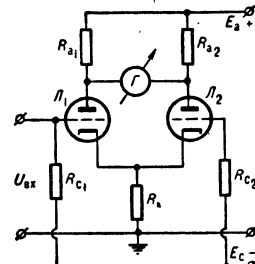


Рис. 5. Балансный усилитель постоянного тока.

Если внутри сопротивление источника входного сигнала велико, то целесообразно применять У. п. т. с 100% отрицательной обратной связью, к-рая, не уменьшая дрейфа, уменьшает постоянную времени входной цепи, что позволяет регистрировать быстро протекающие процессы. У. п. т. выполняет в этом случае роль трансформатора сопротивлений, позволяющего заменить измерение малого входного тока, протекающего через большое входное сопротивление $R_{\text{вх}}$, измерением большого тока, текущего через небольшое сопротивление $R_{\text{вых}}$ (рис. 6). Коэфф. усиления У. п. т. с 100% отрицательной обратной связью $K' = R_{\text{вх}} / R_{\text{вых}}$, а постоянная времени входной цепи $\tau_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} C_{\text{п}} / K$, где $C_{\text{п}}$ — входная паразитная емкость, K — коэфф. усиления У. п. т. без обратной связи.

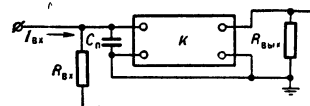


Рис. 6. Блок-схема усилителя с отрицательной обратной связью.

Из-за нестабильности нуля и высокого уровня флуктуаций целесообразно (если это возможно) усиливать переменное напряжение, амплитуда к-рого пропорциональна величине измеряемого сигнала. Напр., слабый световой поток, падающий на фотозлемент, прерывают обтуратором, а появившееся в цепи фотозлемента переменное напряжение усиливается усилителем переменного напряжения. Иногда применяются устройства, преобразующие постоянное входное напряжение в переменное при помощи спец. преобразователей, синхронно работающих на входе и выходе от общего механич. привода. Такие устройства позволяют измерять входные напряжения \sim долей me и токи до 10^{-17} а при высокоомных источниках. Однако У. п. т. с механич. преобразователями не нашел распространения из-за трудностей изготовления стабильно работающих преобразователей. Лучшие результаты дает преобразование постоянного тока в переменный (У. п. т. с несущей частотой); усиливаемое постоянное напряжение управляет амплиту-

дой переменного, к-рое усиливается обычным усилителем переменного напряжения с последующим выпрямлением его на выходе усилителя. У. п. т. с несущей частотой, удобные при работе с низкоомными источниками (напр., термопара), дают возможность производить регистрацию входных напряжений порядка дес. мкв при значит., однако, дрейфе нуля.

Лит.: 1) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 3 изд., М., 1955; 2) Санин А. А., Электронные приборы ядерной физики, 2 изд., М., 1964. А. А. Брандт.

УСИЛИТЕЛЬ электрических сигналов — устройство, увеличивающее интенсивность электрич. сигнала за счет энергии постороннего источника (рис. 1). Управляемый элемент У. регулирует поступление энергии от источника энергии к потреби-

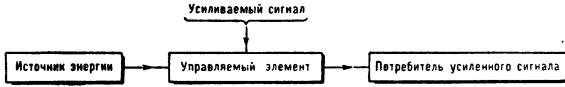


Рис. 1. Блок-схема усилителя.

телю усиленного сигнала. Усиливаемый сигнал служит как бы шаблоном: поступление мощности от источника к потребителю меняется в соответствии с формой сигнала.

В зависимости от того, что является управляемым элементом: электронная лампа, полупроводниковые триод или диод, насыщающийся магнитный дроссель, нелинейный конденсатор или электрич. машина, различают: *ламповые усилители, полупроводниковые усилители, магнитные усилители, диэлектрические усилители*, электромашинные У. В *квантовых усилителях* управляемым элементом являются группы молекул, находящиеся в объемном резонаторе и возбужденные за счет облучения их электромагнитным полем от постороннего источника; под действием усиливаемого сигнала эти молекулы отдают энергию резонатору в виде *индуцированного излучения*, переходя на более низкий энергетич. уровень.

У. классифицируются также по характеру усиливаемого сигнала: очень медленно меняющиеся во времени сигналы усиливаются *усилителями постоянного тока*, сигналы звуковых частот — У. низкой частоты, телевизионные сигналы изображения — *видеоусилителями*, импульсы — *усилителями электрических импульсов*, высокочастотные сигналы — *резонансными усилителями* и *полосовыми усилителями*.

Основная характеристика У. — коэфф. усиления — характеризует относит. увеличение интенсивности сигнала. Т. к. усиление сигнала всегда сопровождается некоторым его искажением, то отношение мгновенных значений сигнала на выходе У. к мгновенным значениям на его входе неоднозначно (рис. 2). Поэтому о коэфф.

усиления строго можно говорить только применительно к сигналу нек-рой определенной формы (опорному сигналу), к-рым обычно служит синусоида (гармонич. электрич. колебание). При этом комплексный коэфф. усиления:

$$K = \dot{U}_{\text{вых}} / \dot{U}_{\text{вх}} = |\dot{K}| \exp(i\varphi),$$

где $\dot{U}_{\text{вх}}$ и $\dot{U}_{\text{вых}}$ — комплексные амплитуды входного и выходного гармонич. напряжений (см. *Комплексных*

амплитуд метод). Для колебаний разных частот ω \dot{K} имеет разную величину как по модулю $|\dot{K}|$, так и по фазе φ . Зависимость $|\dot{K}|$ и φ от ω наз. *частотной характеристикой* коэфф. усиления (рис. 3). В случае несинусоидального сигнала, разлагая его в ряд или интеграл Фурье, можно определить усиление для каждой спектральной компоненты сигнала. Выполнив затем обратное преобразование Фурье, находят усиленный сигнал. В зависимости от того, какая характеристика усиливаемого сигнала наиболее существенна (напряжение, ток или мощность), вводятся понятия коэфф. усиления по напряжению, по току или по мощности (во всех случаях мощность выходного сигнала больше входной).

Принято считать, что У. не вносит искажений, если форма сигнала не изменяется, т. е. если после усиления сигнал может быть представлен в виде:

$$u_{\text{вых}}(t) = K_0 u_{\text{вх}}(t - \tau),$$

где коэфф. усиления K_0 и запаздывание τ — постоянные величины. Условие отсутствия искажений сводится к требованию, чтобы частотная характеристика коэфф. усиления имела вид, показанный пунктиром на рис. 3, при этом $\text{tg } \alpha = \tau$. Такую идеальную частотную характеристику У. осуществить невозможно, можно лишь приблизиться к ней с той или иной точностью в нек-рой области частот наз. *полосой пропускания* У. Полосу пропускания характеризуют

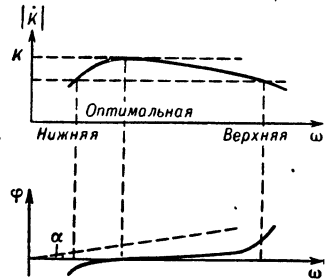


Рис. 3. Частотная характеристика коэффициента усиления.

верхней, нижней и оптимальной частотами. Обычно границы полосы пропускания определяются уменьшением коэфф. усиления относительно оптимального в два раза по мощности либо в $\sqrt{2}$ раз по напряжению или току (3 дб).

Помимо линейных или частотных искажений, обусловленных неравномерностью частотной характеристики коэфф. усиления, усиление сопровождается нелинейными искажениями (появление гармоник и комбинационных частот в спектре выходного сигнала), к-рые не поддаются учету так же хорошо, как линейные. Величина нелинейных искажений сильно зависит от амплитуды усиливаемого сигнала. Для их количеств. оценки пользуются коэфф. гармон. k (корень квадратный из отношения энергии гармоник к энергии основной частоты на выходе У. при синусоидальном входном сигнале). Для оценки предельно больших величин сигнала, при к-рых нелинейные искажения еще практически отсутствуют, служит *амплитудная характеристика* У. (рис. 4).

Предельная чувствительность У. характеризуется миним. величиной (уровнем) сигнала, к-рый превышает собств. шумы У. Существует много источников шумов в У., разных в зависимости от вида У.; все У. обладают тепловыми шумами, возникающими за счет активных потерь. Средняя квадратичная эдс этих шумов определяется ф-лой Найквиста: $\bar{U}_{\text{ш}}^2 = 4kTR\Delta f$, где k — постоянная Больцма-

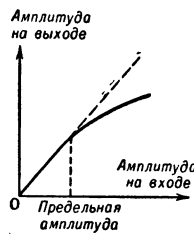


Рис. 4. Амплитудная характеристика усилителя.

на, T — абс. темп-ра, Δf — полоса пропускания $У.$, R — активное сопротивление цепи (см. *Флуктуации электрические*). Часто для удобства расчетов др. источники шумов (напр., *дробовой эффект*) приводят к нек-рым эквивалентным шумовым сопротивлениям, создающим шумы равной интенсивности. Важная характеристика $У.$ — шум-фактор:

$$F = \frac{P_{вх}/kT_0}{P_{вых}/P_{ш}} = \frac{P_{ш}}{kT_0 B K_M}$$

Здесь $P_{вх}$ — номинальная мощность входного сигнала, $kT_0 B$ — идеальная номинальная входная мощность теплового шума при стандартной темп-ре $T_0 = 290^\circ K$, $P_{вых}$ — номинальная мощность выходного сигнала, $P_{ш}$ — номинальная выходная мощность шума, K_M — коэфф. усиления по мощности.

М. Д. Карасев.

УСИЛИТЕЛЬ ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ — усилитель мощности, в к-ром с помощью небольшой мощности, расходуемой на управление, можно управлять значит. мощностью потока рабочей жидкости, поступающей от внешнего источника (насос, аккумулятор). $У. г.$ широко применяются в системах автоматики для усиления сигналов и управления гидравлич. исполнит. механизмами. Мощность, поступающая от $У. г.$ к исполнит. механизмам, может превышать мощность управления в десятки тысяч раз.

Наибольшее распространение получили 3 типа $У. г.$: с золотником, с соплом-заслонкой и со струйной трубкой. На рис. 1 показана простейшая схема $У. г.$ с золотником, состоящим из цилиндрич. гильзы 1 и штока 2 с буртиками 3. В стенке гильзы расположено неск. окон, к к-рым подведены трубопроводы 4, соединяющие усилитель с источником питания, исполнит. механизмом и линией слива. В нейтральном положении буртики перекрывают окна в гильзе (пунктирные линии на рис. 1). При перемещении штока чувствит. элементом буртики смещаются с нейтрального положения, открывая окна в гильзе. Через одну секцию окон рабочая жидкость поступает к исполнит. механизму, поршень к-рого приходит в движение, преодолевая внешнюю нагрузку и совершая необходимую операцию. Через др. окна рабочая жидкость идет из исполнит. механизма на слив.

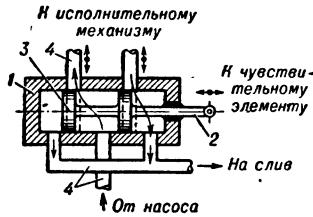


Рис. 1.

В $У. г.$ с соплом-заслонкой (рис. 2) рабочая жидкость подается под постоянным давлением, протекает через дроссель 1, междроссельную камеру 2, сопло 3 и зазор между торцом сопла и заслонкой 4. В нейтральном положении давление в междроссельной камере, соединенной с исполнит. механизмом, позволяет уравновесить нагрузку на его поршне. При перемещении заслонки чувствит. элементом изменяется гидравлич. сопротивление зазора между торцом сопла и заслонкой. В результате изменяются расход жидкости через сопло и давление ее в междроссельной камере и исполнит. механизм приходит в движение.

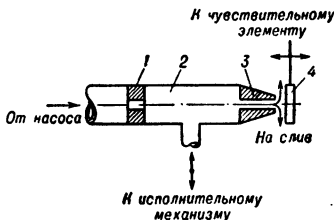


Рис. 2.

На рис. 3 изображена принципиальная схема $У. г.$ со струйной трубкой. Последняя представляет собой трубку 1, из конич. насадка к-рой с большой скоростью истекает струя рабочей жидкости, подводимой к усилителю от источника питания. В нейтральном положении струя жидкости одинаково перекрывает вход-

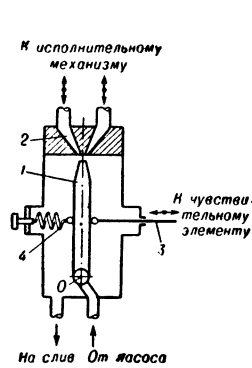


Рис. 3.

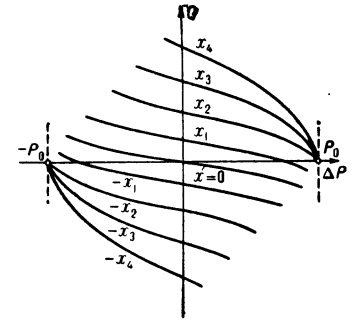


Рис. 4. Статич. характеристика гидравлич. усилителя с золотником при постоянном давлении P_0 источника питания.

ные окна конических расходящихся приемных сопел 2 и создает в них одинаковые давления. Разность усилий, приложенных к трубке со стороны чувствит. элемента (через толкатель 3) и пружины 4, вызывает поворот струйной трубки вокруг оси O . При этом в одном из приемных сопел давление падает, а в другом возрастает. Перепад давлений на поршне исполнит. механизма приводит его в движение.

Осн. статич. характеристика $У. г.$ — зависимость расхода рабочей жидкости Q от перепада давлений ΔP на выходе усилителей при различных постоянных перемещениях x их подвижных элементов [штока с буртиками (рис. 4), заслонки или струйной трубки]. По этой характеристике определяются коэфф. усиления по давлению $k_P = [\partial(\Delta P)/\partial x]_{Q=0}$ и по расходу рабочей жидкости $k_Q = [\partial Q/\partial x]_{\Delta P=0}$. Эти коэфф.

влияют на динамич. свойства $У. г.$, к-рые оцениваются при помощи постоянных времени или амплитудно-фазовых характеристик.

Лит.: 1) Карасев И. М., Гидравлические усилители, М.—Л., 1959; 2) Хохлов В. А., Гидравлические усилители мощности, М., 1961; 3) Карасев И. М., Гидравлические элементы систем автоматического регулирования, М., 1963. И. М. Карасев.

УСИЛИТЕЛЬ ПНЕВМАТИЧЕСКИЙ служит для усиления по величине или по мощности (или же по величине и мощности одновременно) сигнала, поступающего на его вход в виде давления сжатого воздуха. Усиление входного сигнала осуществляется за счет внешней энергии, поступающей от источника питания сжатым воздухом. $У. п.$ используются как самостоят. устройства в системах пневмоавтоматики или как конструктивные элементы или узлы пневматич. регуляторов, датчиков, приборов вычислит. техники, различного рода преобразователей и пр. На рис. 1 показаны схема и характеристика $У. п.$ мембранного типа, реализующего ф-цию $P_{вых} = k(P_1 - P_2)$, где $P_{вых}$, P_1 и P_2 — выходной и 2 входных сигнала, к-рые могут изменяться в диапазоне от 0 до давления источника питания $P_{пит}$, k — коэфф. усиления по давлению. Усилитель состоит из четырех камер 1 — 4,

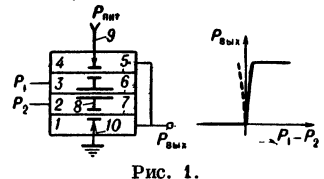


Рис. 1.

разделенных тремя гибкими мембранами 5—7 с жесткими центрами, соединенными общим штоком 8. Торцы этого штока служат заслонками сопел 9 и 10. Сопло 9 соединено с источником питания, сопло 10 служит для сообщения выходной линии усилителя с атмосферой. Жесткий центр средней мембраны (а следовательно, и ее эффективная площадь) больше жестких центров крайних мембран. Камеры 1 и 4 соединены между собой и с выходной линией усилителя. Когда $P_1 > P_2$, мембранный блок перемещается вниз, в результате чего выпускное сопло 10 закрывается, а сопло 9 открывается и на выход усилителя поступает воздух из линии питания. В этом типе усилителя отсутствует отрицат. обратная связь и величина коэфф. усиления $k \approx 250$ определяется в основном жесткостью мембранного блока и качеством выполнения каждой пары сопла и заслонки.

На рис. 2 показан усилитель мощности с $k = 1$. Входной сигнал $P_{вх}$ подводится к камере 4, расположенной над мембранами 5, 6. Под мембранами находится камера 2, соединенная с выходной линией усилителя. Воздух в эту камеру поступает из камеры 1 (связанной с линией питания) через шариковый клапан, открывающийся при опускании мембран под действием давления $P_{вх}$. Опо-

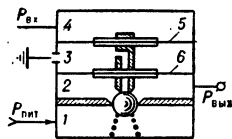


Рис. 2.

рождение выходной линии осуществляется через канал в штоке, соединяющем мембраны, и через камеру 3, сообщающуюся с атмосферой. Усиление по мощности достигается за счет большого проходного сечения шарикового клапана. Т. к. эффективные площади обеих мембран равны, в статич. режиме $P_{вх} = P_{вых}$, т. е. $k = 1$. Если же установить нижнюю мембрану с меньшей эффективной площадью, чем верхняя, то усиление будет осуществляться не только по мощности, но и по давлению: $k = P_{вых}/P_{вх} = F/f$, где F и f — эффективные площади верхней и нижней мембран.

На рис. 3 приведены схема и характеристика П. у. струйного типа, принцип работы к-рого основан на аэродинамич. взаимодействии струй воздуха. Усилитель состоит из силового сопла 1, соединенного с источником питания, канала управления 2 и приемного канала 3, связанного с выходной линией усилителя. Струя воздуха под давлением $P_{пит}$ при управлении

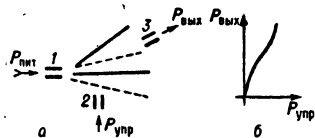


Рис. 3.

сигнале $P_{упр} = 0$ проходит мимо приемного канала (пунктир на рис.) и $P_{вых} = 0$. По мере увеличения $P_{упр}$ струя, вытекающая из канала 2, все более отклоняет силовую струю к приемному каналу и $P_{вых}$ растет. При нек-ром значении $P_{упр}$ осевая линия струи совмещается с каналом 3 и $P_{вых}$ принимает макс. значение.

Существуют также П. у. золотникового типа, аналогичные усилителям гидравлическим, в к-рых рабочей средой служит не жидкость, а воздух.

Лит.: 1) Пневмо- и гидроавтоматика. Сб. статей, М., 1964; 2) З ал м а н з о н Л. А., Пневмоника, М., 1964.

Г. Т. Березовцев.

УСИЛИТЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ — устройство для усиления быстро изменяющихся электрич. сигналов (импульсов). Особенность У. э. и. — широкополосность, т. е. воспроизведение с малыми искажениями широкого спектра частот сигнала (широкополосный усилитель). Правильная

передача крутых фронтов импульсов требует от У. э. и. неискаженного усиления высоких частот, а плоских участков импульсов — низких частот. Полоса пропускания У. э. и. обратно пропорциональна длительности усиливаемых импульсов. У. э. и. широко применяется в радиолокации, телевидении, экспериментальной физике, в автоматических и счетно-решающих устройствах.

Схемы и конструкции У. э. и. разнообразны и выполняются на электронных лампах (ламповые усилители), транзисторах (полупроводниковые усилители), параметрич. диодах (параметрические усилители) и туннельных диодах.

На рис. 1 показана схема трехламповой секции У. э. и., применяемого в ядерной физике. Глубокая отрицательная обратная связь (цепочка RC) обеспечивает высокую стабильность коэфф. усиления $k \approx [(R + R_1)/R_1] = 100$; подстроенная емкость C улучшает правильность передачи фронтов импульсов; схема позволяет усиливать без заметных искажений импульсы длительностью $\tau = 0,1 - 100$ мксек. Более короткие импульсы не проходят через усилитель из-за инерционности сеточных цепей, определяющей время нарастания У. э. и. ($\tau_{мин} \sim 0,1$ мксек). В время спада У. э. и., обусловленное постоянными времени переходных цепей между анодами и

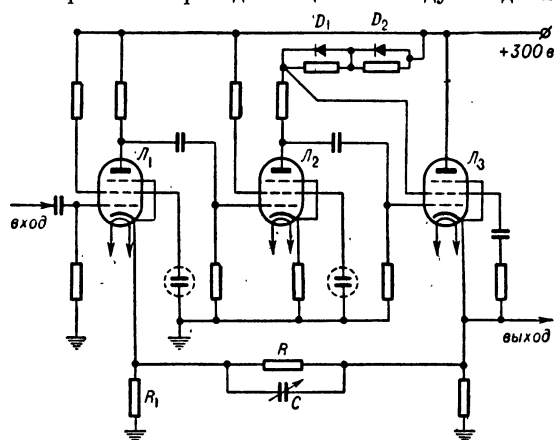


Рис. 1. Трехступенчатая секция лампового усилителя импульсов [1].

сетками ламп, ограничивают $\tau_{макс}$ усиливаемых импульсов ($\tau_{макс} \sim 100$ мксек). Для расширения линейной части амплитудной характеристики У. э. и. применяется положит. обратная связь с выхода катодного повторителя (лампа L_3) на анодную цепь лампы L_2 с отключением анодного питания диодными D_1, D_2 . Для положит. импульсов это расширяет линейную часть характеристики примерно вдвое и при напряжении источника питания в 300 в амплитуда линейно усиливаемых импульсов может достиг 180 в [1].

В типичной схеме транзисторной секции У. э. и., применяемого в телевидении для усиления сигналов изображения (рис. 2), содержатся 3 однотипных транзистора. Стабильность усиления обеспечивается отрицательной обратной связью с выходного транзистора T_3 цепью RC на входной транзистор T_1 . Подбор наилучшего воспроизведения пологих участков и фронтов усиливаемых сигналов изображения производится регулировкой сопротивлений R и емкости C_1 . Полоса пропускания схемы рис. 2 ~ 12 Мгц, коэфф. усиления 20, макс. выходная амплитуда 1,2 в [2].

Для усиления очень коротких (наносекундных) импульсов применяются распределенные усилители. В

распределенных У. э. и. к одной анодной нагрузке R_a подключено неск. усилит. ламп, но не параллельно, а через разделит. индуктивности L_a (рис. 3). Т. о., анодные цепи ламп образуют искусственную линию

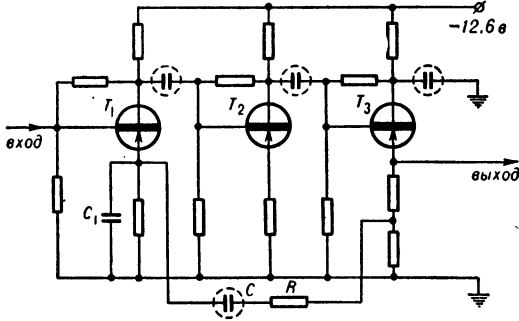


Рис. 2. Трехступенный транзисторный видеоусилитель.

задержки, в к-рой роль параллельных емкостей играют анодные емкости C_a ламп. Сетки этих ламп также соединены через индуктивности L_c . Индуктивности L_c вместе с сеточными емкостями C_c образуют сеточную линию задержки. Обычное параллельное подключение к общей нагрузке неск. одинаковых усилит. ламп не расширяет полосу пропускания усилителя, т. к. рост общей крутизны анодно-сеточной характеристики S сопровождается таким же увеличением общих межэлектродных емкостей, а полоса пропускания характеризуется отношением этих двух величин. В схеме рис. 3 усиление происходит иначе: усиливаемый сигнал, воздействуя на сетку первой лампы, создает в анодной линии две волны напряжения. Одна идет к сопротивлению нагрузки R_a , согласованному с волновым сопротивлением линии, и в нагрузке R_a полностью поглощается. Др. волна распространяется к аноду след. лампы. Время задержки в сеточной цепи (от лампы к лампе) подбирается равным времени распространения (от лампы к лампе) волны в анодной линии. В результате этого усиление каждой последующей лампы суммируется с усилением предыдущих ламп. Анализ показывает, что группа ламп в схеме рис. 3 действует так, что усиливаемый сигнал запаздывает на время, равное задержке искусств. линии, и совокупное действие усилит. ламп вызывает возрастание S без увеличения результирующей межэлектродной емкости, что и ведет к расширению полосы пропускания в распределенном усилителе.

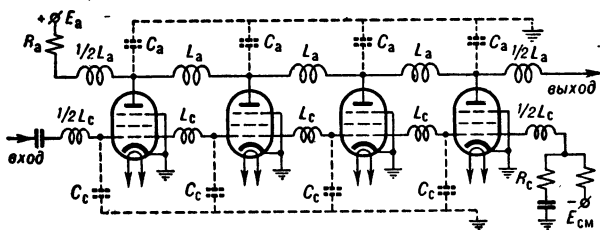


Рис. 3. Распределенный усилитель.

Группа ламп в схеме рис. 3 образует одну секцию распределенного У. э. и. Число ламп в секции выбирается таким, чтобы коэфф. усиления секции по напряжению превышал 1 при заданной полосе пропускания. Распределенный У. э. и. состоит из неск. секций, соединенных между собой как одноламповые ступени в обычном многоступенном усилителе (выход предыдущей секции подключается ко входу последую-

щей секции), и общий коэфф. усиления распределенного У. э. и. равен произведению коэфф. усиления всех секций.

Наиболее экономичен по числу ламп распределенный У. э. и., у к-рого коэфф. усиления одной секции равен 2,72. Стандартные распределенные У. э. и. имеют полосу пропускания ~ 200 Мгц, при коэфф. усиления до 25 дБ [3]. Они могут усиливать без существен. искажений импульсы длительностью в неск. нсек.

Лит.: 1) Санин А. А., Электронные приборы ядерной физики, М., 1961, гл. 4,7; 2) Лурье О. Б., Усилители видео частоты, 2 изд., М., 1961, гл. XI; 3) Краткий физико-технический справочник, под ред. К. П. Яковлева, т. 3, М., 1962, § 8—27. М. Д. Карасев.

УСКОРЕНИЕ — векторная величина, характеризующая быстроту изменения вектора скорости точки по его численному значению и по направлению. Вектор U равен первой производной от вектора скорости v по времени: $w = dv/dt = \dot{v}$; он направлен в сторону вогнутости траектории точки и лежит в соприкасающейся плоскости.

Проекция U на прямоугольные декартовы оси координат $Oxyz$ равны первым производным от проекций скорости или вторым производным от координат точки по времени: $w_x = \dot{v}_x = \ddot{x}$, $w_y = \dot{v}_y = \ddot{y}$, $w_z = \dot{v}_z = \ddot{z}$. При этом модуль U $w = \sqrt{w_x^2 + w_y^2 + w_z^2}$. Проекция U на касательную и главную нормаль к траектории, наз. соответственно касательным (тангенциальным) и нормальным (центростремительным) U , определяются равенствами: $w_\tau = dv/dt = \dot{v}$, $w_n = v^2/\rho$, где v — численная величина скорости, ρ — радиус кривизны траектории в соответствующей ее точке. При этом $w = \sqrt{w_\tau^2 + w_n^2}$. Касательное U характеризует изменение скорости точки по ее численной величине, а нормальное U — по направлению.

У. свободной материальной точки связано с ее массой m и действующей силой F равенством $mw = F$ (второй закон Ньютона). Размерность U . LT^{-2} .

Об U . точек вращающегося тела см. Вращательное движение (т. 1, с. 327, левый столбец; ϕ -ла в строке 10 снизу содержит печатку и должна читаться $w = [\epsilon r] + [\omega v]$). Об измерении U . см. Акселерометр. Лит. см. при ст. Кинематика. С. М. Тагв.

УСКОРЕНИЕ СВОБОДНОГО ПАДАНИЯ (или ускорение силы тяжести) — ускорение, сообщаемое свободной материальной точке силой тяжести. Такое ускорение имело бы любое тело при падении на Землю с небольшой высоты в безвоздушном пространстве. Как и сила тяжести, U . с. п. зависит от широты места и высоты его над уровнем моря. Формулы, определяющие эту зависимость, а также способы определения U . с. п. см. в ст. Гравиметрия. На широте Москвы на уровне моря U . с. п. $g = 981,56$ см/сек².

УСКОРЕНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ — то же, что ускорение свободного падения.

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ — установки для получения пучков протонов, электронов, дейтронов, α -частиц с энергией от сотен кэВ до десятков Бэв и выше. Эти установки могут давать мощные вторичные пучки нейтронов, γ -квантов, μ -мезонов, K -мезонов, антипротонов и др. Ускорители на энергию до 20—30 Мэв (в отдельных случаях и больших энергий) используются в технике (дефектоскопия, получение изотопов), в химии (ускорение химич. процессов, изменение физич. свойств материалов), в медицине. Однако основная область применения ускорителей — это ядерная физика, мезонная физика, физика высоких энергий.

У. а. ч. можно разбить на 3 группы:

1) **Электростатические линейные ускорители.** Энергия в таких ускорителях сообщается частицам при

их однократном прохождении большой постоянной разности потенциалов, источником к-рой служат каскадный генератор, Ван-де-Граафа генератор, импульсный генератор, импульсный трансформатор и др. Хотя электростатич. ускорители не дают большой энергии (обычно 2—5 Мэв, иногда 8 Мэв), они очень удобны для эксперимента из-за большой монохроматичности ускоренного пучка и легкости регулирования энергии. Поэтому большое значение имеет разработанный в последние годы т а н д е м (см. *Линейный ускоритель*) — электростатич. ускоритель на энергию до 20 Мэв. По сути дела к этой же группе принадлежит и линейный индукционный ускоритель, в к-ром частицы ускоряются не в электростатическом, а в вихревом электр. поле за время 100—10 нсек.

2) Резонансные линейные ускорители. В этих ускорителях соблюдается синхронизм (резонанс) между изменениями электр. поля волны и движением частиц. Протоны обычно ускоряют в резонаторе со спец. дрейфовыми трубками, в к-рые «прячутся» протоны, когда электр. поле направлено противоположно направлению движения. Электроны ускоряются в волноводе в поле бегущей волны, фазовая скорость к-рой обычно уменьшается до скорости света в пустоте. Протонный линейный ускоритель с энергией до 100 Мэв служит обычно инжектором в циклич. ускорителе большой энергии; его основное достоинство — легкость выпуска частиц. Из-за сложности конструкции и дороговизны протонные ускорители не могут пока конкурировать с циклическими. Электроны линейные ускорители, напротив, успешно конкурируют с циклическими и при энергиях более 10 Бэв, по-видимому, уже не имеют конкурентов. В Харькове работает такой ускоритель на 2 Бэв, в США сооружается на 20 Бэв (первая очередь).

3) Циклические ускорители протонов и электронов получили наибольшее распространение. За исключением индукционного ускорителя — *бетатрона*, все остальные типы циклич. ускорителей являются резонансными, т. е. в них обеспечен синхронизм между движением частиц и изменением во времени переменного электр. поля. В циклич. ускорителях частицы совершают иногда многие миллионы оборотов по замкнутым или спиральным орбитам. Поэтому возникает задача — обеспечить на большом пути устойчивость движения, так чтобы орбита частиц не отличалась сильно от расчетной. Устойчивость движения рассматривают в двух аспектах: устойчивость орбиты в пространстве (т. е. отклонение частиц от расчетной орбиты в поперечном направлении) и во времени (устойчивость в продольном направлении, т. е. в направлении движения). Рассмотрение устойчивости движения — предмет теории ускорителей. Устойчивость в пространстве обычно наз. *фокусировкой частиц*, а устойчивость во времени — *фазовой устойчивостью* (см. *Фазовые колебания*), или *автофазировкой*.

Классификация циклич. ускорителей основана на методе фокусировки и методе управления расчетными орбитами.

а) Ускорители с постоянным магнитным полем и постоянной частотой ускоряющего электрического поля: *микротрон* (электронный циклотрон), *циклотрон* (изохронный циклотрон, циклотрон многозарядных ионов, циклотрон с регулируемой энергией). В них используется как слабая (микротрон, циклотрон), так и сильная фокусировка (изохронный циклотрон, нек-рые циклотроны с регулируемой энергией). Макс. энергия (на один нуклон) циклотронов со слабой фокусировкой составляет 20—25 Мэв; с сильной фокусировкой — до 1000 Мэв. Циклотроны дают почти в 100—1000 раз большую интенсивность,

чем фазотроны, поэтому рассматривается возможность создания на основе изохронного циклотрона т. н. «мезонных фабрик» или мощных потоков нейтронов.

б) Ускорители с постоянным магнитным полем и изменяемой в процессе ускорения частотой переменного электрического поля. Основные типы: *фазотрон* (синхроциклотрон) — ускоритель протонов со слабой фокусировкой на энергию до 1000 Мэв; кольцевой фазотрон — ускоритель с сильной фокусировкой и магнитом с кольцевым зазором (пока действуют только электронные модели такого ускорителя).

в) Ускорители с переменным во времени магнитным полем. Ускорители такого типа все являются кольцевыми и рассчитаны на получение наибольшей энергии; фокусировка — либо слабая, обычно при энергии < 10 Бэв для протонов или 1,5 Бэв для электронов, либо сильная — при больших энергиях. Два основных типа таких ускорителей: *синхротрон* и *синхрофазотрон* (протонный синхротрон). Достигнутая макс. энергия электронов в синхротронах 6,5 Бэв и протонов в синхрофазотронах 32 Бэв. Строятся синхрофазотроны на 70 Бэв и проектируются на сотни Бэв.

Для повышения эффективности использования энергии ускоренных частиц в ряде стран созданы накопительные кольца для изучения процессов взаимодействия встречных пучков электронов (см. *Синхротрон*). Рассматриваются проекты таких колец и для протонов. При больших плотностях частиц в таких кольцах начинает играть роль взаимодействие ускоряемых частиц друг с другом (см. *Фокусировка частиц и Фазовые колебания*).

Дальнейший путь развития ускорительной техники. Основные усилия направлены на улучшение технич. характеристик ускорителей, их удешевление, применение систем автоматич. регулирования пучка ускорителя и характеристик магнитного поля и ускоряющей системы (т. н. кибернетический ускоритель). По-видимому, технически возможно создание ускорителя на энергию до 1000 Бэв.

Поиски новых, более дешевых способов создания ускорителей продолжают, и здесь высказано много интересных идей. В частности, предложены методы использования электронно-протонной плазмы и больших электр. полей, к-рые в ней возникают. Рассматриваются возможности безжелезных и сверхпроводящих систем. Все эти системы находятся в процессе разработок и моделирования.

Лит. см. при отдельных статьях по ускорителям, на к-рые даются ссылки. М. С. Рабинович.

УСКОРИТЕЛЬ С ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ — ускоритель заряженных частиц для получения протонов и электронов с большой энергией, в к-ром используется метод жесткой или сильной фокусировки. Сильнофокусирующие синхротроны и синхрофазотроны позволяют получать протоны и электроны с рекордно большими энергиями (электроны с еще большими энергиями можно получить в линейных ускорителях). Ускорители с сильной фокусировкой и постоянным магнитным полем (изохронный циклотрон и кольцевой фазотрон) могут давать наибольшую интенсивность ускоренного пучка при энергиях до 1 Бэв. В линейных ускорителях протонов сильная фокусировка пучка обеспечивается квадрупольными магнитными линзами, что существенно улучшает параметры пучка (см. *Фокусировка частиц*). М. С. Рабинович.

УСПОКОИТЕЛИ (в электроизмерительных приборах) — устройства, гасящие колебания подвижной части прибора при переходе ее к положению равновесия. Наиболее распространены воздушные и магнитноиндукционные У., меньше — жидкостные. У воз-

душных У. крыльчатого типа легкое крыло, соединенное с осью прибора, при повороте оси перемещается в замкнутой камере и сжимает воздух в одной из ее половин. Благодаря малому зазору между стенками камеры и крылом, выравнивание давления в камере происходит замедленно, крыло испытывает сопротивление со стороны сжимаемого воздуха и тормозится. В магнитоиндукционных У. торможение возникает в результате взаимодействия магнитного потока постоянного магнита с токами, индуцируемыми в обмотке (если она есть) и в металлич. деталях подвижной части прибора (диске, секторе и т. п.) при пересечении ими этого потока. Действие жидкостных У. основано на рассеивании кинетич. энергии подвижной части прибора за счет трения его частей о жидкость (напр., в гальванометрах *осциллографов светолучевых* У. служит капледержатель, заполненный вязкой жидкостью, через к-рую проходят растяжки или петля гальванометра).

Конструкцией У. определяется величина коэфф. успокоения, а следовательно, и степень успокоения прибора β , в зависимости от к-рой перемещение подвижной части прибора в положение равновесия может происходить либо по экспоненциально затухающей синусоиде ($\beta < 1$), либо плавно (без колебаний), но с различным временем успокоения ($\beta \geq 1$) (см. *Магнитоэлектрический гальванометр*). Согласно ГОСТ 1845—59, время успокоения, т. е. время от момента включения прибора до момента достижения равновесия с точностью в 1% от длины шкалы, для большинства приборов не должно превышать 4 сек.

Лит.: 1) А р у т ю н о в В. О., Расчет и конструкции электроизмерительных приборов, М.—Л., 1949; 2) ГОСТ 1845—59. Приборы электроизмерительные. М. Б. Минц.

УСТАЛОСТЬ м а т е р и а л о в (металлов) — изменение состояния металла в результате многократного повторного (циклического) деформирования, приводящее к его прогрессивному разрушению. При переменном деформировании в металле возникают необратимые процессы, к-рые проявляются в поглощении энергии, характеризуемом петлей упруго-пластич. гистерезиса, в выделении тепла и накоплении локальных остаточных напряжений. Эти явления связаны с усталостным разрушением. Процесс У. разделяется на две основные стадии: 1 — накопление необратимых изменений, приводящих к возникновению на поверхности образца трещины, 2 — развитие трещины. В 1-й стадии происходит накопление субмикроскопич. и микроскопич. изменений — перемещений дислокаций, концентрации вакансий, образование локальных пластич. деформаций и линий скольжения, происходящих по кристаллографич. плоскостям наименьшего сопротивления. Эти скольжения приводят к экструзиям, т. е. вытолкнутию пачек атомных слоев из поверхности кристалла или к обратному явлению — образованию узких впадин в полосах скольжения — т. н. интрузии. При циклич. деформировании монокристаллов сдвиги возникают на весьма ранних стадиях, составляющих по числу циклов неск. % по сравнению с тем, к-рое необходимо для возникновения микроскопич. трещин. В поликристаллах начальные стадии сдвиговых явлений возникают в отдельных наиболее напряженных и ослабленных дефектами кристаллах, протекая весьма неравномерно. При дальнейшем деформировании сдвиговые процессы распространяются на все большие объемы кристаллич. конгломерата. Полосы скольжения непрерывно увеличиваются по ширине, пока в конце концов из одной из них или из нескольких не разовьется трещина.

Вторая стадия процесса усталостного разрушения состоит в распространении усталостной трещины на все сечение образца. Обычно трещина начинает рас-

пространяться вдоль плоскостей скольжения, в к-рых она образовалась. Стадия распространения трещины часто занимает значит. долю общего времени, необходимого для усталостного разрушения.

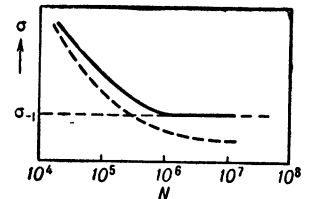
При напряжениях, не превосходящих *предела текучести* металла, усталостные процессы связаны лишь с явлениями местной пластич. деформации весьма неоднородно напряженного конгломерата, не проявляющейся макроскопически, и рассматриваются как квазиупругие. Числа циклов, необходимые для усталостного разрушения при таких уровнях напряженности, измеряются сотнями тыс. и млн. При напряжениях, превосходящих предел текучести, явления У. сопровождаются макроскопическими пластич. деформациями и рассматриваются как упруго-пластические. Число циклов, необходимое для разрушения в этой области, измеряется сотнями и тысячами, а соответствующий процесс наз. *малоцикловой У.*

В зависимости от условий протекания процесс У. может также сопровождаться фазовыми превращениями в металлах. Так, при повышенных темп-рах происходит выделение и перераспределение упрочняющих фаз при переменном нагружении, что иногда приводит к ускоренному ослаблению границ зерен, и при длит. испытании трещины усталостного разрушения возникают в этом случае на границах зерен.

Скорость накопления усталостных изменений возрастает с увеличением переменной напряженности, и потому число циклов, необходимое для возникновения трещины или для окончат. разрушения, зависит от величины напряжения. При наличии *концентрации напряжений* усталостное разрушение определяется макс. напряжениями, градиентом их распределения по сечению, а также структурными неоднородностями металла.

Сопротивление металла У. обычно характеризуется т. н. кривой У. (рис.), которая описывает зависимость числа N циклов напряжений до разрушения от амплитуды переменных напряжений σ . Во многих случаях кривая У. (сплошная линия) имеет асимптотич. характер (напр., для многих сталей). В этом случае может быть определен предел У., как наибольшее напряжение цикла σ_{-1} или τ_{-1} , к-рое может выдержать без разрушения металл (образец) при сколь угодно большом числе циклов нагружения. В ряде случаев кривая имеет непрерывно спадающий характер (пунктирная линия), и предел У. рассматривается лишь в зависимости от числа циклов (ограниченный предел). При знакопеременном симметричном цикле изгиба предел У. стали составляет около 0,5 предела прочности при растяжении.

На сопротивление У. существенно влияет активная среда и повышенная темп-ра; при этом на разрушение оказывает влияние как число циклов, так и длительность нагружения. Сопротивление У. уменьшается с увеличением загрязненности неметаллич. включениями, неравномерности распределения легирующих элементов, с укрупнением зерна, а также при повреждении поверхности. Сопротивление У. увеличивается при обработке поверхности, повышающей прочность и остаточную напряженность сжатия поверхностного слоя (химикотермич. обработка, наклеп, поверхностная закалка). Т. к. усталостные разрушения зарождаются в области структурных несовершенств, а последние обычно распределяются случайным образом, то характеристикам У. (числам циклов



Схематические кривые усталости.

и разрушающим напряжениям) свойственно распределение, подчиняющееся вероятностным закономерностям.

Испытания на У. производятся на машинах, позволяющих создавать циклич. нагружение в широком диапазоне частот и напряженных состояний.

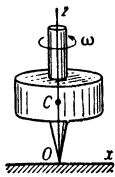
Лит.: 1) Давиденков Н. Н., Усталость металлов, Киев, 1949; 2) Иванова В. С., Усталостное разрушение металлов, М., 1963; 3) Вопросы механической усталости, под ред. С. В. Серенсена, М., 1964. С. В. Серенсен.

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ (в механике) — понятие, характеризующее длительное сохранение к.-н. характеристик движения механич. (или электромеханич. и др.) системы. Проблема У. д. возникает при изучении гироскопич. систем, систем автоматич. регулирования (в частности, следящих систем), колебательных движений, при исследовании движений самолетов, снарядов, ракет и мн. др., в небесной механике при рассмотрении вопроса о длительном сохранении структуры солнечной системы или двойных звезд и т. д.

Понятию У. д. может придаваться разный смысл. Так, по Лагранжу, механич. система, находящаяся под действием сил, устойчива, если во все время движения расстояния между ее точками остаются конечными. По Пуассону, динамич. система наз. устойчивой, если она бесчисленное множество раз возвращается в сколь угодно малую окрестность своего начального состояния. Известны также понятия У. д. по Лапласу, Жуковскому — Леви-Чивита, Якоби, Биркгофу и др. Наиболее общим и важным по своим приложениям является понятие У. д. по Ляпунову.

Движение любой механич. системы можно рассчитать теоретически, зная действующие на нее силы и начальные условия. То движение, к-рое система, согласно этим расчетам, должна совершать, по Ляпунову наз. невозмущенным движением. Однако на практике система будет неизбежно испытывать случайные воздействия, не учтенные при расчете. Как бы малы и кратковременны ни были эти воздействия, они приводят к тому, что в нек-рый момент времени $t = t_0$ координаты и скорости точек системы получают (по отношению к их значениям в невозмущенном движении) малые, но не равные нулю, приращения, к-рые по Ляпунову наз. начальными возмущениями, а последующее движение системы — возмущенным движением. Наличие возмущений может сказаться на характеристиках движения системы двояко. Если при малых возмущениях к.-н. из этих характеристик будет в возмущенном движении мало отличаться от того значения, к-рое она должна иметь в невозмущенном движении, то, согласно Ляпунову, невозмущенное движение является по отношению к этой характеристике устойчивым. Если же при сколько угодно малом (но не равном нулю) возмущении значение рассматриваемой характеристики будет в возмущенном движении со временем все более и более отклоняться от ее значения в невозмущенном движении, то невозмущенное движение является по отношению к этой характеристике неустойчивым. Условия, при выполнении к-рых рассматриваемое движение является У. д., наз. условиями (критериями) устойчивости. На практике могут иметь место только устойчивые движения. Этим определяется важность теории У. д.

Рассмотрим в качестве примера симметричный вертикальный гироскоп (рис.). Теоретически его ось должна оставаться вертикальной при любой угловой скорости вращения ω . Однако фактически, когда ω меньше нек-рой величины $\omega_{кр}$, любое малое возмущение (толчок) вызовет все возрастающее отклонение



оси от вертикали; если же $\omega > \omega_{кр}$, то малые возмущения практически не сказываются на направлении оси. Следовательно, при $\omega < \omega_{кр}$ гироскоп по отношению направления его оси будет неустойчив, а при $\omega > \omega_{кр}$ — устойчив (это и есть условие устойчивости); при этом $\omega_{кр} = 2\sqrt{PaI_x/I_y}$, где P — вес гироскопа, a — расстояние от точки опоры O до центра тяжести C ; I_x и I_y — моменты инерции гироскопа относительно осей Oz и Ox соответственно.

Иным будет результат, если рассматривать У. д. гироскопа по отношению к углу его поворота φ вокруг оси Oz . В невозмущенном движении, если пренебречь сопротивлениями, $\varphi = \omega t$. Если же вследствие возмущения (толчка) угловая скорость изменится на величину ϵ , то в возмущенном движении будет $\varphi_1 = (\omega + \epsilon)t$. Поскольку разность между значениями угла поворота в возмущенном и невозмущенном движениях, т. е. величина $\Delta\varphi = \epsilon t$, от ω не зависит и со временем неограниченно возрастает (как бы мало ни было возмущение ϵ), то по отношению к углу поворота движение гироскопа будет неустойчивым при любых значениях угловой скорости ω . Т. о., одно и то же движение по отношению к одним из его характеристик может быть устойчивым, а по отношению к другим — неустойчивым. Приведем еще примеры. Кеплерово движение (см. *Кеплера задача*) устойчиво по отношению к элементам орбиты, но неустойчиво по отношению к координатам движущегося объекта (даже в случае эллиптич. орбиты). Эйлерово движение твердого тела, когда оно представляет собой равномерное вращение вокруг наибольшей или наименьшей оси центрального эллипсоида инерции, устойчиво по отношению к направлению оси и к угловой скорости вращения; при вращении же вокруг средней оси эллипсоида инерции движение по отношению к тем же характеристикам — неустойчиво.

Для теоретич. исследования проблем У. д. необходимо определить это понятие более строго. Пусть q_1, q_2, \dots, q_k — независимые параметры, определяющие положение материальной системы, а \dot{q}_j — их производные по времени (или по переменной, играющей такую же роль, как и время t). Во всякой динамич. задаче, в к-рой заданы действующие силы, величины q_i будут удовлетворять системе дифференциальных ур-ний порядка $2k$. Пусть известно частное решение этих ур-ний $q_j = f_j(t)$, $\dot{q}_j = f'_j(t)$, соответствующее нек-рому определенному движению системы с известными начальными условиями (невозмущенное движение). Допустим, что У. д. исследуется по отношению к величинам (характеристикам движения) Q_s (где $s = 1, 2, \dots, n$, $n \leq 2k$), к-рые являются заданными непрерывными вещественными ф-циями координат q_j , скоростей \dot{q}_j и времени; в частном случае Q_s могут быть самими координатами q_j или скоростями \dot{q}_j . Для невозмущенного движения Q_s обратятся в известные ф-ции времени $F_s(t)$. Для всякого другого, возмущенного, движения они будут нек-рыми ф-циями t и начальных возмущений $e_j = q_j - f_j(t_0)$, $e'_j = \dot{q}_j - f'_j(t_0)$ ($j = 1, 2, \dots, k$), где t_0 — момент, в к-рый сообщаются возмущения, e_j, e'_j могут быть любыми вещественными числами. Определение У. д. по Ляпунову, когда решение вопроса не зависит от выбора начального момента t_0 , формулируется след. образом: пусть L_s ($s = 1, 2, \dots, n$) — произвольно задаваемые положительные числа. Если при всяких L_s , как бы они малы ни были, можно выбрать такие положительные числа E_j, E'_j , что при любых начальных возмущениях e_j, e'_j , удовлетворяющих условиям $|e_j| \leq E_j, |e'_j| \leq E'_j$, будут в любой момент времени

$t > t_0$ выполняться неравенства $|Q_s - F_s| < L_s$, то невозмущенное движение по отношению к величинам Q_s устойчиво, а в противном случае — неустойчиво.

Из этого самого общего определения путем надлежащего выбора функций Q_s , по отношению к k -рым рассматривается вопрос об У. д., можно вывести определение многих других видов устойчивости.

Частным случаем понятия У. д. является асимптотич. У. д., k -рая имеет место, когда движение устойчиво и таково, что при любых численно достаточно малых возмущениях e_j , e_j^i все разности $Q_s - F_s$ стремятся к нулю при $t \rightarrow \infty$. Так же, как и для моментов $t > t_0$, можно определить устойчивость или неустойчивость в обратную сторону, т. е. для моментов $t < t_0$. Движение, устойчивое в обе стороны, наз. вполне устойчивым.

Если $n = 2k$ (что, напр., будет иметь место, когда исследуется У. д. по отношению к координатам q_j и скоростям \dot{q}_j), то, полагая $x_s = Q_s - F_s$, всегда можно привести любую задачу об устойчивости заданного невозмущенного движения к единообразной математич. задаче об устойчивости нулевого (тривиального, равновесного) решения системы обыкновенных дифференциальных ур-ний нормального вида

$$\dot{x}_s = X_s(t | x_s) = \sum_{\sigma=1}^n p_{s\sigma} x_\sigma + \bar{X}(t | x_s), \quad (1)$$

где $p_{s\sigma}$ — непрерывные ф-ции времени (в частности — вещественные постоянные), а \bar{X}_s — голоморфные в нек-рой окрестности начала координат ф-ции, разложения k -рых по степени величин x_σ не содержат членов ниже второй степени и обладают непрерывными относительно t коэфф. (k -рые, в частности, все могут быть постоянными). Всякое решение системы (1), отличное от нулевого, определяется начальными возмущениями x_s^0 , т. е. значениями переменных x_s (возмущений) в момент $t = t_0$. Для решения вопроса об устойчивости невозмущенного движения [нулевого решения системы (1)] можно пользоваться одним из двух методов Ляпунова.

Первый метод Ляпунова, или метод характеристич. чисел, основан на разыскании общего решения системы (1) в виде бесконечных рядов и заключается в нахождении n таких вещественных чисел (среди них могут быть и равные), k -рые определяются исключительно коэфф. $p_{s\sigma}$ и знаки k -рых позволяют в обыкновенных случаях судить об У. д. Ур-ния (1) с отброшенными в правых частях ф-циями \bar{X}_s образуют систему ур-ний первого приближения, или ур-ний в вариациях. Когда эта система является правильной (что, напр., имеет место для ур-ний с постоянными или периодич. коэфф.циентами), то невозмущенное движение будет асимптотически устойчиво, если все характеристич. числа положительны, и это движение будет неустойчиво, когда среди характеристич. чисел найдется по крайней мере одно отрицательное. Если же среди характеристич. чисел есть равные нулю, а все остальные положительны, то задача об устойчивости не может быть решена рассмотрением только первого приближения и необходимо принимать во внимание члены второго и выше порядков в разложениях ф-ций \bar{X}_s . Такие случаи наз. особенными. В этих случаях невозмущенное движение выбором членов высшего порядка в разложениях \bar{X}_s можно сделать по желанию устойчивым или неустойчивым, независимо от того, как решается задача в первом приближении. Если система в вариациях является неправильной, то роль нуля играет нек-рое другое вещественное число.

Проблема нахождения характеристич. чисел системы линейных ур-ний в общем случае до сих пор

не разрешена. Но в нек-рых частных случаях эти числа могут быть найдены. Простейшим и наиболее важным для приложений во многих задачах механики, в частности в задачах об устойчивости стационарных режимов регулируемых систем и др., является случай, когда все $p_{s\sigma}$ — вещественные постоянные; при этом невозмущенное движение наз. установившимся (стационарным, автономным) в первом приближении. Для такого случая характеристич. числа равны взятым с обратными знаками вещественным частям корней, т. н. характеристич. (определяющего, векового) ур-ния

$$D(x) = |P - \kappa E| = 0, \quad (2)$$

где E — единичная матрица, а $P = \|p_{s\sigma}\|$. О знаках корней характеристич. ур-ния можно, не решая его, судить по различным критериям, из k -рых наиболее распространены критерии Рауса—Гурвица, а также Найквиста—Михайлова (в теории автоматич. регулирования).

Другим важным для приложений, в частности в теории колебаний, является случай, когда правые части ур-ний (1) являются периодич. ф-циями времени с общим периодом ω , так что $\bar{X}_s(t + \omega | x_s) = \bar{X}_s(t | x_s)$. В этом случае характеристич. числа равны взятым с обратными знаками вещественным частям величин $\kappa_s = (1/\omega) \ln \rho_s$, где ρ_s — корни алгебраич. ур-ния

$$\Delta(\rho) = |X(\omega) - \rho E| = 0; \quad (3)$$

при этом $X(\omega) = \|x_{s\sigma}(\omega)\|$ — интегральная матрица системы ур-ний первого приближения. Ляпунов указал весьма эффективный (особенно при наличии малых параметров) способ построения матрицы $X(\omega)$ с помощью бесконечных сходящихся рядов. Известны и нек-рые другие случаи, когда удается найти (хотя бы приближенно) характеристич. числа, или, что в случае правильной системы только и нужно для решения задачи об устойчивости, определить их знаки.

Второй метод Ляпунова (прямой метод, или метод ф-ций V) заключается в нахождении нек-рой ф-ции $V(t | x_s)$, обращающейся в нуль в начале координат, непрерывной и однозначной в нек-рой окрестности нулевого решения при всяком $t \geq t_0$ и удовлетворяющей вместе со своей производной по времени $V'(t | x_s)$ нек-рым определенным условиям. А. М. Ляпуновым доказаны четыре основные теоремы, устанавливающие достаточные признаки устойчивости или неустойчивости нулевого решения системы (1) и позволяющие во многих случаях эффективно решать задачу подбором или нек-рым регулярным вычислением нужной ф-ции V . Если найденная ф-ция V знакоопределенная (это понятие, как и все следующие, имеет точное определение), а ф-ция V' — знакопостоянная, противоположного знака с V , или тождественно равна нулю, то невозмущенное движение устойчиво. Если V обладает к тому же бесконечно малым высшим пределом, а V' — знакоопределенная, противоположного знака с V , то имеем асимптотич. устойчивость. Если найденная ф-ция V обладает бесконечно малым высшим пределом, V' — знакоопределенная и VV' может быть сделано соответствующим выбором x_s положительным, то невозмущенное движение — неустойчиво. Если найденная ф-ция V является ограниченной, а $V' = \lambda V + W$, где λ — положительная постоянная и W — ф-ция знакопостоянная, и если VW соответствующим выбором x_s можно сделать величиной положительной, то опять имеем неустойчивость. Приведенные результаты — основа второго метода Ляпунова, они играют весьма важную роль в многочисленных исследованиях по теории У. д. и ее всевозможным приложениям.

Важное значение для приложений имеет основывающаяся на исследованиях Ляпунова теория устойчи-

ности при постоянно действующих возмущениях (в теории Ляпунова рассматриваются только возмущения в начальный момент). В этой теории задача об устойчивости приводится к рассмотрению системы ур-ний вида

$$\dot{x}_s = X_s(t | x_0) + R_s(t | x_0) \quad (s=1, 2, \dots, n), \quad (4)$$

где X_s таковы же, как и в системе (1), а малые добавки R_s , характеризующие постоянно действующие возмущения, не уничтожаются в начале координат и практически никогда не известны.

Исследование У. д. при постоянно действующих возмущениях приводится по крайней мере в нек-рых случаях к решению задачи об устойчивости в смысле Ляпунова. Так, если нулевое решение устойчиво асимптотически в смысле Ляпунова, то оно будет также устойчиво (но вообще не асимптотически) и при постоянно действующих возмущениях. Если невозмущенное движение неустойчиво, то оно будет также неустойчиво и при любых, даже сколько угодно малых, постоянно действующих возмущениях.

Существуют и нек-рые другие, важные для практич. приложений, обобщения или видоизменения теории У. д. Ляпунова. Таковы, напр., задачи об У. д. на конечном промежутке времени, задачи об У. д. для систем с запаздыванием времени, смешанные задачи об У. д., когда учитываются и постоянно действующие возмущения и запаздывание и т. п. Методы исследования У. д. в этих случаях также являются соответствующими модификациями или нек-рыми обобщениями 1-го и 2-го методов Ляпунова.

Лит.: 1) Ляпунов А. М., Общая задача об устойчивости движения, М.—Л., 1950; 2) Четаев Н. Г., Устойчивость движения, 2 изд., М., 1955; 3) Дубошин Г. Н., Основы теории устойчивости движения, М., 1952; 4) Малкин И. Г., Теория устойчивости движения, М., 1952; 5) Красовский Н. Н., Некоторые задачи теории устойчивости движения, М., 1959; 6) Андронов А. А., Витт А. А., Хаякин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959; 7) Зигель К. Л., Лекции по небесной механике, пер. с нем., М., 1959; 8) Винтнер А., Математические основы небесной механики, пер. с англ., М., [1965]. Г. Н. Дубошин.

УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСИЯ. Положение равновесия механич. системы устойчиво, если при малом возмущении (смещении, толчке) точки системы во все последующее время мало отклоняются от их равновесных положений; в противном случае положение равновесия наз. неустойчивым. Обычно при малых возмущениях точки системы, находящейся в положении У. р., совершают около их равновесных положений малые колебания, к-рые вследствие сопротивления со временем затухают, и равновесие восстанавливается. Более строго У. р. определяется и исследуется так же, как и *устойчивость движения*. В случае консервативной механич. системы достаточное условие У. р. дается *Лежен-Дирихле теоремой*, согласно к-рой положение равновесия устойчиво, если в этом положении потенциальная энергия системы имеет минимум. На практике реализуются только положения У. р. См. еще *Устойчивость упругих систем*.

Лит. см. при ст. *Устойчивость движения*, а также: Сулов Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М.—Л., 1944, § 210.

УСТОЙЧИВОСТЬ УПРУГИХ СИСТЕМ — свойство упругих систем мало отклоняться от состояния равновесия (движения) при достаточно малых возмущающих воздействиях. Роль возмущающих воздействий могут играть флуктуации внешних сил, малые отклонения от идеальной геометр. формы, флуктуации упругих характеристик и т. п. Понятие У. у. с. тесно связано с общим понятием *устойчивости движения*, в частности с понятием устойчивости по Ляпунову. Центр. задача теории У. у. с. — нахождение такой области значений параметров системы и внешних сил, в пределах к-рой рассматриваемое состояние равновесия (движения) остается устойчивым по Ля-

пунову. Обычно внешние силы задаются с точностью до одного параметра. Верхняя грань значений этого параметра, при к-рых рассматриваемое равновесие (движение) упругой системы остается устойчивым по Ляпунову, наз. критическим параметром внешних сил. В тех случаях, когда за параметр просто принимается величина внешней силы, говорят о критич. силе. Простейшая задача теории У. у. с. — задача о *продольном изгибе* сжатого стержня.

Общий метод исследования У. у. с. состоит в рассмотрении совокупности движений, смежных с невозмущенным равновесием (движением). Этот метод наз. в теории У. у. с. динамич. методом или методом малых колебаний. При составлении ур-ний возмущенного движения в общем случае приходится исходить из уравнений нелинейной *упругости теории* [3]. В простых частных случаях ур-ния возмущенного движения могут быть получены из классич. ур-ний теории упругости введением в них нек-рых членов. Дальнейшее исследование сводится к установлению области параметров, в пределах к-рой решения линеаризованных ур-ний возмущенного движения затухают или остаются ограниченными во времени [4].

При нек-рых ограничениях возможны более простые подходы. Исследование устойчивости равновесия упругих систем, нагруженных потенциальными силами, может быть проведено энергетич. методом, основанном на теореме Лагранжа—Дирихле, согласно к-рой в положении устойчивого равновесия суммарная потенц. энергия упругой системы и внешних сил принимает минимальное значение, а в положении неустойчивого равновесия — максимальное. Т. о., задача сводится к исследованию свойств функционала суммарной потенциальной энергии, что можно заменить последовательным рассмотрением смены форм равновесия при изменении параметров системы. В окрестности точки разветвления, наряду с исследуемой формой равновесия, существуют нек-рые смежные формы. При переходе через эту точку происходит потеря устойчивости. Переходу через предельную точку соответствует скачкообразный переход от одной формы равновесия к другой. Типичный пример — «прошелкивание» тонкой упругой оболочки, сжатой осевыми силами. Метод в теории У. у. с., основанный на рассмотрении точек разветвления и предельных точек, наз. статическим [1, 2].

Анализ У. у. с. обычно базируется на предположении о малости возмущений. Однако в ряде задач об устойчивости тонких упругих оболочек приходится предполагать большую величину возмущений. При этом, наряду с понятием о верхней критич. силе, вводится понятие о нижней критич. силе — верхней грани значений параметров внешних сил, при к-рых невозмущенная форма равновесия остается единственной возможной формой, устойчивой по Ляпунову [2, 6]. Если внешние силы непотенциальны, то статич. и энергетич. методы, вообще говоря, непригодны [4].

Важный класс динамических задач У. у. с. составляют задачи об устойчивости периодич. движений упругих систем, нагруженных периодич. внешними силами [5]. Исследование этих задач приводит к линейным дифференциальным ур-ниям с периодич. коэффициентами; указанные задачи тесно связаны с явлением *параметрического возбуждения колебаний*. Еще один класс задач — это задачи об У. у. с. при действии ударного нагружения [7].

Обобщение теории У. у. с. на системы, подверженные пластическим деформациям, встречает большие трудности, связанные с необходимостью рассмотрения существенно нелинейных и неголономных систем. Несколько проще строится теория устойчивости систем

из материала, подверженного ползучести. Задачи этой теории требуют рассмотрения устойчивости на ограниченном интервале времени [8, 9].

Лит.: 1) Тимошенко С. П., Устойчивость упругих систем, пер. с англ., 2 изд., М., 1955; 2) Вольмир А. С., Устойчивость упругих систем, М., 1963; 3) Н-о-во-жи-ло-в В. В., Нелинейная теория упругости, М., 1948; 4) Болотин В. В., Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости, М., 1961; 5) его же, Динамическая устойчивость упругих систем, М., 1956; 6) его же, Статистические методы в строительной механике, М., 1961; 7) Лаврентьев М. А., Ишлинский А. Ю., Динамические формы потери устойчивости упругих систем, 1949, «ДАН СССР», т. 64, № 6; 8) Работнов Ю. Н., Шестериков С. А., Устойчивость стержней и пластинок в условиях ползучести, «ПММ», 1957, т. 21, вып. 3; 9) Хофф Н., Продольный изгиб и устойчивость, пер. с англ., М., 1955. В. В. Болотин.

УХО — орган слуха и равновесия человека и позвоночных животных. У млекопитающих различают наружное, среднее и внутреннее У. Наружное У.

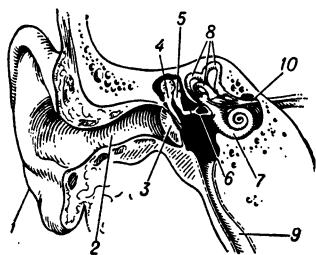


Рис. 1. Ухо человека (10 — слуховой нерв).

слуховой проход заканчивается тонкой (0,1 мм) барабанной перепонкой 3.

Среднее У. у человека — полость объемом 0,8 см³, наполненная воздухом и соединенная с носоглоткой евстахиевой трубкой 9; последняя служит для выравнивания давления в полости с давлением окружающей среды. В полости среднего У. расположены три последовательно соединенные косточки: молоточек 4, наковальня 5 и стремячко 6. Рукоятка молоточка жестко связана с барабанной перепонкой. Связь среднего У. с внутренним осуществляется через овальное и круглое окошки, затянутые эластичными мембранами. Давление приходящей звуковой волны вызывает вибрацию барабанной перепонки и затем через рычажную систему косточек и овальное окно, связанное со стремячком, передается во внутреннее У.; мембрана круглого окна служит для компенсации изменений объема жидкости во внутреннем У. При передаче акустич. колебаний из воздуха в жидкость внутреннего уха производится трансформация силы, осуществляемая за счет рычажной системы и разницы площадей барабанной перепонки и овального окна. Эта трансформация приводит к уменьшению амплитуды колебаний и соответствующему увеличению давления.

Внутреннее У. состоит из ряда ходов и каналов, наз. лабиринтом. Различают слуховую и вестибулярную часть лабиринта. Слуховая часть — улитка (рис. 1, 7) — заключена в плотную костную оболочку. Вдоль улитки (рис. 2) идут три канала: барабанный 2, вестибулярный 1 и средний 3. Два первых соединены маленьким отверстием — геликотремой, последний за-

мкнут и наполнен особой жидкостью — эндолимфой, к-рая никогда не смешивается с перилимфой, содержащейся в вестибулярном и барабанном каналах. Средний канал отделен от вестибулярного реиснеровой мембраной 4, а от барабанного — базиллярной мембраной 5, на к-рой располагается рецепторный аппарат — орган Корти с чувствительными волосковыми клетками 6, к которым подходят нервные окончания слухового нерва 8. Общее число волосковых клеток у человека — ок. 24000.

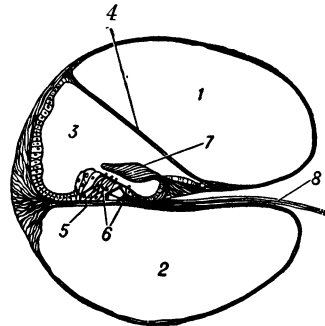


Рис. 2. Поперечный разрез улитки.

Сверху орган Корти покрыт текториальной мембраной 7, состоящей из упорядоченно расположенных волокон. Предполагается, что преобразование механических колебаний в физико-хим. процессы, приводящие к возникновению нервного импульса (рецепция звука), происходит за счет обмена веществ в волосковых клетках. Вследствие неоднородности физ. свойств базиллярной мембраны колебания разной частоты локализуются в различных точках органа Корти, возбуждая различные волосковые клетки и нервные окончания. Дальнейший анализ и распознавание звуков происходит в центр. нервной системе (см. *Слух*).

Вестибулярная часть лабиринта, осуществляющая функцию равновесия, представлена тремя перпендикулярно расположенными полукружными каналами (один из них 8 на рис. 1), а также круглыми и овальными мешочками. Внутри мешочков находятся мелкие включения из углекислого кальция — отолиты. При изменении положения тела отолиты смещаются и раздражают чувствит. клетки, связанные с определ. нервными окончаниями. Полукружные каналы наполнены жидкостью (эндолимфой), движение к-рой (напр., при ускорении или замедлении вращения головы) также приводит к возбуждению спец. чувствит. клеток.

Лит.: 1) Андреев Л. А., Физиология органов чувств, М., 1941; 2) Винников Я. А., Титова Л. К., Кортиев орган, М.—Л., 1961; 3) В é k é s y G. v o n, Experiments in hearing, N. Y. — [a. o.], 1960. Н. Г. Бибиков.

УХОДЯЩАЯ РАДИАЦИЯ — излучение Земли в космич. пространство, складывающееся из собственного теплового излучения земной поверхности и атмосферы (длинноволновая У. р.), а также отраженной и рассеянной Землей в космос солнечной радиации (коротковолновая У. р.). Среднегодовые величины длинноволновой У. р. изменяются с широтой места в пределах 0,24—0,35 кал/см²мин. Результаты прямых измерений со спутников Земли указывают на сравнит. большую временную и пространственную изменчивость длинноволновой У. р. Среднегодовая величина коротковолнового У. р. в Сев. полушарии, согласно расчетам, составляет 0,176 кал/см²мин.

Лит.: 1) Кондратьев К. Я., Метеорологические спутники, Л., 1963; 2) его же, Актинометрия, Л., 1965. К. Я. Кондратьев.

Ф

ФАБРИ — ПЕРО ИНТЕРФЕРОМЕТР — см. *Интерферометр Фабри — Перо*.

ФАЗ ПРАВИЛО устанавливает зависимость между числом компонентов k , числом фаз n и числом параметров, определяющих условия существования равновесной системы:

$$n \leq k + 2, \quad (1)$$

т. е. число фаз, сосуществующих в равновесии, не может превосходить числа независимых компонентов больше, чем на два. Ф. п. выводится из условий термодинамич. равновесия многокомпонентных систем [1—3]. Ф. п. в виде соотношения (1) справедливо при следующих предположениях: 1) фазы однородны во всем объеме и имеют достаточно большие размеры, так что *поверхностными явлениями* можно пренебречь; 2) каждый компонент может беспрепятственно переходить через поверхность раздела из одной фазы в другую (полупроницаемые перегородки отсутствуют); 3) условия существования системы определяются 2 параметрами — давлением p и темп-рой T (одинаковыми для всех фаз). Действие p и T — двух термодинамич. сил — учитывается в (1) числом 2. Если на систему наряду с p и T действуют др. термодинамич. силы (напр., электрич. поле, магнитное поле и др.) общим числом r , то Ф. п. примет вид $n \leq k + r$.

Ф. п. позволяет определить число независимых переменных, к-рые можно произвольно изменять, не нарушая фазового равновесия, т. е. число f термодинамич. степеней свободы системы: $f = k - n + 2$ или, в общем случае,

$$f = k - n + r. \quad (2)$$

Значения $f < 0$ не имеют физ. смысла. При $f = 0$ система не имеет ни одной степени свободы (безвариантная система): все переменные полностью определены и равновесие имеет место при вполне определенных p , T и составах каждой фазы. Из условия $f = 0$ можно получить, следовательно, наибольшее возможное число фаз в равновесной системе, составленной из определенного числа компонентов. Для $k = 1$ $n_{\max} = k + 2 - f = 3$, для $k = 2$ (бинарные системы) $n_{\max} = 4$ (см., напр., *Жидкие смеси*) и т. д. При $f = 1$ (одновариантная система) одна из переменных, напр. T , может быть выбрана произвольно, тогда др. переменные (p , концентрации) в условиях равновесия будут полностью определяться темп-рой. При $f = 2$ оказывается возможным менять одновременно p и T независимо друг от друга и т. д. Диаграммы состояния, полученные опытным путем, подтверждают правильность этих выводов (см. *Состояния диаграмма*). Так, для индивидуальных веществ — воды, серы и др. ($k = 1$) — возможно одновременное сосуществование не более трех фаз (см. *Тройная точка, Лед*). Для кривых фазового равновесия (напр., вода — пар) $f = 1$, поэтому при выборе T в качестве независимой переменной равновесное давление пред-

ставляет собой ф-цию T (см. *Клапейрона — Клаузиуса уравнение*).

Ф. п. оказывает особенно большую помощь при исследовании сложных систем, т. к. позволяет совершенно точно рассчитать возможное число фаз и степеней свободы в равновесных системах при любом числе компонентов.

Лит.: 1) Гиббс Дж. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М.—Л., 1950, с. 143; 2) Древинг В. П., Калашников Я. А., Правило фаз с изложением основ термодинамики, 2 изд., М., 1964, с. 133; Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 2 изд., М.—Л., 1953, с. 11. В. П. Древинг.

ФАЗА — совокупность частей термодинамич. системы, одинаковых по всем физ. и хим. свойствам, не зависящим от количества вещества. Напр., система лед — вода — пар состоит из трех Ф., совпадающих в данном случае с *агрегатными состояниями вещества*. Сосуществующие Ф. отделены друг от друга физ. поверхностями раздела, представляющими собой слои конечной толщины, в к-рых в направлении от одной Ф. к другой изменяется на конечную величину по крайней мере один из параметров системы (объем, энтропия и др.). Поверхности раздела по отношению к граничащим Ф. обладают избыточной энергией (см. *Поверхностная энергия*).

В неоднородном поле неоднородностью Ф. можно пренебречь при условии, что ее размеры невелики, и ошибка, связанная с введением такого допущения, лежит в пределах требуемой точности измерений.

Лит. см. при ст. *Фаз правило*. В. П. Древинг.

ФАЗА КОЛЕБАНИЙ — величина, ф-цией к-рой является состояние колебат. процесса в каждый момент времени, измеряемая в угловых единицах. В ур-нии гармонич. колебат. движения $s = A \sin(\omega t + \varphi)$ величина $(\omega t + \varphi)$ наз. Ф. к., а постоянная φ — начальной Ф. к., т. к. она характеризует колеблющуюся величину в начальный момент времени (при $t = 0$). Часто φ наз. сдвигом фаз или просто Ф. к. Термин «Ф. к.», строго говоря, относится только к гармонич. колебаниям, но его применяют также к негармоническим и даже не строго периодич. процессам, напр. к затухающим колебаниям. В случае периодич. колебаний, но существенно отличающихся по форме от гармонических, Ф. к. иногда выражают в долях периода.

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ (в радиотехнике) — способ *модуляции* колебаний, при к-ром фаза колебаний высокой частоты изменяется в соответствии с величиной низкочастотного модулирующего сигнала. При Ф. м. гармонич. колебанием $\sin \Omega t$ колебания с Ф. м. могут быть записаны в виде:

$$u_{\text{ФМ}} = U \cos(\omega_0 t + \Delta\varphi \sin \Omega t), \quad (1)$$

где ω_0 — высокая несущая частота, $\Delta\varphi$ — макс. отклонение фазы φ (индекс модуляции). Частота ω колебаний (1) не остается постоянной, она определяется производной аргумента косинуса, т. е.:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\varphi \Omega \cos \Omega t. \quad (2)$$

В отличие от частотной модуляции, при Ф. м. девиация частоты колебаний высокой частоты зависит от частоты Ω модулирующего колебания: $\Delta\omega = \Delta\phi\Omega$.

Один из способов осуществления Ф. м. заключается в воздействии исходным немодулированным колебанием на резонансный контур, собств. частота к-рого изменяется в соответствии с величиной модулирующего сигнала. Т. к. сдвиг фазы колебаний в резонансном контуре при резонансе пропорционален изменению частоты, то, применяя для управления собств. частотой контура, напр. реактивную лампу (см. Частотная модуляция), можно изменять фазу пропорционально величине модулирующего сигнала. Такая Ф. м. наз. линейной. В этом случае Ф. м. линейность сохраняется лишь для $\Delta\phi \ll 1$.

При Ф. м. с небольшим $\Delta\phi$ спектр боковых частот получается практически таким же, как и при амплитудной модуляции; отличие лишь в том, что колебания боковых частот оказываются повернутыми относительно несущей на 90° (см. Модуляция). Этим пользуются при др. способе Ф. м.; немодулированное колебание высокой частоты добавляют с нужным сдвигом фазы к боковым частотам амплитудной модуляции, полученным при балансной модуляции. Увеличение $\Delta\phi$ до нужной величины производится умножением частоты; $\Delta\phi$ увеличивается во столько же раз, какова кратность умножения (преобразование частоты величины $\Delta\phi$ не меняет).

Способы осуществления Ф. м. имеют ту особенность, что исходные колебания могут быть высокостабильными по частоте и при Ф. м. их фаза изменяется в последующих цепях. Поэтому Ф. м. применяется гл. обр. при последующем преобразовании ее в частотную модуляцию с высокой стабильностью средней (несущей) частоты.

Лит.: 1) Гоноровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 2 изд., М., 1964, гл. 3 и 12; 2) Дробов С. А., Радиопередающие устройства, М., 1951, гл. 10.

М. Д. Карасев.

ФАЗОВАЯ ПЛОСКОСТЬ — плоскость, координаты точек к-рой однозначно определяются состоянием динамич. системы с одной степенью свободы. По осям координат откладываются значения координат и скорости (импульса) механич. системы или напряжения и тока для электрич. систем. Изменение состояния системы соответствует перемещению описывающей точки по т. н. фазовой траектории, отображающей движение системы. Ф. п. — частный случай $2N$ -мерного фазового пространства для числа степеней свободы $N = 1$. Ф. п. применяется при рассмотрении поведения динамич. систем. Широко используется в теории колебаний (см. Автоколебания).

ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ — скорость, с к-рой перемещается в пространстве фаза монохроматической, т. е. бесконечной, синусоидальной волны: $W = A \sin 2\pi (t/T - x/\lambda)$, где T — период, λ — длина волны, $\phi = 2\pi (t/T - x/\lambda)$ — фаза волны. Постоянная фаза ($\phi = \text{const}$) движется со скоростью $v = dx/dt = \lambda/T$; это и есть Ф. с.

При распространении волн в средах Ф. с. различна для разных частот (см. Дисперсия звука, Дисперсия света), поэтому Ф. с. — исчерпывающая характеристика скорости распространения колебат. процесса в пространстве только для монохроматич. волн. В случае немонхроматич. волн Ф. с., вообще говоря, недостаточная характеристика; необходимо введение понятий групповой скорости и скорости фронта волны. Во всех методах непосредственного измерения скорости волны определяются групповая скорость или скорость фронта. Если дисперсия отсутствует (напр., при распространении электромагнитных волн в вакууме), то все три скорости совпадают. Зная Ф. с. в вакууме, можно определить ее величину в среде по

показателю преломления, т. к. величина Ф. с. обратно пропорциональна показателю преломления. Ф. с. можно также определить из опытов по интерференции волн (в частности, методом стоячих волн), если известен период волны.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959.

ФАЗОВАЯ ТЕОРИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ объясняет возникновение биологических потенциалов и неравномерное распределение ионов между клеткой и средой особыми свойствами протоплазмы. Внутренняя часть волокна рассматривается как неводная фаза с малой растворимостью для ионов, т. е. предполагается, что свободная энергия F_i для ионов K^+ , Na^+ и Ca^{2+} в протоплазме больше, чем в окружающем водном растворе, причем изменение F_i при переходе из воды в протоплазму $\Delta F_{K^+} < \Delta F_{Na^+} < \Delta F_{Ca^{2+}}$.

Ряд авторов [1, 2] предполагает, что большая часть ионов в протоплазме связана. Однако гипотеза о химич. связи с протоплазмой большей части K^+ находится в противоречии с экспериментами по движению в протоплазме K^{42} и не обязательна для объяснения наблюдаемого распределения ионов, потенциалов покоя и потенциалов действия. Вместо этой гипотезы, в соответствии с опытом, можно постулировать, что белковые анионы, составляющие большую часть анионов протоплазмы, не могут выйти из протоплазмы и, следовательно, создают электрич. поле, уменьшающее ΔF_{i+} для катионов и увеличивающее ΔF_{i-} для анионов, и выбрать подходящее значение суммарного ΔF_i для каждого иона [3].

Ф. т. в. предполагает, что при повреждении протоплазмы и при возбуждении «меняются ее фазовые свойства»: для поврежденного или возбужденного участка $\Delta F_i = 0$, т. е. такой участок протоплазмы подобен водному раствору ионов. Разность потенциалов ΔV между окружающей жидкостью и участком поврежденной протоплазмы возникает из-за диффузии ионов через неповрежденную протоплазму и может быть вычислена из обычных ур-ний для потоков ионов, так же как в мембранной теории возбуждения. В 1-м приближении $\Delta V = (RT/F) \ln [K^+]_B/[k^+]_H$, где R — газовая постоянная, T — темп-ра, F — число Фарадея.

Ф. т. в. не может объяснить высокое сопротивление поверхностного слоя из физико-химич. соображений и должна просто постулировать наличие этого сопротивления и изменение его при генерации потенциалов действия. Ф. т. в. не дает также объяснения изменения знака потенциала при возбуждении и не может объяснить связь потенциала обратного знака с концентрацией наружного Na^+ .

Современная теория возбуждения должна учитывать наличие на поверхности волокна мембраны. Необходимо также учитывать отличие фазовых свойств протоплазмы от водного раствора, особенно при описании генерации биопотенциалов не на ионах Na^+ , а на ионах Ca^{2+} , к-рые, по-видимому, вступают в химич. реакцию в протоплазме. Измерение тепловых эффектов показало, что во время генерации биопотенциалов не происходит остывания ткани, к-рого следует ожидать, исходя из мембранной теории. Поэтому делаются попытки создать фазово-мембранную теорию возбуждения [4]. В ряде работ предложены физико-химич. модели протоплазмы с фазовыми свойствами [5, 6], однако эти модели еще мало разработаны и не подвергнуты серьезной экспериментальной проверке.

Лит.: 1) Трошин А. С., Проблема клеточной проницаемости, М.—Л., 1956; 2) Насонов Д. Н., Александров В. Я., «Усп. современ. биол.», 1944, т. 17, вып. 1, с. 1; 3) Либерман Е. А., «Биофизика», 1961, т. 6, вып. 2, с. 177; 4) Либерман Е. А., Чайлахян Л. М., «Цитология», 1963, т. 5, № 4, с. 440; 5) Ling G. N., «J. Gen. Physiol.», 1960, v. 43, № 5, pt 2; 6) Simon S. H. E., «Nature», 1959, v. 184, № 4704. Е. А. Либерман.

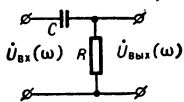
ФАЗОВАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА (фазочастотная характеристика) — зависимость фазового сдвига, вносимого линейной системой передачи сигналов, от частоты ω гармонич. сигнала. Ф. х., наряду с амплитудно-частотной характеристикой, определяет частотные свойства линейной системы передачи сигналов. Обе эти зависимости объединяются частотной характеристикой коэфф. передачи, равного отношению комплексной амплитуды выходного сигнала к комплексной амплитуде входного сигнала: $\dot{K}(\omega) = \dot{U}_{\text{вых}}(\omega)/\dot{U}_{\text{вх}}(\omega)$, где $|\dot{K}(\omega)|$ — амплитудно-частотная характеристика, а $\arg \dot{K}(\omega) = \varphi(\omega)$ — Ф. х. (см. *Комплексных амплитуд метод*). Если известна структура линейной системы, обе характеристики могут быть рассчитаны аналитически. Напр. для одной из простейших систем (см. рис.):

$$\dot{K} = \frac{\omega RC}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}} \exp \left[i \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \omega RC \right) \right],$$

откуда Ф. х. в данном случае равна:

$$\varphi(\omega) = \pi/2 - \arctg \omega RC.$$

При заданных RC для $\omega \ll 1/RC$, $\varphi(\omega) \approx \pi/2$, а для $\omega \gg 1/RC$, $\varphi(\omega) \approx 0$. Для низких частот напряжение на емкости C практически успевает следовать за $U_{\text{вх}}$. $U_{\text{вых}}$ пропорционально току через емкость, к-рый опережает напряжение на ней на $\pi/2$. Для высоких частот напряжение на емкости не успевает следовать за $U_{\text{вх}}$, к-рое и передается на выход практически без сдвига фазы.



Если неизвестна структура линейной системы или аналитич. расчет сложен, Ф. х. строят экспериментально, измеряя частотную зависимость фазового сдвига между гармонич. сигналом на выходе и входе системы.

Вид Ф. х. позволяет судить о дисперсионных свойствах систем связи с распределенными параметрами. Наличие дисперсии обуславливает нелинейность Ф. х. так, что фазовая скорость сигнала $v_{\text{ф}} = \varphi(\omega)/\omega$ отличается от групповой $v_{\text{гр}} = d\varphi(\omega)/d\omega$. Ю. М. Азын.

ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО — в статистич. физике — пространство всех обобщенных импульсов p_i и обобщенных координат q_i рассматриваемой системы, определяющих состояние («фазу») системы. Состояние системы в нек-рый момент времени изображается в виде точки в этом пространстве. Изменение состояния системы со временем можно представить как движение точки по нек-рой линии в Ф. п., наз. фазовой траекторией. Представления о Ф. п. служат отправным пунктом для построения классической статистической физики. В квантовой механике величины q и p можно определить лишь с точностью, допускаемой соотношением неопределенностей. Поэтому состояние системы изображается в Ф. п. не точкой, а ячейкой объемом (N -мерным) h^N , если N — число степеней свободы системы, h — постоянная Планка. Соответственно этому в квантовой статистике представлением о Ф. п. пользуются при квазиклассич. рассмотрении системы, когда квантовый характер системы учитывается путем разбиения Ф. п. на ячейки конечных размеров, порядка h на каждую степень свободы.

ФАЗОВОЕ РАВНОВЕСИЕ — термодинамич. равновесие многофазной системы (см. *Термодинамическое равновесие*). Условия Ф. р. в изолированной системе состоят в одинаковости условий существования каждой ее фазы (давление p и темп-ра T во всех фазах должны быть равны) и в одинаковом значении хим. потенциала μ каждого из компонентов во всех сосуществующих фазах. Первые 2 условия Ф. р. отвечают,

соответственно, механич. и термич. равновесию системы, последнее — химич. равновесию (динамич. равновесие между составами фаз). Число фаз, к-рые могут одновременно находиться в Ф. р., определяется *фаз правилом*.

Равенство $\mu_1^I = \mu_1^{II} = \mu_1^{III} = \dots$ (нижние индексы относятся к компонентам, верхние — к фазам) достигается благодаря самопроизвольному распределению каждого из компонентов между фазами системы (см. *Нерста закон распределения*). Концентрации компонента в различных фазах оказываются при этом неодинаковыми; их значения определяются как свойствами всех компонентов, образующих фазу (см. *Растворимость*), так и условиями существования системы (значениями действующих термодинамич. сил p , T и др.).

Соотношения между p , T и концентрациями $C_1^I, C_2^I, C_3^I, \dots, C_1^{II}, C_2^{II}, C_3^{II}, \dots$ и т. д. для каждой фазы должны подчиняться соответствующему ур-нию состояния. Эти ур-ния еще не найдены; поэтому зависимости между перечисленными величинами выражают диаграммами состояния, построенными по опытным данным (см. *Состояния диаграмма*). Кривая равновесия фаз на диаграмме состояния определяет в то же время границу устойчивости фаз. При изменении состояния системы вдоль линии, пересекающей кривую Ф. р., в точке пересечения возникает новая фаза, появление к-рой неизбежно сопровождается расхождением одной или более наличных фаз. Поскольку переход происходит между фазами, находящимися в термодинамич. равновесии, свойства этого равновесия определяют характер фазового превращения. Так, если общее число фаз меньше максимально возможного, то превращение совершается в процессе изменения как T , так и состава фаз (пример: кипение бинарного раствора, см. *Жидкие смеси*). Если же общее число фаз максимально, то число термодинамич. степеней свободы равно нулю и фазовый переход протекает при постоянных p , T и составах фаз (пример: образование *эвтектики*).

Лит. см. при ст. *Фаз правило* и *Состояния диаграмма*.
В. П. Древинг.

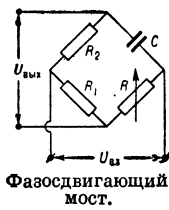
ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ — понятие, основанное на структурном понимании термина *фаза*. Ф. с. определяется только характером взаимного расположения атомов или молекул, но не их подвижностью. Наличие дальнего порядка соответствует кристаллич. Ф. с., ближнего порядка — аморфное Ф. с., а полному отсутствию порядка — газообразное Ф. с. Даже в случае простых веществ Ф. с. не обязательно соответствуют *агрегатным состояниям вещества*; совпадают лишь газообразные состояния (и то с нек-рыми оговорками). Твердому агрегатному состоянию могут соответствовать два Ф. с. — кристаллическое и аморфное (*стеклообразное состояние*). Аналогично, аморфному Ф. с. может соответствовать обычное жидкое состояние и твердое стеклообразное состояние, к-рое можно характеризовать как переохлажденную жидкость. Несовпадение агрегатных и Ф. с. становится еще более очевидным в случае полимеров, где существует третье аморфное состояние — высокоэластическое, а также различные степени кристаллич. порядка; подробнее см. *Полимеры*.

С. Я. Френкель.

ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ (фазовращающая цепь) — радиотехнич. устройство для плавного изменения фазового сдвига электрич. сигналов. Простейшие Ф. — последовательно соединенные активное сопротивление и реактивное (обычно конденсатор); *дифференцирующие цепи RC* (модуль коэфф. передачи $K = \omega CR / \sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}$, фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \arctg [1/(\omega CR)]$); *интегрирующие цепи* ($K = 1/\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}$, $\Delta\varphi = -\arctg [\omega CR]$). В таких Ф. $\Delta\varphi < 90^\circ$ и при изменении φ (регулировка C

или R , или частоты ω) меняется K , что весьма неудобно.

Большое постоянство K обеспечивает фазосдвигающую цепь (см. рис.). При $R_1 = R_2$ величина $K = 1/2$, $\Delta\varphi = 2 \arctg(\omega CR)$. Реальный Φ такого типа позволяет получить $\Delta\varphi$ до $120^\circ - 150^\circ$ (причем Φ зависит от ω) при относительно небольшом изменении ΔK за счет конечного внутр. сопротивления источника сигналов. Существуют также лампы и др. Φ . Для обеспечения независимости $\Delta\varphi$ от ω (диапазонные Φ .) применяются Φ . следящего типа с нелинейными активными или реактивными элементами (фотосопротивление, термистор, полупроводниковый диод).



На высоких частотах (\sim Мгц) обычно применяют емкостный Φ . — четырехсегментный переменный конденсатор, у которого одна обкладка — общая, напр. в форме коаксиального внутр. цилиндра, срезанного по плоскости, наклонной к его образующей. При вращении цилиндра площадь рабочей поверхности конденсатора меняется синусоидально. Если нагрузкой такого Φ . служит активное сопротивление, то K сильно зависит от ω ; если же нагрузка емкостная $Z_H = 1/\omega C$, то $K = \text{const}$. В таких Φ . $0,5^\circ \leq \Delta L \leq n \cdot 360^\circ$, где n — целое число. Существует аналогичный Φ . на индуктивностях.

В СВЧ диапазоне Φ . служат ферритовые образцы (см. Ферриты), помещенные в волноводы и находящиеся в постоянном магнитном поле (Фарадея явление, инверсионные Φ .), а также полупроводниковые диоды (малоинерционные Φ .).

Φ . широко применяют в измерит. технике, для фазовой модуляции колебаний, при сканировании диаграмм направленности многоэлементных антенных систем и т. д.

Лит.: 1) А сее в Б. П., Фазовые соотношения в радиотехнике, 3 изд., М., 1959; 2) Ви шенчук И. М., Котюк А. Ф., Ми вюк Л. Я., Электромеханические и электронные фазометры, М.—Л., 1962. В. И. Медведев.

ФАЗОВЫЕ ИСКАЖЕНИЯ (фазочастотные искажения) — искажения формы сигнала, обусловленные нарушением фазовых соотношений в его частотном спектре. Φ . и. относят к линейным искажениям, когда искажения формы сигнала зависят только от нарушения структуры его спектра без обогащения новыми гармониками. Φ . и. возникают, напр., при прохождении сигнала по каналу связи, когда в последнем затухание либо отсутствует, либо не зависит от частоты, а его фазочастотная характеристика является нелинейной ф-цией частоты. Φ . и. имеют место при прохождении сигнала через идеальный фильтр низких частот в виде LC-цепочки. В реальных системах Φ . и. обязательно сопутствуют и амплитудные искажения. Ю. М. Азын.

ФАЗОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ частиц в ускорителях — изменения фазы ускоряемых частиц относительно высокочастотного (ВЧ) ускоряющего поля, вызванные механизмом автофазировки. Устойчивость фазовых (синхротронных) колебаний — одно из главных условий нормальной работы большинства резонансных ускорителей заряженных частиц, т. к. обеспечивает возможность ускорения частиц, энергия E и фаза φ -рых отличаются от равновесных значений E_s и φ_s .

Φ . к. совершаются около равновесной фазы φ_s (к-рую имеет воображаемая частица, двигающаяся в точном синхронизме с изменением ВЧ поля) и связаны с колебаниями энергии около E_s . В циклич. ускорителях вместе с энергией меняется и радиус

орбиты, поэтому иногда употребляется термин «радиально-фазовые колебания».

Если учитывать действие только резонансной гармоники ВЧ поля, то Φ . к. в ускорителях различных типов описываются единым фазовым уравнением

$$\frac{d}{dt} M \frac{d\varphi}{dt} = K (\cos \varphi - \cos \varphi_s). \quad (1)$$

Параметры M и K в линейных и циклич. ускорителях имеют различный физ. смысл и, вообще говоря, зависят от времени t . Однако в любом случае величина K пропорциональна амплитуде ускоряющего поля, а $M d\varphi/dt$ — отклонению энергии от E_s .

С формальной точки зрения, ур-ние (1) описывает движение материальной точки с массой M в потенциальной яме вида

$$U(\varphi) = K (\varphi \cos \varphi_s - \sin \varphi) + \text{const.}$$

Устойчивое колебл. движение возможно лишь для тех частиц, фаза к-рых не выходит за пределы потенциальной ямы $U(\varphi)$ (рис. 1), т. е. лежит в пределах от $-\varphi_s$ до $\varphi_1 \approx 2\varphi_s$. Лишь в частном случае $\cos \varphi_s = 0$, когда равновесная энергия не изменяется, область устойчивых Φ . к. охватывает весь интервал от 0 до 2π . При $M = \text{const}$, $K = \text{const}$ ур-ние (1) допускает интеграл вида

$$\frac{M}{2K} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - [\sin \varphi + \sin \varphi_s - (\varphi + \varphi_s) \cos \varphi_s] = H = \text{const}, \quad (2)$$

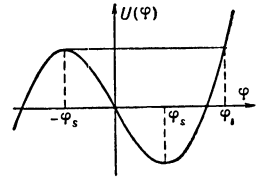


Рис. 1.

описывающий фазовые траектории на плоскости (φ , $\dot{\varphi}$) (рис. 2). В зависимости от величины H , т. е. от начальных условий, фазовые траектории могут быть либо замкнутыми ($H < 0$), что соответствует устойчивым Φ . к., либо уходить в ∞ ($H > 0$). Последнее означает, что частица не захвачена в режим ускорения и ее энергия в среднем остается постоянной. Границей устойчивых Φ . к. является сепаратрисса ($H = 0$), проходящая через особую точку (седло) фазовой плоскости $\varphi = -\varphi_s$. Вторая особая точка расположена при $\varphi = \varphi_s$ и является центром, около к-рого совершаются колебания. При достаточно малых отклонениях от φ_s фазовые траектории — эллипсы, т. е. малые Φ . к. ($|\varphi - \varphi_s| \ll 1$) являются гармоническими и имеют мгновенную частоту $\Omega = (K \sin \varphi_s / M)^{1/2}$ ($\sin \varphi_s$ имеет тот же знак, что и M). Большие Φ . к., амплитуда к-рых сравнима с φ_s , существенно нелинейны; период их увеличивается с ростом амплитуды, логарифмически обращаясь в ∞ для движения по сепаратриссе. При медленном изменении параметров амплитуда малых Φ . к. адиабатически изменяется пропорционально $(KM \sin \varphi_s)^{-1/4}$ (как это известно из теории маятника с переменной массой и длиной), что обычно соответствует затуханию.

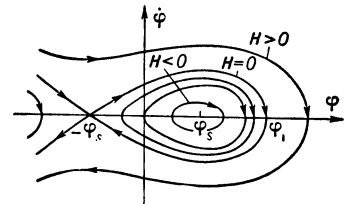


Рис. 2. Фазовые траектории синхротронных колебаний $\cos \varphi_s = 0,5$.

особую точку (седло) фазовой плоскости $\varphi = -\varphi_s$. Вторая особая точка расположена при $\varphi = \varphi_s$ и является центром, около к-рого совершаются колебания. При достаточно малых отклонениях от φ_s фазовые траектории — эллипсы, т. е. малые Φ . к. ($|\varphi - \varphi_s| \ll 1$) являются гармоническими и имеют мгновенную частоту $\Omega = (K \sin \varphi_s / M)^{1/2}$ ($\sin \varphi_s$ имеет тот же знак, что и M). Большие Φ . к., амплитуда к-рых сравнима с φ_s , существенно нелинейны; период их увеличивается с ростом амплитуды, логарифмически обращаясь в ∞ для движения по сепаратриссе. При медленном изменении параметров амплитуда малых Φ . к. адиабатически изменяется пропорционально $(KM \sin \varphi_s)^{-1/4}$ (как это известно из теории маятника с переменной массой и длиной), что обычно соответствует затуханию.

В циклических ускорителях величина φ_s определяется соотношением

$$\cos \varphi_s = \frac{2\pi}{eV} \left[\frac{1}{\omega_s} \frac{dE_s}{dt} + \frac{e}{2\pi c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right], \quad (3)$$

где eV — макс. приращение энергии, к-рое может быть получено от ВЧ поля на одном обороте (e — за-

ряд частицы), Φ — скалярный магнитный поток через равновесную орбиту, а ω_s — частота обращения частицы, в q раз меньшая частоты ВЧ поля. Целое число q наз. кратностью ускорения. Второе слагаемое в правой части, представляющее эдс индукции, в больших резонансных ускорителях, как правило, мало. Для обеспечения фазовой устойчивости необходимо, чтобы $|\cos \varphi_s| < 1$, так что при заданной амплитуде ускоряющей волны темп прироста равновесной энергии dE_s/dt не должен быть слишком высоким.

Параметры в ур-нии (1) для циклич. ускорителя равны: $K = qeV/2\pi m_0 c^2$, $M = \gamma(\gamma^2 - 1)/\omega_s^2(\alpha\gamma^2 - 1)$, где $\gamma = E_s/m_0 c^2$, $m_0 c^2$ — энергия покоя ускоряемой частицы, а α — коэфф. расширения орбит, равный логарифмич. производной от периметра орбиты по импульсу, взятой при постоянном магнитном поле. В ускорителях со слабой фокусировкой ($\alpha > 1$) параметр $M > 0$ и равновесная фаза положительна (рис. 1). Для ускорителей с сильной фокусировкой ($\alpha \ll 1$) параметр M отрицателен при малых энергиях и положителен при больших; поэтому устойчивая равновесная фаза [соответствующая $\min U(\varphi)$] сначала отрицательна, а затем становится положительной. Энергия $\gamma_{кр} = \alpha^{-1/2}$, при которой M и φ_s меняют знак и происходит перестройка фазовых траекторий, называется критической.

В релятивистском случае ($\alpha\gamma^2 \gg 1$) амплитуда Ф. к. $A \sim (V\gamma \sin \varphi_s/\omega_s^2)^{-1/4}$, т. е. Ф. к. затухают с ростом энергии, а при малых энергиях ($\gamma \approx 1$)

$$A \sim [V(\gamma - 1) \sin \varphi_s/\omega_s^2(\alpha - 1)]^{-1/4}$$

и, как правило, также уменьшается с ростом γ . Частота малых Ф. к. равна

$$\Omega = \omega_s \left[\frac{qeV(\alpha\gamma^2 - 1) \sin \varphi_s}{2\pi E_s(\gamma^2 - 1)} \right]^{1/2} \quad (4)$$

Обычно она гораздо меньше частоты обращения и для типичных параметров лежит в диапазоне $10^3 - 10^6$ гц, уменьшаясь к концу ускорения. Отклонение энергии от равновесного значения в процессе Ф. к. равно $\Delta E = E_s[(\gamma^2 - 1)/q\omega_s(\alpha\gamma^2 - 1)] \cdot d\varphi/dt$, причем макс. возможное его значение достигается на сепаратриссе при $\varphi = \varphi_s$ и равно

$$\Delta E_{\max} = 2 \left[\frac{eVE_s(\sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s)(\gamma^2 - 1)}{2\pi q(\alpha\gamma^2 - 1)} \right]^{1/2} \quad (5)$$

Т. к. малые Ф. к. испытывают затухание с ростом энергии, частицы, заполнявшие в начальный момент времени всю область устойчивости, по мере ускорения сдвигаются к равновесной точке, образуя малый сгусток. На орбите одновременно находится q таких сгустков, причем разброс по энергии в каждом из них при прочих равных условиях пропорционален $(V/q)^{1/2}$.

Правильный выбор размеров области устойчивости Ф. к. играет важную роль при инжекции. Чтобы захват частиц в ВЧ режим ускорения был эффективным, напряжение V при инжекции не должно быть слишком малым, т. к. при $V \rightarrow 0$ область устойчивости вообще исчезает. С др. стороны, при большом V , согласно ф-ле (5), возрастает амплитуда колебаний энергии и, соответственно, радиуса орбиты. В результате инжектированная частица может попасть на стенку вакуумной камеры или вернуться к инжекторному устройству, что ограничивает интенсивность. Кроме того, в сильнофокусирующих ускорителях большие колебания радиуса заметно меняют условия фокусировки, что также может привести к потере части пучка (см. Фокусировка частиц). Поэтому в синхротронах значение V изменяют в процессе ускорения (плавно или скачком); оно должно быть велико в конце ускоре-

ния, чтобы скомпенсировать потери на излучение, и значительно меньше в начале, чтобы обеспечить оптимальные условия инжекции.

В сильнофокусирующих системах при приближении к критич. энергии «эффективная масса» M в ур-нии (1) стремится к бесконечности. Пока M не изменила знака, такой рост только усиливает затухание, и частицы группируются вблизи отрицат. равновесной фазы. Т. к. в момент перехода через критич. точку параметр M и равновесная фаза меняют знак, то сразу после перехода сильно сгруппированные по фазе частицы оказываются в непосредств. окрестности неустойчивой особой точки фазовой плоскости. За критич. точкой $|M|$ уменьшается, что способствует росту амплитуды Ф. к., и частицы легко выпадают из режима автофазировки. Чтобы избежать потери частиц, при приближении к критич. энергии нужно достаточно быстро изменить фазу ВЧ напряжения на $2|\varphi_s|$. Тогда частицы (фаза к-рых изменится на $2|\varphi_s|$) окажутся сгруппированными около новой (положит.) равновесной фазы, и ускорит. режим не нарушится.

Для слабофокусирующих ускорителей критич. энергия отсутствует, а для синхротронов, как правило, меньше энергии инжекции.

Наличие радиационных потерь энергии в больших синхротронах приводит к необходимости сильно увеличивать амплитуду напряжения V к концу ускорения, когда потери становятся особенно значительными (см. Излучение электронов в ускорителях). В этом случае частота Ф. к. может возрастать к концу цикла. Кроме того, излучение оказывает прямое воздействие на Ф. к., приводя к их дополнит. экспоненциальному затуханию, декремент к-рого в большинстве магнитных систем равен $\xi = (W/2E_s)(4 - \alpha/\sigma)$, где W — средняя за оборот мощность излучения, а σ — относит. длина участков орбиты, проходящих в магнитном поле. В слабофокусирующем синхротроне при $\alpha > 4\sigma$ затухание сменяется раскачкой.

Ф. к. всегда подвергаются действию различных возмущений, к числу к-рых прежде всего относятся возмущения магнитного поля, а также частоты и амплитуды ускоряющего поля. Наиболее опасны эти возмущения в случае, если их спектр лежит вблизи частоты Ω , т. к. при этом амплитуда малых Ф. к. начинает быстро возрастать, частицы выпадают из области устойчивости и теряются. Так, если возмущение имеет характер шума, то средний квадрат амплитуды малых Ф. к. изменяется по закону

$$\overline{A^2} = A^2(t) \left[1 + \pi \int_0^t \frac{\Phi(\Omega)}{A^2(t)} dt \right], \quad (6)$$

$$\Phi(\Omega) = \Omega^2 \text{ctg}^2 \varphi_s \Phi_V(\Omega) + q^2 \omega_s^2 \alpha^2 \Phi_B(\Omega) + q^2 \omega_s^2 \Phi_\omega(\Omega),$$

где $A(t)$ — амплитуда Ф. к. в отсутствие возмущений, а Φ_B , Φ_V и Φ_ω — спектральные плотности относит. отклонений магнитного поля, амплитуды и частоты ускоряющего напряжения (предполагается, что они статистически независимы). Ф-ла (6) описывает и воздействие гармонич. возмущений с амплитудой f и частотой Ω_0 , если положить, напр., $\Phi_B(\Omega) = 1/4f_B^2 \delta(\Omega - \Omega_0)$ и т. д. Поскольку $\Omega^2 \ll q^2 \omega_s^2$, то из (7) следует, что Ф. к. наиболее чувствительны к возмущениям частоты ускоряющего поля и неустойчивостям магнитного поля (при слабой фокусировке).

На Ф. к. оказывает влияние также автоматич. система управления средней равновесной орбитой (см. Синхрофазотрон). Обычно информация о радиальном и фазовом смещении центра сгустка частиц, получаемая с помощью сигнальных индукционных электродов, используется для коррекции частоты, к к-рой

наиболее чувствительны Ф. к. Система авторегулирования обеспечивает значит. уменьшение смещений центра тяжести сгустка (при тех же значениях возмущений), и Ф. к. возбуждаются гораздо слабее. Использование информации о фазовом смещении центра сгустка позволяет также избежать раскачки т. н. когерентных колебаний сгустка, когда все частицы колеблются синфазно.

В синхротронах воздействие возмущений неск. ослабляется радиационным затуханием Ф. к., но вместе с тем появляется и новый их источник, связанный с дискретным, квантовым характером излучения. В результате даже в идеальном случае средний квадрат амплитуды Ф. к. при больших энергиях не может быть меньше, чем $\bar{A}^2 \approx 4,1 \cdot 10^2 qa \operatorname{ctg} \varphi_s / \gamma (4 - \alpha/\sigma)$ радиан². В частности, из-за этого эффекта ускорение на высокой кратности возможно лишь в сильнофокусирующих синхротронах ($\alpha \ll 1$).

Из описанной общей схемы неск. выпадают ускорители циклотронного типа, т. е. с постоянным магнитным полем и постоянной частотой ускоряющего поля. В классич. циклотроне равновесную энергию можно считать постоянной, а все ускорение длится фактически половину периода Ф. к., так что макс. возможный прирост энергии примерно равен $2\Delta E_{\text{макс}}$ [см. (5)]. В микротроне кратность ускорения переменная и прирост энергии за оборот большой; Ф. к. в этом случае описываются не дифференциальным, а разностным ур-нием, допускающим устойчивое решение при условии $0 < \operatorname{tg} \varphi_s < 2/\pi \Delta q$, где Δq — изменение кратности на одном обороте. Фаза частицы в микротроне претерпевает скачкообразные изменения и лишь в среднем ложится на плавную фазовую траекторию. В изохронном циклотроне, где в идеальном случае период обращения не зависит от энергии, понятие Ф. к. вообще теряет смысл, т. к. фаза в отсутствие возмущений остается постоянной.

Выше всюду предполагалось, что число ускоряемых частиц очень мало, так что их взаимодействием можно полностью пренебречь. Расчет влияния собств. полей пучка на Ф. к. — весьма сложная задача, еще далекая от разрешения. В случаях, когда длина сгустка частиц много больше апертуры вакуумной камеры, можно считать, что собств. поле пучка является кулоновским и имеет потенциал, пропорциональный плотности заряда. Головная часть сгустка за счет поля пространств. заряда дополнит. ускоряется, а хвостовая — неск. замедляется, что противодействует механизму автофазировки, если энергия меньше критической. Предельный заряд, при к-ром фазовая устойчивость полностью исчезает, равен в этом случае

$$Q = \gamma^2 VR / \Lambda q^2, \quad (7)$$

где R — средний радиус установки, а Λ — фактор, зависящий от условий экранировки поля стенками камеры и равный 2—4. Обычно Q неск. больше, чем предельный заряд, допустимый с точки зрения поперечной фокусировки частиц. Выше критич. энергии поле пространств. заряда, замедляющее головные частицы, действует в ту же сторону, что и автофазировка.

В линейных ускорителях Ф. к. подчиняются примерно тем же закономерностям, что и в циклических, но применительно к полученным выше выражений ограничена, поскольку для достижения высокой энергии на сравнит. коротком пути приходится применять большие ускоряющие поля. Нерезонансные гармоники поля могут поэтому в нек-рых случаях существенно влиять на Ф. к. Действие резонансной гармоники, как и в циклич. ускорителях, приводит к появлению автофазировки, однако равновесная фаза в линейных ускорителях всегда отрицательна. Т. к. для сильно релятивистских частиц скорость практически перестает за-

висеть от энергии, то в электронных линейных ускорителях на большую энергию действие механизма автофазировки сильно ослаблено. Особенностью Ф. к. в обычных линейных ускорителях является также то, что их устойчивость несовместима с поперечной устойчивостью частицы в бегущей резонансной волне. В системе координат, связанной с этой волной, существует чисто электростатич. поле, к-рое, согласно Ирншоу теореме, не может обеспечить устойчивость одновременно по всем направлениям. Обычно поперечная устойчивость протонов достигается спец. фокусирующими системами (см. *Линейный ускоритель*).

Изменение фазы описывается ур-нием типа (1), в к-ром за независимую переменную естественно выбрать z — расстояние, пройденное вдоль оси ускорителя. Тогда

$$\frac{d}{dz} \beta_\phi^3 \gamma^3 \frac{d\varphi}{dz} = - \frac{2\pi e \epsilon}{m_0 c^2 \lambda} (\cos \varphi - \cos \varphi_s), \quad (8)$$

где λ — длина ускоряющей волны в свободном пространстве, а $\epsilon(z)$ и $\beta_\phi(z)$ — ее амплитуда и фазовая скорость (в единицах c) в волноводе ускорителя. Скорость изменения равновесной энергии γ и равновесная фаза связаны соотношением:

$$\frac{d\gamma}{dz} = \beta_\phi \gamma^3 \frac{d\beta_\phi}{dz} = \frac{e \epsilon(z)}{m_0 c^2} \cos \varphi_s. \quad (9)$$

Отсюда следует, в частности, что в электронных ускорителях на большую энергию ($\gamma \gg 1$) изменение β_ϕ вдоль волновода должно быть очень мало. На практике большая часть волноводной системы такого ускорителя рассчитывается на постоянную $\beta_\phi = 1$. Понятия равновесной энергии и Ф. к. до нек-рой степени теряют при этом смысл, а фазовое движение состоит в асимптотич. приближении фазы частицы к предельному значению, зависящему от начальных условий и определяющему конечную энергию каждого электрона. Для уменьшения разброса энергии в пучке на выходе необходимо, чтобы возможно большее число электронов имело асимптотич. фазу, отличающуюся не более чем на неск. градусов от фазы максимума поля. Для этого на входе ускорителя с $\beta_\phi = 1$ пучок группируется по фазе с помощью спец. группирователя.

В линейных ускорителях тяжелых частиц, где скорость волны мала и существенно зависит от z , Ф. к. подчиняются тем же закономерностям, что и в циклич. ускорителях, но частота их гораздо больше вследствие больших напряженностей ускоряющего поля. Амплитуда полезной гармоники поля зависит от конструкции ускоряющей системы (обычно — в виде системы пролетных трубок), однако как в электронных, так и в ионных ускорителях она слабо зависит от смещения частицы относительно оси ускорителя. Поэтому фазовое движение практически не зависит от поперечного (но поперечное движение существенно связано с фазовым). Производятся попытки так модифицировать линейные ускорители, чтобы совместить устойчивость Ф. к. и поперечных отклонений (применением сильной фокусировки, использованием волноводных свойств плазмы и т. д.).

Лит.: 1) Ускорители. Сб. статей, М., 1960; 2) Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; 3) Теория и расчет линейных ускорителей. Сб. статей, М., 1962. А. Н. Лебедев.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВТОРОГО РОДА (Кюри точки или λ -точки) — фазовые превращения, при к-рых плотность и все термодинамич. ф-ции непрерывны, но вторые производные термодинамического потенциала Φ по физич. параметрам системы (теплоемкость, сжимаемость, объемный коэфф. термического расширения и т. д.) изменяются скачком. *Теплота фазового превращения* в случае Ф. п. в. р. равна нулю. Примеры Ф. п. в. р.: переход сверхпроводника в сверхпроводящее состояние в отсутствие магнитного

поля, ферромагнетика в парамагнетик, нек-рых сегнетоэлектриков из полярной в неполярную модификацию, переходы в бинарных сплавах, связанные с изменением упорядоченности кристалла. При Ф. п. в. р. состоянии тела изменяется непрерывным образом, но симметрия меняется скачком.

Лит. см. при ст. *Фазовые превращения*.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПЕРВОГО РОДА — *фазовые превращения*, при к-рых плотность и термодинамич. ф-ции (энергия, свободная энергия, энтальпия, энтропия), кроме термодинамического потенциала Φ , в точке перехода изменяются скачком. В случае Ф. п. п. р. выделяется или поглощается конечная теплота фазового превращения. Примеры Ф. п. п. р. — переходы: газа в жидкость и в твердое состояние, жидкости в твердое тело, одной кристаллич. модификации в другую (см. *Парообразование*, *Плавление*, *Модификация кристаллов*). В точке Ф. п. п. р. темп-ра T и давление p в течение перехода остаются постоянными ($T = \text{const}$, $p = \text{const}$). При Ф. п. п. р. наблюдаются явления *перегрева* и *переохлаждения* (см. *Метастабильное состояние*).

Лит. см. при ст. *Фазовые превращения*.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ (фазовые переходы) — переходы вещества из одной фазы в другую (напр., переход газа в жидкость, жидкости в твердое тело, переход металла из ферромагнитного состояния в парамагнитное, из сверхпроводящего в не сверхпроводящее и т. д.). Изменение *агрегатного состояния вещества* представляет собой частный случай Ф. п.

Наиболее полно развита термодинамич. теория Ф. п., к-рая позволила провести их классификацию и установить ряд общих закономерностей Ф. п. В зависимости от того, первые или вторые производные термодинамического потенциала Φ испытывают разрыв при Ф. п., различают Ф. п. первого и второго рода.

При Ф. п. первого рода плотность и термодинамич. ф-ции (энергия, свободная энергия, энтропия, энтальпия и др., кроме потенциала Φ) в точке перехода изменяются скачком. Следовательно, Ф. п. этого типа обладают отличной от нуля *теплотой фазового превращения*, измеряемой при постоянных темп-ре T и давлении p величиной скачка энтальпии ΔH . К Ф. п. первого рода относятся все агрегатные превращения, переходы одних кристаллич. модификаций в другие, переход сверхпроводника в не сверхпроводящее состояние в магнитном поле и др.

При Ф. п. второго рода плотность и термодинамич. ф-ции непрерывны, скачок испытывают производные этих ф-ций по физич. параметрам (или, что одно и то же, вторые производные потенциала Φ): теплоемкость при постоянном давлении $c_p = (\partial^2 \Phi / \partial T^2)_p$; сжимаемость $(\partial V / \partial p)_T$, где V — объем; объемный коэфф. термич. расширения $(\partial V / \partial T)_p$ и др. В силу непрерывности термодинамич. ф-ций при Ф. п. второго рода теплота превращения равна нулю. К Ф. п. второго рода относят: переход ферромагнетика в парамагнетик в отсутствие магнитного поля, гелия в сверхтекучее состояние (см. *Сверхтекучесть*), переходы в бинарных сплавах, связанные со скачкообразным изменением симметрии при упорядочении (см. *Упорядочение сплавов*) и т. д.

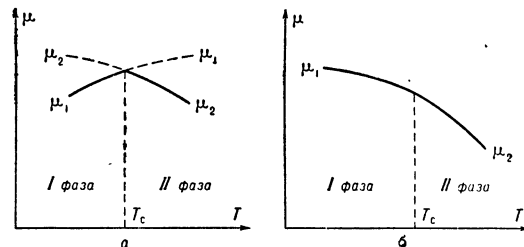
Термодинамич. теория рассматривает равновесие с н. в. Ф. п., т. е. Ф. п., при к-рых условия фазового равновесия не нарушаются. Число фаз, находящихся в равновесии, не должно превышать числа компонентов, увеличенного на два (см. *Фаз правило*). Анализ условий равновесия показывает, что Ф. п. возможны лишь для двухмерных и трехмерных систем. В случае одномерных систем, т. е. систем, в к-рых частицы расположены вдоль линии, равновесие двух фаз, а следовательно, и Ф. п. невозможны. В случае

Ф. п. первого рода в однокомпонентной системе из условия равенства химических потенциалов двух фаз в равновесии можно найти дифференц. ур-ние кривой равновесия фаз (кривой Ф. п.) — *Клапейрона—Клаузиуса уравнение*: $dp/dT = \lambda/T\Delta V$, где λ — теплота превращения, ΔV — разность объемов 1-й и 2-й фаз. Аналогичные соотношения (т. н. соотношения Эренфеста) можно получить для скачков производных термодинамич. ф-ций в случае Ф. п. второго рода:

$$\frac{dp}{dT} = -\Delta \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p / \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \Delta c_p / T \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p.$$

Кривая фазового равновесия между двумя фазами на плоскости (p , T) может уходить в бесконечность, а также кончатся в точке пересечения с др. кривыми фазового равновесия (напр., в тройной точке) либо в точке, в к-рой исчезает различие между двумя фазами (в критич. точке, см. *Критическое состояние*). Критич. точка может существовать лишь для таких двух фаз, различие между к-рыми имеет количественный, а не качественный (связанный с разной внутренней симметрией, как в случае жидкости и кристалла) характер. Следовательно, кривые Ф. п. второго рода не могут оканчиваться в нек-рой точке, т. к. они разделяют фазы с разной симметрией. Точка, в к-рой кривая Ф. п. первого рода переходит в кривую Ф. п. второго рода, наз. критич. точкой переходов второго рода; она аналогична обычной критич. точке.

В случае Ф. п. первого рода при пересечении кривой равновесия, определяемой равенством хим. потенциалов фаз $\mu_1 = \mu_2$ (рис., а), фаза из области устой-



Соотношение между химич. потенциалами μ_1 и μ_2 двух фаз: а — вблизи точки T_c их Ф. п. первого рода (сплошные линии соответствуют устойчивому состоянию, пунктирные — метастабильному); б — вблизи точки T_c их Ф. п. второго рода.

чивых состояний переходит в область *метастабильных состояний*, где устойчива другая фаза. В каждой области (p , T) устойчива и осуществляется лишь та фаза, к-рой соответствует минимальное значение химич. потенциала (напр., μ_1 до T_c и μ_2 после T_c , рис., а). Т. о., в самой точке перехода химич. потенциал обеих фаз не имеет никаких особенностей. Поэтому, если известна точная функция зависимости μ_1 и μ_2 от p и T , то может быть найдено не только ур-ние кривой фазового равновесия, напр. в виде $T(p)$, но и определены скачки термодинамич. ф-ций в точке перехода. По той же причине для Ф. п. первого рода характерны явления *перегрева* и *переохлаждения*. Лишь в условиях нек-рого перегрева (переохлаждения) возможно образование зародышей новой фазы и протекание Ф. п. первого рода с конечной скоростью (см., напр., *Кипение*, *Кристаллизация*).

Явление перегрева (переохлаждения) в случае Ф. п. второго рода невозможно, т. к. в этом случае в каждой области (p , T) существует лишь химич. потенциал какой-нибудь одной фазы (рис., б). В точке перехода, следовательно, вид функций зависимости μ от p и T меняется, т. е. точка перехода — особая точка для химич. потенциала. Выявление характера особенностей в точке Ф. п. второго рода — одна из

наиболее трудных и пока не решенных задач, т. к. последовательной микроскопич. теории переходов этого типа еще не существует. Наибольший интерес представляет феноменологич. (термодинамич.) теория Ф. п. второго рода Л. Д. Ландау [1]. В теории Ландау предполагается, что термодинамич. потенциал системы вблизи точки перехода может быть разложен в ряд по степеням параметра η , характеризующего степень упорядоченности или вообще различие симметрии в 1-й и 2-й фазах, т. к. при Ф. п. второго рода состояние тела меняется непрерывным образом, но симметрия его изменяется скачком. Напр., в случае бинарных сплавов пока вероятности нахождения атомов данного сорта в разных узлах элементарной ячейки кристалла различны, симметрия имеет один характер, но как только эти вероятности сравниваются, симметрия повышается скачком. В этом случае η можно определить, как $\eta = (w_1 - w_2) / (w_1 + w_2)$, где w_1 и w_2 — вероятности нахождения атомов 1-го и 2-го сорта в данном узле ячейки. Изменение симметрии кристалла может быть связано также со смещением атома определенного сорта внутри элементарной ячейки; в этом случае η определяется величиной смещения атома. Для перехода ферромагнетика в парамагнетик η пропорционален величине спонтанного намагничивания. Разложение термодинамич. потенциала Φ по степеням малого параметра η вблизи точки перехода имеет вид:

$$\Phi(p, T, \eta) = \Phi_0(p, T) + a(p, T)\eta + A(p, T)\eta^2 + B(p, T)\eta^3 + C(p, T)\eta^4 + \dots$$

(предполагается, что особенность Φ проявляется в членах более высокого порядка, чем η^4). В рассматриваемом случае фаз разной симметрии $a \equiv 0$. В равновесном состоянии η определяется из условий минимума ф-ции Φ , т. е. $\partial\Phi/\partial\eta = 0$ и $\partial^2\Phi/\partial\eta^2 > 0$. Из них следует, что при равновесии в точке перехода $B_c = 0$, $C_c > 0$. Поскольку по одну сторону перехода $\eta = 0$, а по другую $\eta \neq 0$ (причем значения η могут быть как положит., так и отрицат.), в фазе с $\eta = 0$ $A > 0$, в фазе с $\eta \neq 0$ $A < 0$. Т. о., в точке перехода $A_c = 0$, а в окрестности точки перехода $A(p, T) = a(p)(T - T_c)$ и $\eta^2 = a(p)(T - T_c)/2C$. Энтропия вблизи точки перехода $S = -\partial\Phi/\partial T = S_0 - (dA/dT)\eta^2$, а в самой точке перехода — непрерывна: $S = S_0$ (т. к. $\eta^2 = 0$) (непрерывны и все остальные термодинамич. ф-ции). Теплоемкость c_p испытывает в точке Ф. п. второго ряда скачок: $\Delta c_p = a^2 T_c / 2C_c$. Поскольку $C_c > 0$, теплоемкость увеличивается при переходе от состояния с $\eta = 0$ к состоянию с $\eta \neq 0$. Исследование, основанное на теории групп, позволяет найти класс допустимых изменений симметрии в точке перехода.

К сожалению, сама возможность разложения Φ по степеням η в точке фазового перехода вызывает нек-рые сомнения, поскольку эта точка является особой точкой для Φ . Ввиду этого выводы, вытекающие из возможности такого разложения, могут оказаться неприменимыми в непосредственной малой окрестности точки перехода. Действительно, статистич. расчет, выполненный Л. Онсагером для двухмерной модели ферромагнетика Изинга (см. *Онсагера теория*), показывает, что теплоемкость c_p в точке перехода обращается в бесконечность по закону $c_p \sim \ln|T - T_c|$, симметричному по обе стороны точки перехода. Хотя этот результат был получен лишь для определенной специальной модели, но общий анализ позволяет предполагать, что обращение теплоемкости и нек-рых других первых производных термодинамич. ф-ций в бесконечность по логарифмич. закону (помимо характерного для этих величин скачка) является достаточно универсальным законом для всех Ф. п. второго рода. Поведение теплоемкости по закону $\sim \ln|T - T_c|$

было обнаружено экспериментально впервые в случае перехода кварца из α -фазы в β -фазу, нек-рых сегнетоэлектриков из полярной в неполярную модификацию и с особенной точностью — в случае перехода сверхтекучего гелия в нормальную фазу. В последнем случае область логарифмич. аномалии c_p составляет $10^{-2} - 10^{-3}^\circ\text{K}$ вблизи T_c . Логарифмич. особенность c_p обнаружена экспериментально также и в критич. точке. Хотя феноменологич. теория не описывает логарифмич. особенности первых производных термодинамич. ф-ций, она достаточно полно описывает поведение обеих фаз (в частности, скачок теплоемкости) за пределами малой области, связанной с логарифмич. особенностью.

Расчет логарифмич. особенности c_p — один из примеров применения методов статистич. физики к исследованию Ф. п. Статистич. теория Ф. п. еще не разработана столь полно, как термодинамич., но все же с ее помощью уже получены интересные результаты. Исследование *статистической суммы* в общем виде позволило выяснить условия возникновения разрывов термодинамич. ф-ций и их производных, характерных для Ф. п.; исследовано влияние флуктуаций на Ф. п. и т. д. К сожалению, точное вычисление статистич. суммы вблизи Ф. п. оказывается возможным (помимо двухмерной модели Изинга) лишь в случае идеального Бозе-газа в отсутствии внешнего поля (Эйнштейновская конденсация Бозе-газа) и в различных внешних полях. Для реальных же систем удалось определить лишь величину скачка c_p при переходе сверхпроводника в несверхпроводящее состояние и оценить область логарифмической расходимости c_p вблизи точки перехода в этом случае [она оказалась очень малой $\sim (kT_c/\epsilon_F)^4 \cdot T_c$, где k — Больцмана постоянная, ϵ_F — Ферми энергия, $kT_c/\epsilon_F \sim 10^{-4}$]. Пока даже с помощью современных методов статистич. физики (тем-рных ф-ций Грина) не удалось построить количественную теорию Ф. п. второго рода и вычислить поведение c_p в области логарифмич. аномалии для реальных классич. и квантовых (бозе- и ферми-) систем.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5); 2) Левич В. Г., *Курс теоретической физики*, т. 1, М., 1962, ч. 3; 3) Гейл и Кман Б. Т., *Статистическая теория фазовых превращений*, М., 1954. Б. Т. Гейлман.

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ — метод обработки экспериментальных данных, широко применяемый при анализе столкновений частиц. Задача Ф. а. — нахождение фазовых параметров (см. *Фазы рассеяния*) из экспериментальных данных по взаимодействию частиц. Такой анализ необходим, когда динамич. теория не позволяет вычислить все или хотя бы нек-рые из фаз рассеяния, как это имеет место для *сильных взаимодействий*. Задача, эквивалентная Ф. а., — восстановление *матрицы рассеяния* из эксперимента.

Обычно при Ф. а. для нахождения фазовых параметров δ_l пользуются *наименьших квадратов методом*, при к-ром рассматривается сумма

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{f_i^{\text{эксп}} - f_i(\delta_l)}{\sigma(f_i)} \right)^2,$$

где $f_i^{\text{эксп}}$ — величины, наблюдаемые на опыте, $\sigma(f_i)$ — их стандартные отклонения, а $f_i(\delta_l)$ — выражения наблюдаемых величин через искомые параметры. Сумма χ^2 минимизируется (напр., быстройдействующими счетными машинами) по всем δ_l . Поскольку все наблюдаемые величины выражаются билинейно через M -матрицу, χ^2 может иметь не один, а неск. минимумов различной глубины; наилучшим решением обычно считается то, к-рое дает наиболее глубокий минимум χ^2 , т. е. наилучшее приближение к эксперименту. Для выбора между неск. решениями используется

также дополнительная экспериментальная или теоретич. информация. В случае бедной статистики пользуются более общим методом максимума правдоподобия (см. *Обработка результатов измерений*).

Различают Ф. а. опытов, выполненных при одной и той же энергии, и Ф. а. с интерполированием по энергии. Далее будет рассматриваться только 1-й случай, т. к. одновременный Ф. а. опытов, выполненных при различных энергиях, во-первых, требует весьма значит. числа экспериментов и, во-вторых, методы такого анализа еще далеки от подробной разработки.

Рассеяние частиц без спина. Наблюдаемой величиной в этом случае является сечение рассеяния $\sigma(\theta) = |A(\theta)|^2$ (см. *Амплитуда рассеяния*). Если сечение измерено при n углах, то при достаточной точности можно найти n фаз ($l \leq n - 1$), считая остальные нулями, но неоднозначно: общее число решений, действительных и комплексных, одинаково хорошо описывающих опытные сечения, равно 2^n . При добавлении новых экспериментальных точек неоднозначность относительно тех же фаз уменьшается более или менее быстро в зависимости от точности и расположения этих точек. Если бы сечение $\sigma(\theta)$ было известно совершенно точно и при всех углах, то в принципе можно было бы найти $A(\theta)$ с точностью до замены $A \rightarrow -A^*$ (что соответствует замене знака у всех δ_l одновременно, если нет никаких дополнит. сведений, и определить $A(\theta)$ однозначно, если знак хотя бы одной из фаз известен (напр., в случае, когда на больших расстояниях действует только кулоново взаимодействие известного знака). Разумеется, к любой фазе можно добавить величину, кратную π , не меняя амплитуды рассеяния.

В качестве примера результата Ф. а. рассеяния частиц без спина на рис. 1 приведены ядерные фазы упругого рассеяния α -частицами в интервале кинетич. энергий 0—25 Мэв. В силу *Бозе — Эйнштейна статистики* в системе двух α -частиц осуществляются только состояния с четными l . Кривые получены путем интерполяции результатов Ф. а. при нек-рых фиксированных энергиях; учитывались только те решения, к-рые могут быть соединены плавной кривой.

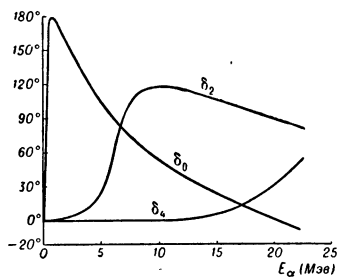


Рис. 1.

Рассеяние частиц со спином. Введем обозначения (рис. 2): k, k'_1 и k'_2 — единичные векторы, направленные по импульсам падающей частицы, рассеянной частицы и частицы отдачи соответственно в лабораторной системе координат (л. с.); $kk'_1 = \cos \theta$, где θ — угол рассеяния в л. с.; единичный псевдовектор $n = [kk'_1]/\sin \theta$ направлен по нормали к плоскости рассеяния; поляризация частиц, возникшая в процессе рассеяния, считается положительной, если она направлена по n .

При исследовании рассеяния частиц со спином $1/2$ частицами без спина (или наоборот) возможно наблюдение неск. величин. Это, во-первых, сечение рассеяния неполяризованного пучка частиц со спином $1/2$ на мишени из бесспиновых частиц и сечение рассеяния бесспиновых частиц на неполяризованной мишени из частиц со спином $1/2$, равные $\sigma_0(\theta) =$

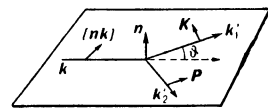


Рис. 2.

$= 1/2 \text{Sp } MM^+$. Во-вторых, это поляризация частиц со спином $1/2$, возникающая при рассеянии неполяризованного пучка, $P(\theta) = 1/2 \sigma_0 \text{Sp } M \sigma M^+$, где σ — Паули спиновые матрицы. Поляризация является всегда перпендикулярно к плоскости рассеяния и измеряется по наблюдению лево-правой асимметрии $\epsilon = (\sigma_L - \sigma_R)/(\sigma_L + \sigma_R)$ второго рассеяния в плоскости, совпадающей с плоскостью первого [обычно на мишени с известными анализирующими свойствами, т. е. известным $P(\theta_2)$], именно $\epsilon(\theta_1, \theta_2) = P(\theta_1)P(\theta_2)$. При наличии поляризованной мишени с известной поляризацией P_M , перпендикулярной к плоскости рассеяния, поляризация $P(\theta)$ может быть измерена путем наблюдения асимметрии однократного рассеяния: $\epsilon(\theta) = P_M P(\theta)$. Наконец, можно измерить параметр вращения спина

$$R = 1/2 \sigma_0 \text{Sp } M \sigma [nk] M^+ \sigma [nk'_1]$$

по наблюдению асимметрии 3-го рассеяния, если плоскость 2-го рассеяния (вращающего) перпендикулярна как плоскости 1-го (поляризующего), так и 3-го (анализирующего) рассеяния. С помощью поляризованной мишени измерение R может быть сведено к двукратному рассеянию. В последнем случае можно измерить R , когда частицы без спина нестабильны (напр., в лр-рассеянии).

Если известны n точек $\sigma_0(\theta)$; то можно найти n первых фаз (по порядку возрастания как l , так и J) с числом решений 2^n . В этом случае добавление новых точек $\sigma_0(\theta)$ не уменьшает неоднозначности Ф. а. Знание одной или неск. точек $P(\theta)$ оставляет (при удачном их расположении) лишь 2 решения, получающиеся одно из другого при инверсии *спиральности* всех пучков: $\delta_{J, J+1/2} \rightleftharpoons -\delta_{J, J+1/2}$. Эта неоднозначность остается и при совершенно точном знании $\sigma_0(\theta)$ и $P(\theta)$. Однако равноправность указанных двух решений нарушается при учете известного знака фаз кулонова взаимодействия и при наличии сведений об $R(\theta)$. Кроме того, при малых энергиях зависимость фаз δ_{Jl} от энергии определяется орбитальным моментом l , что позволяет выбрать правильное решение Ф. а.

В качестве примера Ф. а. опытов с частицами со спинами 0 и $1/2$ приведены результаты анализа рассеяния л-мезонов протонами (рис. 3). В этом случае 3 процесса $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ путем введения *изотопического спина I* сведены к 2 процессам упругого рассеяния в состояниях с $I = 1/2$ и $I = 3/2$. Состояния, к-рым соответствуют фазы, обозначены как $L_{2I, 2J}$. Фаза $\delta(P_{32})$ проходит через резонанс при энергии ок. 192 Мэв. Фазы, указанные на рисунке, определены, по-видимому, однозначно, однако даже в области приведенных энергий существует неясность в выборе F -фаз и связанных с этим малых поправок к др. фазам.

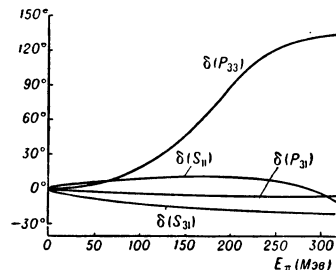


Рис. 3.

При изучении взаимодействия частиц со спином $1/2$ между собой возможно наблюдение значит. числа независимых экспериментальных характеристик. Так, при рассеянии протонов протонами имеется 25 линейно независимых наблюдаемых величин, к-рые, однако, выражаются через 9 параметров (в M входит в этом случае 5 комплексных ф-ций от угла рассеяния, но их общая фаза выпадает изо всех линейных

комбинаций этих коэффициентов). В настоящее время в рр-рассеянии имеются наблюдения сечения σ_0 , поляризации P , параметра вращения R , деполяризации

$$D = 1/2\sigma_0 \text{Sp } M\sigma_1 n M^+ \sigma_1 n,$$

параметров продольно-поперечного поворота

$$A = 1/2\sigma_0 \text{Sp } M\sigma_1 k M^+ \sigma_1 k,$$

$$A' = 1/2\sigma_0 \text{Sp } M\sigma_1 k M^+ \sigma_1 k',$$

а также элементов тензора корреляции поляризаций

$$C_{nn} = 1/2\sigma_0 \text{Sp } M M^+ (\sigma_1 n) (\sigma_2 n),$$

$$C_{K, P} = 1/2\sigma_0 \text{Sp } M M^+ (\sigma_1 K) (\sigma_2 P),$$

где $K = [nk'_1]$, $P = [nk'_2]$ (см. рис. 2), σ_1 и σ_2 — спиновые матрицы Паули рассеянной частицы и частицы отдачи. При наблюдении D измеряется асимметрия третьего рассеяния, когда пучок, падающий на второй рассеиватель, поляризован поперечно, причем плоскости всех трех рассеяний совпадают. Для измерения A путем первого рассеяния создают частично поляризованный пучок, поворачивают с помощью магнитного поля его поляризацию так, чтобы она стала продольной, рассеивают на водороде, а в третьем рассеянии измеряют асимметрию в плоскости, перпендикулярной к плоскости второго рассеяния. При измерении A' магнитное поле ставится также после второго рассеяния, чтобы дать возможность наблюдать продольную поляризацию пучка, возникшую во втором рассеянии, когда пучок, падающий на водород, поляризован продольно. При наблюдении корреляции поляризаций одновременно регистрируется повторное рассеяние как частицы, рассеянной на водороде, так и частицы отдачи, причем при измерении C_{nn} плоскости анализирующих рассеяний совпадают с плоскостью рассеяния на водороде, а при наблюдении $C_{K, P}$ эти плоскости перпендикулярны плоскости первого рассеяния и проходят соответственно через рассеянный пучок и пучок частиц отдачи.

В рр-рассеянии участвует кулоново взаимодействие. Кроме того, известны знаки поляризующих и анализирующих способностей поляризующих и анализирующих мишеней. Поэтому среди решений Ф. а. нет в точности равноправных. Однако многие наблюдения, особенно тройное рассеяние, весьма трудны, и результаты получаются с небольшой точностью. Поэтому установление однозначного набора фазовых параметров в области

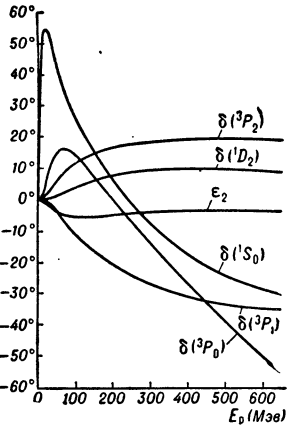


Рис. 4.

изображенной на рис. 4, потребовало многих экспериментов. На рис. показаны фазовые параметры состояний с небольшими J , l (ϵ_2 — параметр смешивания при $J = 2$). При Ф. а. предполагалось, что параметры с большими J , l можно представить с помощью методов теории поля в первом приближении для модели с обменом одним виртуальным мезоном.

С помощью введения изотопич. спина взаимодействие нейтронов с протонами сводится к двум процессам упругого рассеяния в состояниях с $I = 1$ и $I = 0$. Параметры для $I = 1$ определяются из рр-рассеяния. Это накладывает сильные ограничения на решения Ф. а. для параметров состояний с $I = 0$. Тем не менее, однозначный набор параметров с $I = 0$ твердо не установлен.

При энергии выше порога образования π -мезонов фазовые параметры взаимодействия нуклонов с нуклонами становятся комплексными. При энергии 660 Мэв эта сложность еще не очень велика и удалось проинвестировать Ф. а., приведший к однозначному результату (см. рис. 4).

Лит.: 1) Бете Г., Гофман Ф., Мезоны, пер. с англ., М., 1957 (Мезоны и поля, т. 2); 2) Локк У., Ядерная физика частиц высоких энергий, пер. с англ., М., 1962; 3) Файнер Г., Поляризация нуклонов при рассеянии, пер. с нем., М., 1960. Н. П. Клепиков.

ФАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР — радиотехнич. устройство для выделения из высокочастотных колебаний с фазовой модуляцией, или частотной модуляцией, низкочастотного модулирующего сигнала. Действие Ф. д. основано на применении элементов, управляемых напряжением или током, воздействие на к-рые двумя колебаниями с разными фазами дает результирующий эффект, зависящий от сдвига фаз. Таким элементом может служить электронная лампа с двумя управляющими сетками (ленгод с двойным управлением) в режиме, когда анодный ток может течь лишь при положительном напряжении на обеих сетках. При этом постоянная составляющая анодного тока пропорциональна разности фаз колебаний, приходящих на обе сетки, что и дает эффект фазового детектирования. Сдвиг фаз м. б. получен либо за счет разности фазы колебания с фазовой модуляцией относительно опорного немодулированного колебания, либо путем сдвига фаз в резонансных системах, возникающего за счет изменения частоты колебаний как с частотной, так и с фазовой модуляцией.

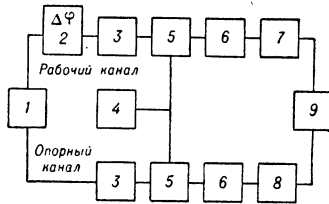
Лит.: 1) Сифоров В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954, гл. 18; 2) Новаковский С. В., Самойлов Г. П., Техника частотной модуляции в радиовещании, М.—Л., 1952. М. Д. Карасев.

ФАЗОВЫЙ КОНТРАСТ — контраст изображения в микроскопе (или др. оптич. приборе), обусловленный величиной разности фаз между невозмущенными лучами, образующими светлый фон в поле зрения, и лучами, испытавшими рассеяние на исследуемых объектах. Т. к. изображение в поле зрения образуется в результате интерференции рассеянных и невозмущенных лучей, то в зависимости от величины разности фаз они могут взаимно усиливать или ослаблять друг друга и, т. о., давать большую или меньшую освещенность в поле зрения. См. Микроскоп.

ФАЗОМЕТР — прибор для измерения разности фаз двух электрич. колебаний. Для низких частот Ф. строится по принципу электроизмерит. приборов электродинамической, электромагнитной и ферродинамич. электроизмерительных систем (электромеханич. Ф.), у к-рых отклонение подвижной системы зависит от сдвига фаз между токами. Такие Ф. широко применяются в электротехнике для измерения коэфф. мощности $\cos \phi$ в установках переменного тока промышленной частоты. Подвижной частью их измерит. механизма служит электромеханич. лозометр, положение равновесия в к-ром определяется отношением напряжения в сети и тока в нагрузке, связанных с измеряемой величиной (ϕ или $\cos \phi$). Электромеханич. Ф. делятся на одно-, двух- и трехфазные приборы; Ф. для большего числа фаз обладают меньшей погрешностью измерения. С ростом частоты погрешности измерения резко возрастают.

Для высоких частот применяются косвенные методы измерений $\Delta\phi$, напр. по форме фигур Лиссажу на экране электроннолучевой трубки или с помощью фазового детектора (фазовые индикаторы). Используются также градуированными фазовращателями в сочетании с индикатором нулевой разности фаз (напр., фигура Лиссажу при $\Delta\phi = 0$ вытягивается в прямую). Такие Ф. наз. электронными. Обычно они содержат генератор опорных колебаний, опорный и рабочий каналы и фазовый индикатор, измеряющий разность

фаз между опорными и исследуемыми колебаниями (см. рис.). Часто оба канала содержат идентичные ступени усиления, *умножения частоты* или когерентного преобразования (обычно понижения) частоты. Иногда в один или разные каналы Ф. включают по



Блок-схема электронного фазометра: 1 — генератор гармонических колебаний; 2 — фазовый датчик; 3 — умножители частоты; 4 — гетеродин; 5 — смесители; 6 — усилители; 7 — градуированный фазовращатель; 8 — неградуированный фазовращатель; 9 — фазовый индикатор.

баний. Распространены также электронные Ф. с цифровым отсчетом. Разрешающая способность электронных Ф. — от неск. градусов до долей градуса; некоторые из них позволяют регистрировать $\Delta\phi$ до 2—3". Для повышения их разрешающей способности применяют *стабилизацию частоты* генератора, термостабилизацию и термокомпенсацию, уменьшают *микрофонный эффект*, пользуются методами двойного гетеродина, коммутации сигналов (модуляционный метод) и др.

Электронные Ф. применяют в *интерференционном радиодальномере*; в *радионавигации* и *радиотелеметрии*; при исследовании условий *распространения радиоволн*; для измерения малых (10^{-8} — 10^{-11} сек) времен возбуждения молекул флуоресцирующих веществ; при контроле диаметра тонких проводников при их протяжке и т. д.

Лит.: 1) Бонч-Бруевич А. М., Широков В. И., Некоторые вопросы фазовых измерений, «ЖТФ», 1955, т. 25, вып. 10, с. 1825; 2) Медведев В. И., К вопросу о радиointерференционном методе измерения малых промежуточных времени с применением умножения частоты, «Вестник МГУ, сер. мех., мат.», 1959, № 6, с. 112; 3) Вишнячук И. М., Котюк А. Ф., Мизюк Л. Я., Электромеханические и электронные фазометры, М.—Л., 1962. В. И. Медведев.

ФАЗОСМЕСИТЕЛЬ в электронной оптике — аналог фазовой пластинки, применяемой в световой оптике, напр. тонкая угольная пленка (толщиной ~ неск. сот Å) с отверстием. Участок фронта электронной волны проходит через отверстие Ф., не изменяя фазы, тогда как участок волны, прошедший через пленку, изменит фазу, в результате чего получится усиление фазового контраста.

ФАЗОТРОН — циклич. ускоритель тяжелых заряженных частиц (протонов, дейтронов и др.), в к-ром резонансное ускорение обеспечивается высокочастотным (ВЧ) электрич. полем переменной частоты, а пространств. устойчивость в процессе ускорения — стационарным магнитным полем. Ускорители этого типа с неразрезным магнитом наз. также *синхротронами*. Резонансное ускорение ионов основано на принципе *автофазировки*. Ф. являются импульсными ускорителями.

Магнитное поле Ф. обладает плоскостью симметрии, совпадающей с плоскостью ускорения ионов. Применяются как азимутально-однородные, так и азимутально-неоднородные в плоскости симметрии магнитные поля. Наиболее распространены Ф. с азимутально-однородной структурой магнитного поля, к-рая получается в зазоре сплошного III-образного электромагнита (см. также *Циклотрон*).

Частицы (ионы) ускоряются в вакуумной камере из немагнитного материала, давление в к-рой при

работающем ионном источнике составляет обычно $(4-6) \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Источником ионов служит газовый разряд, к-рый создается в центральной области магнита ускорителя.

Резонансная ВЧ система Ф. состоит из ускоряющего электрода (дуанта), резонансной линии и подключенного к ее концу вариатора частоты (в виде переменной емкости). Электрич. поле, создаваемое дуантом, производит также отсос ионов из ионного источника. Вариатор частоты в течение каждого цикла ускорения, в соответствии с релятивистским возрастанием массы иона, изменяет собств. частоту резонансного контура; начальная f_H и конечная f_K частоты определяются из выражений

$$f_H = ecH_0/2\pi E_0, \quad f_K = ecH_K/2\pi E, \quad (1)$$

где H_0, H_K — напряженности магнитного поля в центре ускорителя и на макс. радиусе (в конце цикла ускорения), E_0, E — начальная и конечная полные энергии иона, e — его заряд. Применяются 2 типа вариаторов частоты: в виде системы размещенных на общем валу дисков с радиальными вырезами, вращающихся со скоростью 500—1000 об/мин между системой неподвижно закрепленных по кольцу лопаток, и в виде неск. пластин большой площади, расстояние между к-рыми и неподвижной пластиной меняется по заданному закону в течение цикла ускорения.

Амплитуда ускоряющего ВЧ напряжения V на дуанте обычно не превышает 10—30 кВ. Возможность повышения амплитуды ограничивается возникновением пробоев между неподвижными и движущимися пластинами вариаторов частоты, макс. разность потенциалов между к-рыми обычно в 2—3 раза выше напряжения на дуанте. Заряд. частицы движутся в вакуумной камере по равновесным орбитам, близким к окружностям, с частотами обращения, изменяющимися в процессе ускорения в диапазоне (1). Пространств. устойчивость частиц обеспечивается спадающей напряженностью магнитного поля от центра магнита до предельного радиуса ускорения; при этом $\Delta H/H_0 = (H_0 - H_K)/H_0$ не превышает 4—6%. Спадающее магнитное поле приводит к устойчивым колебаниям ионов относительно равновесных орбит с частотами:

$$\nu_r = \sqrt{1-n}, \quad \nu_z = \sqrt{n}, \quad (2)$$

где ν_r, ν_z — частоты в плоскости симметрии магнитного поля и в перпендикулярной плоскости, $n = -(r/H) dH/dr$ — показатель спада магнитного поля на данном радиусе r (см. *Фокусировка частиц*). Амплитуды свободных колебаний a_r, a_z меняются в процессе ускорения в соответствии с инвариантами движения

$$Ha_r^2, \quad z \nu_r, \quad z = \text{const}. \quad (3)$$

Основной параметр, определяющий интенсивность пучка в Ф. (при выбранном типе ионного источника), — время захвата частиц в процесс ускорения (Δt), отнесенное к периоду модуляции частоты ускоряющего поля (T_M). Это время находится из решения ур-ния фазового движения (см. *Фазовые колебания*).

Из первого интеграла этого ур-ния можно определить макс. допустимое отклонение частоты иона от частоты ускоряющего напряжения на первом фазовом колебании. Если учесть возврат в центр ускорителя ионов, попадающих в замедляющие фазы ВЧ напряжения (т. е. их потерю), то эффективность захвата в процессе ускорения оказывается равной

$$\epsilon = \frac{2\omega_s}{T_M d\omega_s/dt} \sqrt{\frac{2eVh_s}{\pi E_0}} L (\cos \varphi_s), \quad (4)$$

где φ_s — фаза ВЧ напряжения на электроде в момент пролета резонансным ионом (т. е. ионом, точно сле-

дующим за угловой частотой ускоряющего напряжения ω_s ускоряющего промежутка, $eV \cos \varphi_s$ — средний набор энергии ионом за период фазового колебания при пролете ускоряющего промежутка, $k_s = 1 + n/(1-n) \beta_s^2$, β_s — скорость резонансного иона (в единицах c); значение ф-ции $L(\cos \varphi_s)$ для режимов ускорения, лежащих в диапазоне $\cos \varphi_s = 0,3 - 0,5$, близко к 0,5. Для Ф., у к-рых предельная кинетич. энергия равна $700-900 \text{ Мэв}$, $\epsilon \approx 2 (\tau/T_M) \sqrt{2eV k_s / \pi E_0}$. Отношение времени ускорения иона к периоду модуляции τ/T_M для действующих Ф. лежит в пределах $0,24-0,4$. Величина k_s зависит от характера изменения напряженности магнитного поля в центральной области Ф., и ее значение не выходит из диапазона значений $1-6$. Эффективность захвата для таких Ф. составляет неск. десятых долей %.

Макс. радиус, до к-рого ускоряются частицы в Ф., определяется резонансными эффектами: $v_r = 2v_z$, $2v_z = 1$. Первый эффект, характеризующий связь колебаний, приводит к перераспределению энергии между двумя степенями свободы; при этом рост амплитуды ограничивается инвариантом:

$$a_z^2 v_r + \frac{1}{2} a_z^2 v_z = \text{const.} \quad (5)$$

Второй эффект связан с резонансным влиянием первой гармоники в структуре магнитного поля на аксиальное движение ионов. Для Ф. на энергии $700-900 \text{ Мэв}$ этот эффект проявляется при относит. значениях первой гармоники, равных 10^{-4} .

Область энергий, в к-рой для ускорения частиц наиболее целесообразно использовать Ф., ограничивается сверху конструктивными размерами полусюных наконечников электромагнитов (макс. диаметр $6-7 \text{ м}$) и экономически целесообразными напряженностями магнитных полей у магнитов с железными сердечниками (не более 21 кэ). Верхний предел энергии (по протонам) для этого метода ускорения — ок. 1000 Мэв . С помощью протонных Ф. при относительно несложных изменениях элементов ВЧ резонансных систем удается также ускорять до высоких энергий дейтроны, α -частицы и ядра He^3 .

Длительность импульса тока частиц, попадающего на мишень, определяется в основном интервалом амплитуд свободных радиальных колебаний и для типичных параметров ускорителей составляет $100-600 \text{ мксек}$ при частоте повторения $50-250 \text{ сек}^{-1}$. Длительность импульса можно увеличить в $5-50$ раз с помощью устройств, регулирующих скорость перемещения сгустков частиц на предельных радиусах. Средняя интенсивность внутр. пучка Ф. на высокие энергии может достигать неск. мка . В табл. приведены основные данные действующих Ф. с энергиями протонов $> 200 \text{ Мэв}$.

При попадании пучка ускоренных протонов на мишени, установленные внутри вакуумной камеры, генерируются вторичные частицы: нейтроны, π -мезоны, а также частично поляризованные протоны. Обычно пучки вторичных частиц выводятся из камеры Ф. магнитным полем ускорителя. Для наиболее полного и эффективного использования ускорителя в Ф. применяются мишени, к-рые могут перемещаться в нек-рых пределах как по радиусу (от периферийных орбит к более глубоко лежащим орбитам), так и по азимуту. Энергии генерируемых мезонов и вторичных нуклонов распределены в широком интервале (напр., спектр пионов при энергии первичных протонов ок. 700 Мэв простирается до $400-450 \text{ Мэв}$). Спец. приемами удается из этих распределений выделить достаточно монохроматич. пучки частиц. Внутр. пучки ускоренных частиц, как правило, используются для облучения мишеней из различных веществ, исследуемых затем методами радиохимии. На

Ф. с энергиями протонов $> 400 \text{ Мэв}$ получают также интенсивные пучки μ онов μ^\pm , образующихся при распаде π^\pm . Для повышения интенсивности пучки π и μ фокусируются с помощью тракта из жесткофокусирующих линз на длине ок. 15 м , равной распадному пути пиона. Такие тракты повышают интенсивность мюонных пучков в $20-25$ раз и пионных — примерно в 10 раз. Сепарация μ от π производится отклоняющим магнитом-анализатором, устанавливаемым на выходе тракта. Примесь π в монохроматич. пучке на выходе из анализатора может быть снижена до десятых долей %.

Действующие фазотроны с энергией протонов более 200 Мэв (основные параметры).

Фазотроны	Энергия, Мэв			Ток циркулирующего пучка, мка	Число импульсов в 1 сек
	p	d	α		
ОИЯИ, Дубна (СССР)	680	420	840	2,3	110
Радиационная лаборатория Лауренса, Беркли (США)	730	445	890	1,0	70
Технологический институт Корнеги, Питсбург (США)	450	—	—	1,0	250
Институт ядерных исследований имени Ферми, Чикаго (США)	450	—	—	0,5	—
Колумбийский университет Нью-Йорк (США)	385	—	—	1,0	60
Рочестерский университет, Рочестер (США)	240	—	—	1,0	100-300
ЦЕРН, Женева (Швейцария)	600	—	—	1,7	55
Ливерпульский университет (Англия)	400	—	—	1,0	110

Для исследований на внешнем протонном пучке ускоренные протоны выводятся из камеры ускорителя при помощи магнитного канала, отклоняющего частицы в область неустойчивости по радиальным колебаниям ($n > 1$). Заброс частиц в магн. канал производится раскачкой радиальных колебаний в зоне последних орбит Ф. одной или двумя локальными неоднородностями магнитного поля. Параметры локальных неоднородностей подбираются из условия компенсации прецессии центров кривизны ионов, к-рая происходит с частотой (по отношению к частоте обращения ионов), равной $1 - \sqrt{1-n}$. В этом случае фаза радиальных колебаний сохраняется от оборота к обороту, а амплитуда a_r возрастает после каждого оборота на величину $\delta_r = \xi a_{r-1}$. Величина ξ зависит от параметров локальных неоднородностей магнитного поля и может достигать значений $0,5-0,6$, что позволяет осуществлять заброс ионов на $3-4 \text{ см}$. Вследствие увеличения амплитуд аксиальных колебаний, а также огранич. пропускной способности магнитных каналов, коэфф. вывода на действующих Ф. большой энергии не превышает $5-6\%$.

Относительно высокая интенсивность выведенных пучков протонов создает возможность получения пучков вторичных частиц от мишеней, расположенных вне камеры Ф. Таким путем, напр., получают высокоинтенсивные пучки монохроматич. π^+ -мезонов высоких энергий за счет реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + d$, устанавливая на пути выведенного протонного пучка мишени из полиэтилена. Направляя протонный пучок на мишень из Ве или Си и отбирая вылетающие под малыми углами протоны, упруго рассеянные на ядрах мишени, получают поляризованные пучки протонов, по интенсивности близкие к пучкам, образованным на внутр. мишенях. Ф. могут служить также источниками жестких γ -квантов, к-рые получают при распаде π^0 -мезонов, образующихся в мишенях.

Ф. — мощный источник ядерных излучений. Общее число нейтронов различных энергий, испускаемых

работающим ускорителем, практически равно числу ускоренных протонов (и достигает на современных Ф. 10^{13} нейтронов/сек), а количество γ -квантов в неск. раз превосходит это число. В результате вблизи ускорителя создается очень высокий фон сопутствующих излучений. Для создания нормальных условий работы аппаратуры и персонала Ф. окружаются со всех сторон мощной защитой из бетона (до 7—8 м). Нуклоны и мезоны от ускорителя выводятся в экспериментальные павильоны в виде узких пучков, проходящих сквозь каналы в латунных или стальных коллиматорах (в защитных стенах или непосредственно в яре магнита).

Ф. могут в принципе применяться также для получения частиц с энергиями свыше 1 Бэв. В этом случае магниты их имеют кольцевую форму, и такие ускорители наз. *кольцевыми Ф.* Предложен ряд схем кольцевых Ф., к-рые находятся в стадии моделирования или разработки. Создано неск. электронных моделей таких ускорителей, успешно запущенных в различных физ. лабораториях. Фазотронный способ ускорения частиц в этих ускорителях сочетается с различными структурами магнитных полей, обеспечивающих пространств. устойчивость в процессе ускорения. Все предложенные структуры обладают плоскостью симметрии и постоянством частот свободных колебаний частиц относительно замкнутых орбит. Наиболее широко распространены радиально-секторные и спирально-секторные структуры. Подобие орбит при изменении энергии частиц для радиально-секторной структуры магнитного поля осуществляется, если центры секторов находятся в одной точке, а изменение напряженности магнитного поля вдоль радиуса подчиняется закону $H(r) = H_0 (r_0/r)^n$, $n = \text{const}$. Для спирально-секторных структур, кроме условия $n = \text{const}$ (для среднего поля), необходимо постоянство угла между линиями равной напряженности магнитного поля и касательной к соответствующей окружности. Это условие выполняется при логарифмич. форме спирали. Ускорители типа кольцевого Ф., по-видимому, будут применяться для создания мощных пучков *K-мезонов*.

Лит.: 1) Л и в и г уд Дж. Д., Принципы работы циклических ускорителей, пер. с англ., М., 1963; 2) Ускорители. [Сб. статей], пер. с англ. и нем., под ред. Б. Н. Яблокова, М., 1962; 3) Труды Международной конференции по ускорителям. Дубна, 21—27 авг. 1963 г., М., 1964.

В. П. Дзельев, В. П. Дмитриевский.

ФАЗО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА — см. *Фазовая характеристика*.

ФАЗЫ РАССЕЙНИЯ — параметры, характеризующие процесс рассеяния волн на неоднородностях среды, в к-рой волны распространяются. Рассеянная волна отличается от падающей фазовым сдвигом и (при наличии процесса поглощения) уменьшением амплитуды. Описание задач рассеяния с помощью Ф. р. наиболее употребительно в разделах физики, связанных с изучением взаимодействий малых частиц (ядерная физика, физика элементарных частиц).

На основе *фазового анализа* экспериментальные данные по взаимодействию частиц представляются в виде набора фаз (в общем случае фазовых параметров, см. ниже). Наиболее последовательное введение фазовых параметров основано на понятии *матрицы рассеяния S*, описывающей процессы взаимодействия частиц. Напр., для упругого рассеяния частиц без спина из *унитарности S*-матрицы и закона сохранения момента количества движения следует явный вид матричных элементов *S*-матрицы в представлении момента количества движения: $\langle l' | S | l \rangle \equiv S_{ll'} = \delta_{ll'} \exp(2i\delta_l)$, где действительные параметры δ_l — фазы рассеяния, $\delta_{ll'}$ — символ Кронекера, равный 0 при $l \neq l'$ и 1 при $l = l'$. Величина $|(S_{ll'} - 1)/2i|^2 = \sin^2 \delta_l$ показывает вероятность перехода частицы, находящейся

в состоянии с орбитальным моментом l из падающей волны в рассеянную. *Амплитуда рассеяния*, квадрат модуля *k*-рой дает сечение упругого рассеяния, может быть выражена через фазы δ_l .

Ф. р. зависят от энергии сталкивающихся частиц и могут быть найдены путем решения ур-ния Шредингера, если известен потенциал $U(r)$, действующий между частицами (см. *Рассеяния теория*). Если длина волны $\lambda = 1/k$ падающей частицы велика по сравнению с радиусом действия сил a (медленные частицы) и $U(r)$ убывает при $r \rightarrow \infty$ быстрее, чем $r^{-(2l+3)}$, то $\delta_l(k) \sim k^{2l+1}$. В частности, для короткодействующих сил при низких энергиях преобладает изотропное *S*-рассеяние ($l = 0$). В этом случае $k \text{ctg } \delta_0 = -1/\alpha + 1/2 r_0 k^2 + O(k^4)$, где α — т. н. длина рассеяния, r_0 — эффективный радиус. При умеренных энергиях в рассеянии реально участвуют лишь состояния с $l \leq ak$, что позволяет описать рассеяние небольшим числом Ф. р. и делает возможным *фазовый анализ*. Если фазы δ_l малы, то они могут быть вычислены с помощью теории возмущений (борновское приближение). Так, Ф. р. нуклонов нуклонами в состояниях с большими l могут быть приближенно найдены при учете лишь обмена нуклонов одним виртуальным π -мезоном. Если какая-либо фаза при определенной энергии проходит через значение $\pi/2$, то наступает резонанс, к-рый может служить указанием на существование до нек-рой степени устойчивой системы из сталкивающихся частиц при этой энергии. При кулоновом взаимодействии частиц с зарядами e и e' в нерелятивистском случае $\delta_l = \arg \Gamma(1 + l + iee'/\hbar v)$, где v — скорость падающей частицы в лабораторной системе координат; эти фазы растут логарифмически с ростом l и уменьшением v .

При упругом рассеянии частиц со спином $1/2$ на частицах без спина при каждом полном моменте J возможны 2 состояния с $l = J - 1/2$ и $l = J + 1/2$, отличающиеся *четностью* $\Pi = (-1)^l$. Если четность при рассматриваемом взаимодействии сохраняется, то $S_{ll'}^{\Pi} = \delta_{ll'} \exp(2i\delta_l^{\Pi})$.

Для частиц со спином связь между матрицей рассеяния в пространстве компонент спинов — т. н. *M*-матрицей — и унитарной *S*-матрицей такова:

$$M_{asm, b\sigma\mu}(\theta, \varphi) = \sqrt{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{l=|j-s|}^{j+s} \sum_{l'=|j-\sigma|}^{j+\sigma} V \sqrt{2l+1} \times \\ \times i^{l-l'} (ls0m | Jm) (S_{asl}^{\Pi} - \delta_{ab} \delta_{ll'} \delta_{\sigma\mu}) \times \\ \times (l'\sigma m - \mu | Jm) Y_{l', m-\mu}(\theta, \varphi),$$

где $(ls0m | Jm)$ и $(l'\sigma m - \mu | Jm)$ — *Клебша — Гордана коэффициенты*. Ф-ла выписана для общего случая наличия как упругого рассеяния ($a \rightarrow a$), так и неупругого ($a \rightarrow b$) с образованием, однако, только двух частиц. Здесь s — спин начального, σ — конечного состояний, m и μ — их проекции на какое-либо общее направление z ; $Y_{l, l_z}(\theta, \varphi)$ — *сферическая функция*. Матрица *M* позволяет находить спиновую матрицу плотности конечного состояния частиц ρ_f по начальной матрице плотности ρ_i : $\rho_f = M \rho_i M^+$. Сечение рассеяния определяется как $\sigma = \text{Sp } M \rho_i M^+$.

Если полный спин сталкивающихся частиц ≥ 1 , то возможны переходы между состояниями с одинаковыми J и Π , но отличающимися по l на четное число. В этом случае, кроме Ф. р., в *S*-матрицу войдут параметры смешивания. Так, при смешивании двух состояний соответствующая часть *S*-матрицы может быть представлена в виде

$$S^J = \begin{pmatrix} \cos \bar{\epsilon}_J \exp(2i\delta_J^+) & i \sin \bar{\epsilon}_J \exp[i(\delta_J^+ + \bar{\delta}_J^-)] \\ i \sin \bar{\epsilon}_J \exp[i(\bar{\delta}_J^+ + \delta_J^-)] & \cos \bar{\epsilon}_J \exp(2i\delta_J^-) \end{pmatrix}.$$

Величина $\bar{\epsilon}_J$ наз. параметром смешивания, δ^\pm соответствуют $J = l \pm 1$ (черта над ϵ и δ^\pm указывает на этот конкретный вид S^J , т. к. S^J может быть представлено и в др. виде; здесь указан наиболее употребит. способ). Величина $\sin^2 \epsilon$ дает вероятность перехода частиц из состояния с $l = J - 1$ в состояние с $l = J + 1$ (или наоборот). Ф. р. и параметры смешивания вместе наз. фазовыми параметрами. При неупругом рассеянии в число фазовых параметров входят также коэффициенты поглощения r_{Jl} и параметры, описывающие появление новых каналов реакции.

Фазовый анализ эффективен, когда длина волны больше размеров рассеивающей системы. В этом случае информация обо всех характеристиках процесса (сечение, поляризация пучков, корреляции спинов и др.) концентрируется в небольшом числе параметров. Фазовые параметры являются, с одной стороны, конечным продуктом экспериментального исследования, с другой стороны, их вычисление является задачей динамич. теории взаимодействующих частиц.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3), гл. XVII, XVIII; 2) Мотт Н., Мессия Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., М., 1951; 3) Балдин А. М., Гольдманский В. И., Ровенталь И. Л., Кинематика ядерных реакций, М., 1959; 4) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958. Н. П. Клепиков.

ФАКЕЛЫ (фотосферные факелы) — яркие площадки поверхности Солнца вблизи солнечных пятен, видимые в белом свете и только на краю диска. Ф. появляются до возникновения пятен и остаются после их исчезновения; ср. время жизни — ок. 20 дней. Цикличность и зоны появления — такие же, как у пятен. Ф. состоят из гранул, отличающихся от фотосферных (см. Фотосфера) большим контрастом относительно фона (~1,5). Отдельные гранулы часто образуют цепочки. Общее превышение яркости Ф. над фотосферой в среднем 10%, что соответствует разности температур в 100°. Темп-ра Ф. быстро растет с высотой и существует непрерывный переход от Ф. к флоккулам. Н. Н. Степанян.

ФАКЕЛЬНОЕ ИСТЕЧЕНИЕ — то же, что факельный разряд.

ФАКЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД — особый вид высокочастотного одноэлектродного разряда. При давлениях, близких к атмосферному и более высоких, Ф. р. имеет форму пламени свечи или бузеновской горелки. При понижении давления газа Ф. р. постепенно утрачивает свою характерную форму, превращаясь в разряд с равномерным диффузным свечением. Ф. р. может существовать при частотах ~10 Мгц и выше, при достаточной мощности источника. Возникновение Ф. р. может происходить различным образом, напр. при удалении одного из электродов высокочастотной дуги или при повышении мощности высокочастотной короны. Наиболее легко возникает Ф. р. на электродах с большой кривизной (острия, тонкие проволоки). Темп-ра Ф. р. в различных точках различна и достигает вблизи электрода 4000° К (см. Корона высокочастотная, Разряд высокочастотный). Лит.: Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. 21; 2) Радиотехническая электроника, под ред. Н. А. Капцова, М., 1960, § 114.

Л. А. Сена.
ФАНТАСТРОН — генератор пилообразного напряжения с отрицат. обратной связью на пентоде. Ф. запускается стартовым импульсом и дает на выходе напряжение $U_{\text{вых}}$, закон изменения к-рого во времени t очень близок к линейному (рис. 1). Ф. представляет собой усилитель U с нечетным числом ступеней (поворачивающий фазу входного напряжения на 180°) с отрицательной обратной связью, осуществляемой через емкость C , включенную между анодной и сеточной цепями (рис. 2). До прихода положит. старто-

вого импульса, длительность к-рого τ должна быть равна длительности пилообразного напряжения (рис. 1), схема заперта отрицат. смещением на входе усилителя. С приходом импульса лампа открывается (на рис. 2 она заменена ключом Π) и ток $(E_a - U_{\text{вх}})/R$

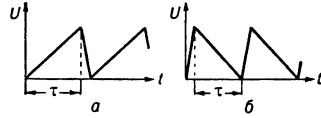


Рис. 1. Напряжение на выходе фантастрона.

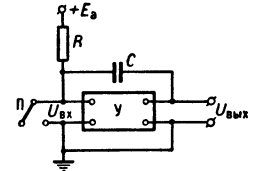


Рис. 2. Блок-схема фантастрона.

через сопротивление R связан с напряжением $U_c = U_{\text{вых}} - U_{\text{вх}}$ на зажимах конденсатора C соотношением:

$$(E_a - U_{\text{вх}})/R = CdU_c/dt = Cd, (U_{\text{вых}} - U_{\text{вх}})/dt.$$

Т. к. $U_{\text{вых}} = KU_{\text{вх}}$, где K — коэфф. усиления усилителя, то ур-ние принимает вид:

$$U_{\text{вых}} + (1 - K)RCdU_{\text{вых}}/dt = KE_a,$$

а его решением является ф-ция:

$$U_{\text{вых}}(t) = KE_a \{1 - \exp[-t/(1 - K)RC]\}.$$

Если $\tau \ll (K - 1)RC$, то, разлагая в ряд, получим:

$$U_{\text{вых}}(t) = -KE_a t / (1 - K)RC \approx E_a t / RC \quad (K \gg 1), \quad (1)$$

т. е. $U_{\text{вых}}$ изменяется линейно, а макс. его значение при $t = \tau (U_{\text{вых}})_{\text{макс}} = U_{\text{вых}}(\tau) = E_a \tau / RC$. Если

$\tau \sim RC$, то $(U_{\text{вых}})_{\text{макс}} \approx E_a$.

До прихода на антидисторционную сетку C_3 пентода (рис. 3) положит. импульса продолжительностью τ , анодная цепь лампы заперта отрицат. смещением E_{c3} . Напряжение на аноде $U_a = E_a$, а в цепи экранной сетки C_2 течет ток, определяемый сопротивлением R . Конденсатор C заряжен практически до напряжения E_a , т. к. напряжение на управляющей сетке C_1 близко к 0 за счет падения напряжения на сопротивлении R_{c1} . С приходом положит. импульса на сетку C_3 в анодной цепи лампы появляется ток I_a и U_a уменьшается. Это вызывает появление отрицат. напряжения на сетке C_1 , что еще больше уменьшает I_a (обратная связь). Конденсатор C разряжается через лампу и $U_c = U_{\text{вых}}$ изменяется линейно в соответствии с (1). После окончания входного импульса C заряжается через R_a и в схеме восстанавливается исходное состояние.

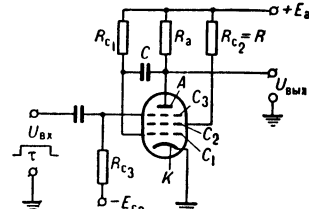


Рис. 3. Принципиальная схема фантастрона.

Эта схема Ф. дает пилообразное напряжение продолжительностью $\tau = 10^{-5}$ сек. Для получения более коротких импульсов применяются схемы Ф., у к-рых для увеличения скорости разряда конденсатора C применяется дополнительный лампа в режиме катодного повторителя. Более сложные схемы Ф. запускаются стартовыми импульсами длительностью $\ll \tau$. В этом случае Ф. генерирует импульсы пилообразной формы, продолжительность к-рых τ определяется параметрами схемы, а сам Ф. представляет собой *одновибратор* (спусковая схема с одним устойчивым положением равновесия). Ф. применяется для горизонтальной развертки луча в осциллографах электроннолучевых со ждущей разверткой, в блоках дальности радиолокационных станций и др. импульсных схемах.

Лит.: 1) Лейбман М. Е., Импульсная техника, М., 1960; 2) Калашников А. М., Служкий В. З., Электровакuumные приборы и импульсная техника, 2 изд., М., 1962 (Основы радиотехники и радиолокации). А. А. Брандт,

ФАРАДА (ϕ , F) — единица измерения электрической емкости в МКСА системе единиц и Международной системе единиц. 1 Ф. равна электрической емкости проводника, потенциал к-рого повышается на 1 в при передаче ему электрического заряда в 1 к. Размер и размерность: $1 \phi = (1 \kappa) : (1 \epsilon)$, $[\phi] = \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{сек}^4 \cdot \text{а}^2$. На практике применяются следующие единицы Ф.: 1 мкф = $10^{-6} \phi$ и 1 нф = $10^{-12} \phi$. 1 ф межд. = 0,99950 ф абс. (см. Международные электрические единицы). 1 ф = $9 \cdot 10^{11}$ см (ед. электрич. емкости в СГС системе единиц). Г. Д. Вурдун.

ФАРАДЕЕВО ТЕМНОЕ ПРОСТРАНСТВО — область тлеющего разряда, лежащая за катодным (тлеющим) свечением. Образование Ф. т. п. обусловлено тем, что электроны, приобретя большую энергию в области катодного падения потенциала (катодном темном пространстве), затем теряют эту энергию при ионизации и возбуждении молекул газа как в самом катодном темном пространстве, так и в следующем за ним катодном свечении. Поэтому дальнейшее движение электронов к аноду возможно лишь после приобретения ими необходимой скорости, что и осуществляется в Ф. т. п. Вследствие высокой концентрации электронов эти скорости невелики и недостаточны для возбуждения молекул газа. Поэтому в Ф. т. п. и отсутствует свечение. Отсутствие ионизации в Ф. т. п. приводит к образованию избыточного отрицат. заряда, определяющего распределение потенциала. Если стенки достаточно удалены, Ф. т. п. может простирается почти до анода; в противном же случае уход электронов на стенки приводит к росту напряженности поля и возникновению положит. колонны (являющейся низкотемпературной плазмой), в к-рой происходит ионизация, восполняющая убыль электронов.

Лит. см. при ст. Тлеющий разряд.

Л. А. Сена.

ФАРАДЕЙ — внесистемная единица количества электричества, применяется в электрохимии. 1 Ф. = $9,64914 \cdot 10^4 \kappa$, т. е. численно совпадает с Фарадея числом F .

ФАРАДЕЯ ЗАКОНЫ — основные количеств. законы электролиза, выражающие связь между количеством электричества и количествами и природой веществ, претерпевающих химич. превращения при прохождении тока. Установлены М. Фарадеем (M. Faraday) в 1833—34 гг. Первый Ф. з.: количество вещества, подвергающегося превращению на электроде при прохождении тока, прямо пропорционально количеству пропущенного электричества. Второй Ф. з.: отношение весов различных веществ, претерпевающих химич. превращения на электродах при прохождении одинаковых количеств электричества, равно отношению химич. эквивалентов этих веществ. Оба Ф. з. можно выразить в виде: $m = itM/F = qM/F = qN$, где m — количество вещества, превратившегося при прохождении тока i за время t , $q = it$ — количество электричества, M и N — химич. и электрохимич. эквивалент вещества, F — Фарадея число.

Лит.: 1) Глестон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951, с. 30—45; 2) Справочник химика, 2 изд., т. 1, М., 1962, с. 34.

Л. Г. Феоктистов.

ФАРАДЕЯ МЕТОД измерения магнитной восприимчивости состоит в определении на магнитных весах силы, с к-рой действует на исследуемый образец неоднородное магнитное поле H . Сила $f_x = \frac{1}{2} (\chi_1 - \chi_2) V \partial(H^2) / \partial x$, где V — объем образца, χ_1 и χ_2 — магнитные восприимчивости образца и воздуха.

ФАРАДЕЯ ПОСТОЯННАЯ — то же, что Фарадея число.

ФАРАДЕЯ ЧИСЛО (Фарадея постоянная) — количество электричества, прохождение к-рого через электролит приводит к химич. превращению 1 г-эке вещества у каждого из электродов (см.

Электролиз, Фарадея законы). Наиболее точные непосредственные определения Ф. ч. были выполнены при электроосаждении Ag из раствора AgNO_3 и выделении J электроокислением растворенного KJ. Ф. ч. F равно произведению величины заряда одновалентного иона (равного заряду электрона) на число ионов в 1 г-эке или молекул в 1 г-мол (Авогадро число). В углеродной шкале атомных весов $F = 96\,491,4 \pm \pm 1,1$ кулон/г-эке.

Лит. см. к ст. Фарадея законы. Л. Г. Феоктистов.

ФАРАДЕЯ ЯВЛЕНИЕ — поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося в веществе вдоль силовых линий магнитного поля. Открыто М. Фарадеем в 1846 г. Угол, на к-рый поворачивается плоскость поляризации, ϕ пропорционален напряженности магн. поля H и пути l , проходимому светом в поле

$$\phi = V l H. \quad (1)$$

Константа V , т. н. Верде постоянная, зависит от свойств вещества, частоты света и (обычно слабо) — от темп-ры. Знак угла ϕ зависит от знака H . Поэтому, если свет проходит в поле H дважды — один раз вдоль линий поля, а затем, после норм. отражения от зеркала, — навстречу линиям, то величина ϕ удваивается. В этом заключается феноменологич. отличие Ф. я. от естественной оптической активности: в последнем случае, во возвращении света назад, $\phi = 0$. Положит. значения V , наблюдаемые у большинства веществ, отвечают повороту плоскости поляризации света по часовой стрелке (для наблюдателя, смотрящего вдоль света), если свет распространяется вдоль положительного направления линий H . Другое удобное правило определения знака ϕ заключается в следующем: при $V > 0$ плоскость поляризации света, идущего вдоль оси соленоида, поворачивается в том же направлении, в к-ром положит. ток обтекает витки соленоида, создающего продольное поле H .

С феноменологич. стороны Ф. я. объясняется тем, что показатели преломления n_+ и n_- для левого и правого кругово-поляризованного света у первоначально оптически неактивного вещества становятся различными при помещении последнего в магнитное поле. Линейно-поляризованный свет с данной плоскостью поляризации можно представить как суперпозицию правого и левого кругово-поляризованных светов с определенной разностью фаз. Поскольку, вследствие различия n_+ и n_- , правый и левый кругово-поляризованный свет распространяются с разными скоростями n_+/c и n_-/c , разность фаз между ними при прохождении пути l в веществе изменяется и плоскость поляризации результирующего линейно-поляризованного света поворачивается на угол

$$\phi = (\omega/c) l (n_+ - n_-), \quad (2)$$

где ω — угловая частота и c — скорость света.

Механизм Ф. я. объясняется тем, что при наложении магнитного поля орбита оптич. электрона, ответственного за показатель преломления и его дисперсию, начинает совершать Лармора прецессию. Вместо одной собственной (резонансной) частоты электрона ω_0 появляются две собственные частоты ω_+ и ω_- , относящиеся, соответственно, к правым и левым круговым колебаниям. Теория показывает, что

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \pm (1/2) (e/m) (H/c), \quad (3)$$

где e — заряд электрона (отрицательный), а m — его масса. Появление у вещества в магнитном поле двух резонансных частот ($\omega_- > \omega_+$) означает расщепление его полосы поглощения на две. Т. о., Ф. я. оказывается основным на обращенном (т. е. относящемся не к излучению, а к поглощению) Зеемана явлению в продольном магнитном поле.

Различие резонансных частот в «дублете Зеемана» ω_+ и ω_- приводит к сдвигу кривых $n_+(\omega)$ и $n_-(\omega)$ друг относительно друга по шкале частот. Простая теория, исходящая из норм. явления Зеемана, дает

$$n_{\pm}(\omega) \approx n(\omega) \pm dn/d\omega (1/2) (e/m) (H/c), \quad (4)$$

где n — показатель преломления в отсутствие H . Из (4, 2 и 1) получаем ф-лу Беккереля:

$$\phi = (1/2c^2) (e/m) \lambda (dn/d\lambda),$$

которая дает значения, совпадающие с опытными по порядку величины.

Ф. я. при $\omega > \omega_-$ и при $\omega < \omega_+$, т. е. вне дублета Зеемана, имеет один и тот же знак и очень сильно возрастает при приближении ω к ω_+ или ω_- в случае узких полос или линий поглощения. Внутри дублета Зеемана ($\omega_+ < \omega < \omega_-$) Ф. я. меняет знак. Измерение ϕ вблизи узких линий поглощения иногда позволяет определить силу осциллятора.

Наряду с описанным механизмом Ф. я., рассматривался механизм парамагнитного поворота плоскости поляризации в магнитном поле. Полная интерпретация явления возможна лишь на основе квантово-механич. теории.

Ф. я. имеет место и для радиоволн в ионосфере. Лит.: 1) Faraday M., «Philos. Trans. Roy. Soc. London A», 1846, pt 1, p. 1; Poggenhoff J., «Ann. Physik und Chemie», 1846, Bd 68, S. 405; 2) Борн М., Оптика, пер. с нем., Харьков — Киев, 1937; 3) Шефер К., Теоретическая физика, пер. с нем., т. 3, ч. 2, М.—Л., 1938; 4) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951. Н. А. Толстой.

ФАРАДМЕТР — электроизмерительный прибор электромеханич. группы (непосредственной оценки) для измерения электрической емкости на переменном токе.

Ф. могут быть приборами электродинамич., ферродинамич., электромагнитной, выпрямительной (детекторной) систем. В Ф. первых трех систем [1—2] применяется соответствующий логометрич. измерительный механизм (см. Логометр), а в последней — магнитоэлектрич. механизм с механич. противодействующим моментом.

У Ф. электродинамической измерительной системы (рис. 1) подвижная часть измерительного механизма несет на оси две катушки B_1 и B_2 , скрепленные обычно под углом в 90° и находящиеся в магнитном поле двух неподвижных катушек $A-A$. Последовательно с $A-A$ и B_1 включены конденсаторы постоянной емкости C и C_0 ; измеряемый конденсатор C_x включается последовательно в цепь катушки B_2 . Обмотки B_1 и B_2 включены так, что вращающие моменты M_1 и M_2 , создаваемые взаимодействием токов I_0 и I_x с магнитным полем катушек $A-A$ и воздействующие на подвижную часть логометра, противоположны друг другу. Положение подвижной части прибора определяется отношением $M_1/M_2 = f(I_x/I_0) = F(C_x, C_0)$, т. к. отношение токов I_x/I_0 зависит от C_x и C_0 . В логометре положение подвижной части практически не зависит от напряжения питания U_n (при небольших отклонениях U_n от номинального), поэтому шкала прибора может быть проградуирована непосредственно в значениях C_x .

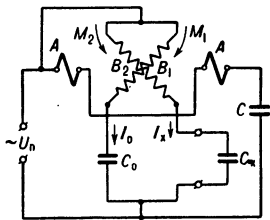


Рис. 1. Схема фарадметра электродинамич. системы.

Ф. ферродинамич. системы отличается наличием ферромагнитного сердечника в магнитной цепи. Это позволяет иметь одну неподвижную катушку A и повышает чувствительность прибора.

У Ф. выпрямительной системы (рис. 2) последовательно со схемой выпрямления, в к-рую включен магнитоэлектрич. измерительный механизм, включен постоянный конденсатор C_0 , а последовательно с источником питания — другой постоянный конденсатор C . Емкостное сопротивление цепи измерителя много больше активного, так что ток I в этой цепи определяется в основном напряжением U_n и емкостями C_x, C_0 и C . Изменение тока при изменении C_x определяется отношением $C_x/(C_0+C)$. Т. о., схема Ф. этого типа подобна схеме магнитоэлектрич. омметра с параллельным присоединением измеряемого сопротивления.

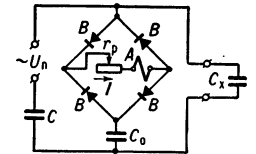


Рис. 2. Схема фарадметра выпрямительной системы.

Ввиду того, что показание прибора зависит от U_n , для коррективы (установки стрелки прибора на нулевую отметку шкалы при $C_x = 0$) служит сопротивление r_p ; коррективка позволяет проградуировать шкалу прибора непосредственно в значениях C_x . Ф. выпрямительной системы не выпу-

Характеристики некоторых фарадметров.

Тип прибора	Пределы измерения, мкф	Основная погрешность	Напряжение и частота источника питания
Д 524 М	} 0—1, 0—2, 0—5, 0—10	±1 % ¹	127 в, 50 гц
Д 524 М/1			220 в, 50 гц
Ц 435	0—0,5	±4 % ²	220 в, 50 гц
«УНИГОР 3» ³	0—0,02	±1,5 % ²	127 или 220 в
(Австрия)	0—5		50 или 60 гц

¹ Исчисляется от соответствующего верхнего предела измерения. ² Исчисляется от длины шкалы. ³ Комбинированные приборы.

скаются как самостоятельные приборы — они входят в состав комбинированных (универсальных) приборов (ампервольтфарадметров).

Лит. см. при ст. Омметр. М. Х. Шлаинович.

ФАРЕНГЕЙТА ШКАЛА — температурная шкала, в к-рой за 0° принята темп-ра смеси снега и напатыря, а за 100° — норм. темп-ра человек. тела. Темп-ра по Ф. ш. обозначается $t^\circ F$: $n^\circ F = (n - 32)(5/9)^\circ C$; $m^\circ C = [32 + (9/5)m]^\circ F$; $0^\circ C = 32^\circ F$; $100^\circ C = 212^\circ F$.

ФАСЕТОЧНЫЕ ГЛАЗА — сложные глаза ракообразных, насекомых и нек-рых др. членистоногих, состоящие из множества (от 100 у муравьев до 28 000 у стрекоз) обособленных друг от друга пигментной изоляцией структурных единиц — омматидиев, диаметром от 15μ у комаров до 40μ у стрекоз. Каждый омматидий состоит из светопреломляющего аппарата (роговичного хрусталика и примыкающего к нему «кристаллич. конуса»), воспринимающего аппарата (сетчатки, сложенной 4—12 зрительными клетками) и светоизолирующего футляра из неск. пигментных клеток. См. также раздел «Зрение животных» в ст. Зрение.

ФЕДОРОВА СТОЛИК — прибор для измерения оптич. констант кристаллов в тонких шлифах под микроскопом в параллельном пучке поляризованного света. Ф. с. состоит из металлич. плиты с широким отверстием, привинчиваемого к столу поляризационного микроскопа, и двух вертикаль. стоек, несущих на себе 5 соединенных в одно целое колец (рис.). Кольцо 1, в к-рое вставлено круглое плоскопараллельное стекло (подложка для исследуемого шлифа кристалла), вложено в градуированное кольцо 2 и может быть повернуто с трением в собственной плоскости на любой угол. Оба кольца вместе могут

поворачиваться вокруг оси, направленной по одному из диаметров кольца 2. Кольцо 3 может поворачиваться вместе с 1 и 2 вокруг второй оси, перпендикулярной к первой. Кольцо 4 может поворачиваться вместе с 1, 2 и 3 в собственной плоскости, скользя внутри двух частей кольца 5. Все 5 колец вместе могут поворачиваться вокруг горизонт. оси, поддерживаемой стойками прибора. С помощью Ф. с. могут быть измерены все оптич. константы кристаллов (кроме показателей преломления): острота, оптич. знак, угол оптич. осей, направление острой биссектрисы и др.

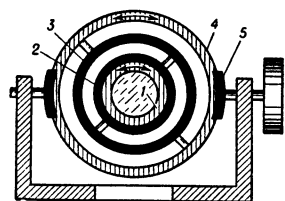


Схема устройства пятиколевого Фейнманова столика. Стрелками показаны направления поворотов колец.

Лит.: 1) Федоров Е. С., Основание петрографии, СПб, 1897; 2) Соболев В. С., Федоровский метод, М., 1954. А. В. Шубников.

ФЕЙНМАНА ДИАГРАММЫ (Фейнмановы диаграммы) — распространенный графич. метод представления амплитуд рассеяния частиц (в частности, с изменением числа частиц). Предложен Р. Фейнманом в 1949 г. при построении инвариантной теории возмущений в квантовой электродинамике и квантовой теории полей.

Ф. д. состоят из совокупности элементов трех типов: внешних линий, внутренних линий и вершин (точек пересечения линий). Внешние линии, соединяющиеся с остальной частью диаграммы в к.-л. одной вершине, отвечают падающим или рассеянным (или рожденным в процессе столкновения) частицам; они описывают состояние системы до и после столкновения. Внутренние линии, соединяющие две вершины, отвечают виртуальным состояниям частиц, возникающим и исчезающим в процессе столкновения. Вершинам отвечают элементарные акты взаимодействия — превращения частиц. Характер их зависит от конкретного типа взаимодействия (т. е. от гамильтониана системы). В квантовой электродинамике, т. е. теории взаимодействия электронов и фотонов, таким первичным актом является испускание или поглощение фотона электроном. Поэтому первичной ячейкой любой Ф. д. в квантовой электродинамике является вершина со сходящимися в ней тремя линиями (рис. 1); здесь прямые линии соответствуют электронам, волнистая — фотону. Электронные линии снабжены стрелками: направление к вершине указывает начальное состояние электрона, направление от вершины — конечное состояние. Тот же элемент Ф. д. может изображать взаимодействие позитрона; при этом линия, направленная от вершины, описывает позитрон в начальном состоянии, а линия, направленная к вершине, — в конечном. Этим условием (следование во времени по или против направления линии) Ф. д. точно и последовательно отображают симметрию, существующую в теории между частицами и античастицами. Т. к. фотон — истиннонейтральная частица (в том смысле, что частица тождественна своей античастицей), то соответствующая ему волнистая линия не имеет принципиально выделенного направления, — она изображает либо испускание, либо поглощение фотона.



Рис. 1.

Соединение двух таких трехлучевых элементов дает Ф. д., изображающие столкновение двух частиц с превращением их в две (те же или другие) частицы. Ф. д. на рис. 2 изображает рассеяние фотона электроном. Падающий электрон (линия справа) поглощает фотон и превращается в виртуальный электрон (внутр. линия), последний испускает др. фотон и

превращается в рассеянный электрон (испускание и поглощение фотона можно поменять местами). Эта же диаграмма изображает рассеяние фотона позитроном, если переходу от начального состояния к конечному приписать направление, противоположное стрелкам на линиях. Та же диаграмма может описывать еще один процесс: аннигиляцию пары электрон — позитрон в два фотона: тогда одна из внешних электронных линий (правая) отвечает падающему электрону, а другая — позитрону. Электрон излучает фотон, превращаясь в виртуальный электрон, к-рый затем аннигилирует с падающим позитроном, испуская второй фотон (можно сказать и иначе: позитрон излучает, а потом аннигилирует с электроном).

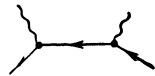


Рис. 2.

Ф. д. на рис. 3 изображает рассеяние электрона электроном. Здесь все электронные линии внешние, а фотонная только внутренняя. Виртуальный фотон испускается одним из электронов и поглощается другим. Та же Ф. д. изображает рассеяние позитрона электроном.



Рис. 3.

Ф. д. на рис. 2 и 3 представляют собой только простейшие (т. е. содержащие минимальное число вершин) диаграммы, отвечающие процессу рассеяния, соответственно фотона или электрона электроном. Другие Ф. д., отвечающие тем же процессам, будут содержать те же внешние линии, но могут отличаться числом и расположением внутр. линий и вершин. Примеры таких Ф. д. представлены на рис. 4. Внутр.

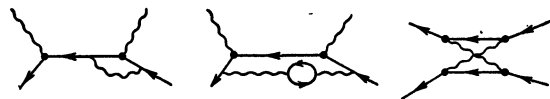


Рис. 4.

электронные линии могут, в частности, образовывать замкнутые кривые (петли). Их можно интерпретировать как образование виртуальной пары, к-рая затем аннигилирует.

Существуют простые правила, по к-рым каждому элементу Ф. д. сопоставляется нек-рый алгебраический (вообще говоря, матричный) множитель. Поэтому, начертив Ф. д., можно по этим правилам сразу написать аналитич. выражение для соответствующей амплитуды рассеяния. Этим и обусловлено удобство использования Ф. д.

Каждому процессу рассеяния отвечает совокупность бесконечного числа Ф. д. Однако в квантовой электродинамике можно ограничиться практически учетом небольшого числа Ф. д. Это связано со слабостью электромагнитного взаимодействия, количественным выражением к-рой является параметр $e^2/\hbar c \approx 1/137$ (e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , c — скорость света). Каждому элементарному акту взаимодействия (вершине на Ф. д.) соответствует в амплитуде рассеяния множитель e . Поэтому наибольший вклад вносят диаграммы, содержащие наименьшее число вершин (на примерах рис. 2, 3 — две вершины). Диаграммы, содержащие большее число вершин, могут уже рассматриваться как поправки (их вклад наз. радиационными поправками). Т. к. эти диаграммы отличаются по числу вершин, то поправочные диаграммы отличаются от основной по числу вершин на четное число $2n$. Соответствующий вклад в амплитуду содержит лишний множитель e^{2n} . Т. о., совокупность всех Ф. д., у к-рых начальные и конечные состояния одинаковы, приводит к выражению для амплитуды рассеяния

в виде ряда, содержащего степени параметра $(e^2/\hbar c)^n$. Квантовая электродинамика дает точные правила сопоставления каждой Ф. д. определенного члена этого ряда; это и есть ряд теории возмущений.

Ф. д. используются также для изображения процессов, обусловленных неэлектромагнитными взаимодействиями. На рис. 5 изображены элементы Ф. д., описывающих сильное взаимодействие в мезонной теории поля: сплошные линии отвечают барионам, пунктирные — мезонам. Рассматриваются два типа вершин: трехлучевые (испускание или поглощение мезона барионом) и четырехлучевые (рассеяние мезона мезоном). На рис. 6 изображен элемент Ф. д., отвечающих слабым взаимодействиям: в вершине сходятся четыре линии, соответствующие различным фермионам. В частности, рис. 6 изображает распад мюона; одна из входящих линий соответствует мюону, остальные — частицам, образующимся в результате распада: электрону, нейтрино (мюонному) и антинейтрино (электронному). На рис. 7 даны два примера Ф. д., изображающих процессы с участием разных типов взаимодействий. Первая диаграмма изображает распад нейтрального пи-мезона: пион (пунктирная линия) в акте сильного взаимодействия превращается в пару протон — антипротон (замкнутая петля), к-рые аннигилируют с излучением последовательно двух фотонов. Вторая диаграмма изображает распад заряженного пиона: пион превращается

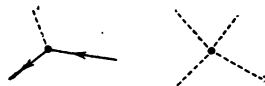


Рис. 5.

в акте сильного взаимодействия в пару нуклон — антинуклон (один заряженный, другой нейтральный), к-рая в акте слабого взаимодействия превращается в пару лептонов.

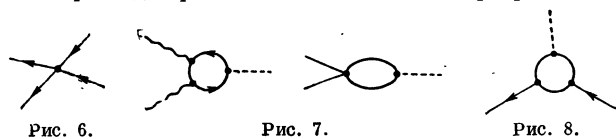


Рис. 6.

Рис. 7.

Рис. 8.

в случае сильных взаимодействий теория возмущений неприменима, т. к. акт взаимодействия не содержит малого параметра. Поэтому Ф. д., отвечающие одному и тому же процессу и отличающиеся числом внутр. линий, имеют одинаковое значение. Их нельзя в общем случае разделить на основные и поправочные, и, следовательно, на основе Ф. д. нельзя найти амплитуду рассеяния. Ф. д. сохраняют значение лишь для качеств. рассмотренных процессов. В случае слабых взаимодействий количеств. значение имеют только простейшие Ф. д. вида рис. 6. Хотя взаимодействие и мало, но вычислить радиационные поправки путем учета соответствующих Ф. д. оказывается невозможным. Это связано с невозможностью построения ряда теории возмущений, основанного на элементарном акте взаимодействия, изображаемом Ф. д. рис. 6 (неперенормируемость теории четырехфермионного взаимодействия). Поэтому поправочные диаграммы имеют только качественнейший смысл.

Сложные Ф. д. удобно разбить на «блоки» — части, к-рые можно интерпретировать как более простые Ф. д., отвечающие нек-рым процессам рассеяния реальных или виртуальных частиц. Наиболее важные блоки: вершинная часть — блок, связанный с остальной частью диаграммы тремя линиями (рис. 8); такой блок эффективно заменяет элементарную ячейку типа рис. 5. Собственно-энергетическая часть — блок, связанный с остальной частью диаграммы двумя линиями (рис. 9); вместе с этими линиями такой блок эффективно заменяет элементарную внутр. линию Ф. д. «Четыреххвостка» — блок, соединенный с остальной частью диаграммы 4 линиями; он является эффективной четырехлучевой вершиной (рис. 10). Отличие эффективных вершин от первичных состоит в том, что последние определяются константами (постоянные связи или заряды), характеризующими элементарные акты взаимодействий, а первые являются ф-циями от импульсов частиц, отвечающих их внешним линиям. Благодаря этому эффективные вершины описывают эффективно нелокальные взаимодействия. Зависимость от импульсов и пространственно-временное распределение взаимно связаны преобразованием Фурье. Фурье-образ константы есть δ -функция от разности координат взаимодействующих частиц, т. е. взаимодействие локально. В общем же случае фурье-образ дает нек-рую ф-цию от 4-координат, отличную от нуля при конечных интервалах между частицами). В сильных взаимодействиях, где характер первичного локального взаимодействия неизвестен, эффективные Ф. д. имеют особое значение.

При помощи Ф. д. удобно исследовать свойства симметрии и аналитич. свойства амплитуд рассеяния. Совокупность эффективных Ф. д. может дать те же сведения о свойствах сильных взаимодействий, к-рые содержатся в соотношениях унитарности. При помощи Ф. д. могут быть найдены особенности (сингулярности) амплитуд рассеяния. Если поведение амплитуды в предел. условиях определяется некоторыми конкретными особенностями (ближайшими к той области переменных, к-рая рассматривается в конкретной задаче), то это позволяет выделить из всех Ф. д. небольшое число или суммируемую (бесконечную) совокупность важнейших Ф. д. Тогда удается получать нек-рые количеств. результаты и для процессов, обусловленных сильными взаимодействиями.

Эффективные Ф. д. нашли широкое применение в нерелятивистской квантовой механике, главным образом в квантовой теории многих тел (теория конденсированных тел, теория ядерных реакций и т. д.). Пример таких диаграмм приведен на рис. 11. Они изображают расщепление дейтрона (двойная линия) при столкновении с нуклоном. Каждая эффективная вершина соответствует парному взаимодействию (две частицы в начале и две в конце, считая дейтрон за совокупность двух частиц). Т. о., в этих диаграммах задача 3 тел (в начале и в конце по три частицы) сводится к задачам двух тел. В нерелятивистской теории нет процессов образования пар и нет античастиц, поэтому в Ф. д. направление линии совпадает с направлением времени.

Лит. см. при статьях Квантовая электродинамика, Квантовая теория полей. В. Б. Берестецкий.

ФЕРМА ПРИНЦИП — основной принцип геометрии оптики, утверждающий, что действительный путь распространения света из одной точки в другую есть тот путь, для прохождения к-рого свету требуется минимальное (или максимальное) время по сравнению с любым другим геометрически возможным путем между теми же точками. Математически Ф. п. формулируется как вариационный принцип: если T — полное время, необходимое для распространения света из точки A в точку B , то, согласно Ф. п., пер-

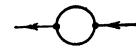


Рис. 9.

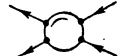


Рис. 10.

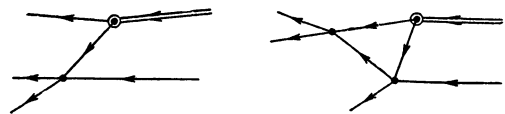


Рис. 11.

при столкновении с нуклоном. Каждая эффективная вершина соответствует парному взаимодействию (две частицы в начале и две в конце, считая дейтрон за совокупность двух частиц). Т. о., в этих диаграммах задача 3 тел (в начале и в конце по три частицы) сводится к задачам двух тел. В нерелятивистской теории нет процессов образования пар и нет античастиц, поэтому в Ф. д. направление линии совпадает с направлением времени.

Лит. см. при статьях Квантовая электродинамика, Квантовая теория полей. В. Б. Берестецкий.

ФЕРМА ПРИНЦИП — основной принцип геометрии оптики, утверждающий, что действительный путь распространения света из одной точки в другую есть тот путь, для прохождения к-рого свету требуется минимальное (или максимальное) время по сравнению с любым другим геометрически возможным путем между теми же точками. Математически Ф. п. формулируется как вариационный принцип: если T — полное время, необходимое для распространения света из точки A в точку B , то, согласно Ф. п., пер-

вая вариация T равна нулю: $\delta T = 0$. Можно записать Φ п. также в другом виде: $\delta L = 0$, где L — оптическая длина пути.

Φ п. установлен П. Ферма [1] и в первоначальной формулировке имел смысл наиболее общего закона распространения света. Действительно, из Φ п. вытекают основные законы геометрии. оптики — закон отражения и закон преломления. В волновой теории света Φ п. представляет собой следствие более общего принципа Гюйгенса и сохраняет силу только в тех случаях, когда длина световой волны может считаться пренебрежимо малой величиной. Аналогия между Φ п. и вариационными принципами механики сыграла большую роль в развитии современной динамики, с одной стороны, и теории оптич. инструментов — с другой. Эта же аналогия послужила одной из отправных точек в открытии квантовой механики.

Лит.: 1) Fermat P. de, Oeuvres, t. 1—4, P., 1891—1912; 2) Ландсбергер Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 3) Слюсарев Г. Г., Геометрическая оптика, М.—Л., 1946.

ФЕРМИ — внесистемная единица длины, равная 10^{-13} см, применяется в ядерной физике.

ФЕРМИ ГАЗ — газ, частицы к-рого подчиняются Ферми — Дирака статистике. Для физич. приложений наиболее интересен случай Φ г. частиц со спином $1/2$, к-рый и рассматривается далее.

Идеальный Φ г. Термодинамич. потенциал для идеального Φ г. имеет вид:

$$\Omega = \sum_k \Omega_k, \quad \Omega_k = -T \ln \{1 + \exp[(\mu - \varepsilon_k)/T]\}.$$

Суммирование производится по всем состояниям частицы в данном объеме; ε_k — энергия частицы в k -м состоянии, μ — химический потенциал, T — темп-ра в энергетич. единицах. Среднее число заполнения в состоянии k равно

$$\bar{n}_k = -\partial \Omega_k / \partial \mu = \{\exp[(\varepsilon_k - \mu)/T] + 1\}^{-1}. \quad (1)$$

Эта ф-ла справедлива, строго говоря, при условии, что химич. потенциал μ является независимой переменной, тогда как число частиц N в данном объеме не фиксировано. Если же задано N , то для вычисления \bar{n}_k можно воспользоваться методом Дарвина — Фаулера [1]. Различие между получающейся при этом формулой и выражением (1) становится заметным только в случае весьма малого числа частиц в рассматриваемом объеме.

Состояние свободных частиц в большом объеме V можно характеризовать импульсом p , так что $\varepsilon = p^2/2m$. В этом случае ф-лы ($\alpha = \mu/T$), определяющие плотность

$$\frac{N}{V} = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} (mT)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{z} dz}{e^{z-\alpha} + 1}, \quad (2)$$

и давление

$$P = -\frac{\Omega}{V} = \frac{2\sqrt{2}}{3\pi^2 \hbar^3} m^{3/2} T^{5/2} \int_0^\infty \frac{z^{3/2} dz}{e^{z-\alpha} + 1} = \frac{2}{3} \frac{E}{V}, \quad (3)$$

представляют собой ур-ние состояния Φ г. в параметрической форме.

При абс. нуле темп-ры частицы заполняют все состояния вплоть до состояния с импульсом p_0 (граничный импульс Ферми), энергия к-рого равна

$$\varepsilon_0 = \frac{p_0^2}{2m} = \left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m}.$$

При этом $\mu = \varepsilon_0$, а полная энергия и давление пропорциональны соответственно плотности в степени $2/3$ и $5/3$:

$$E = \frac{3}{10} \left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m} N, \quad P = \frac{1}{5} (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{N}{V}\right)^{5/3}.$$

При отличной от нуля, но достаточно низкой темпе-

ратуре $T \ll \varepsilon_0$ энтропия идеального Φ г. пропорциональна T : $S = (\pi/3)^{2/3} (m/\hbar^2) NT (V/N)^{2/3}$ и, следовательно, в этом случае теплоемкость $C = T \frac{\partial S}{\partial T} = S$ также пропорциональна T . Как известно, электронная теплоемкость металлов линейна по темп-ре, что и позволило в свое время сделать вывод, что электроны в металле ведут себя во многих отношениях подобно частицам вырожденного Φ г.

В ультрарелятивистском случае, когда $\varepsilon = cp$, где c — скорость света, ур-ние состояния принимает вид: $PV = E/3$ [ср. с формулой (3)]. Теплоемкость и в этом случае пропорциональна темп-ре в области вырождения, но с иным коэффициентом:

$$C = N [(3\pi^2)^{2/3} / 3c\hbar] (V/N)^{1/3} T.$$

Неидеальный Φ г. Здесь речь будет идти о свойствах слабо неидеального Φ г., в к-ром взаимодействие между частицами приводит лишь к поправочным эффектам. Если частицы взаимодействуют друг с другом посредством короткодействующего потенциала отталкивания, то связанные с взаимодействием эффекты могут быть выражены через амплитуду a — рассеяния двух частиц друг на друге. Параметром разложения в этом случае является величина $\alpha = p_0 a \sim a (N/V)^{1/3}$. С учетом членов $\sim \alpha^2$ энергия газа при $T = 0$ определяется ф-лой

$$E_0 = (3/10) (3\pi^2 N/V)^{2/3} (\hbar^2/m) N + (\pi a \hbar^2/m) (N^2/V) [1 + (6a/35) (3N/\pi V)^{1/3} (11 - 2 \ln 2)].$$

Весьма важным в принципиальном отношении результатом является то, что граничный импульс p_0 имеет смысл и в случае неидеального газа, хотя отдельные частицы газа в этом случае уже не находятся в определенном квантовом состоянии. Определением импульса p_0 в этом случае является значение p , при к-ром среднее число заполнения \bar{n}_p имеет скачок. Хотя величина скачка в этом случае оказывается меньше единицы (в идеальном газе при $T = 0$ $\bar{n}_p = 1$ при $p \leq p_0$ и $\bar{n}_p = 0$ при $p > p_0$), но положение скачка, как оказывается, остается прежним, т. е. значение p_0 не зависит от взаимодействия. В микроскопич. теории Ферми жидкости этот результат доказывается без предположения о слабости взаимодействия. Спектр возбуждений неидеального газа имеет такой же характер, что и в случае идеального газа, с той лишь разницей, что эффективная масса отличается от массы свободных частиц на величину $\sim \alpha^2$. Более существенно, что появляется конечное затухание возбуждений, которое имеет порядок величины $\alpha^2 \varepsilon_0 (p - p_0)^2 / p_0^2$.

Характер энергетич. спектра существенно меняется, если взаимодействие соответствует притяжению между частицами. В этом случае имеет место эффект Купера: частицы с противоположными импульсами и спинами образуют связанные пары, к-рые, обладая свойствами бозевских частиц, приводят к бозе — эйнштейновской конденсации (см. Купера эффект и Сверхпроводимость).

Φ г. заряженных частиц (электронов), между к-рыми действуют кулоновские силы отталкивания, обладает замечательным свойством: он становится тем более идеальным, чем больше его плотность. Это связано с тем, что кинетич. энергия электронов растет с увеличением плотности как $(N/V)^{2/3}$, тогда как кулоновская энергия взаимодействия двух частиц на среднем расстоянии растет только как $(N/V)^{1/3}$. Отсюда следует, в частности, что при очень больших плотностях любое вещество должно представлять собой плазму, электронная компонента к-рой ведет себя подобно слабо неидеальному вырожденному Φ г.

Условием этого является неравенство $n_e \gg (m_e c^2 / \hbar^2)^3 Z^2$, где n_e — число электронов в единице объема, m_e — масса электрона, Z — заряд ядра.

Лит.: 1) Фаулер Р., Гуггенгейм Э., Статистическая термодинамика, пер. с англ., М.—Л., 1949; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5); 3) Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962. Г. М. Элиашберг.

ФЕРМИ ГРАНИЧНАЯ ЭНЕРГИЯ — см. Ферми поверхность.

ФЕРМИ ЖИДКОСТЬ — квантовая жидкость, имеющая спектр элементарных возбуждений фермиевского типа. Квантовые свойства Ф. ж. проявляются, как и в случае Ферми газа, при достаточно низких темп-рах, меньших темп-ры вырождения. Поскольку спектр возбуждений Ф. ж. во многих отношениях аналогичен спектру Ферми газа (см. Квантовая жидкость), то и ее термодинамич. свойства имеют много общего со свойствами Ферми газа. В частности, теплоемкость пропорциональна темп-ре. Основное отличие от газа: между возбуждениями Ф. ж. имеется взаимодействие, которое оказывает существенное влияние на ее свойства. Л. Д. Ландау [1] предложил полуфеноменологич. теорию Ф. ж., в к-рой учитывается взаимодействие между возбуждениями: предполагается, что энергия возбуждения с импульсом p и энергией $\epsilon(p)$ является функционалом от функции распределения возбуждений, имеющихся в данном состоянии системы. Поэтому при изменении функции распределения изменяется и энергия каждого возбуждения

$$\delta \epsilon(p) = \int f(p', p') \delta n(p') \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3}.$$

В этой и в ряде дальнейших формул для простоты опущены спиновые переменные. Функция $f(p, p')$ — основная характеристика Ф. ж. Так, эффективная масса возбуждения m^* определяется ф-лой:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m} - \frac{p_0}{2(2\pi)^3} \int f(\vartheta) \cos \vartheta d\Omega. \quad (1)$$

Здесь интегрирование производится по направлениям вектора p' , а вектор p является полярной осью. Абс. значения векторов p и p' равны граничному импульсу Ферми p_0 , m представляет собой массу частиц, из к-рых состоит Ф. ж. Энергия возбуждения при $T = 0$, отсчитанная от химич. потенциала, равна $\epsilon_0(p) = (p_0/m^*)(p-p_0) \equiv v(p-p_0)$. В отличие от Ферми газа, в случае Ф. ж. имеет смысл говорить только о возбуждениях с импульсами p вблизи сферы Ферми: $p = p_0$. Это связано с тем, что возбуждение имеет конечное время жизни, обратно пропорциональное квадрату удаленности импульса возбуждения от поверхности Ферми. Теплоемкость связана с m^* так же, как теплоемкость газа с массой частиц: $C = 1/3 m^* p_0 T$. Специфич. свойствами обладает распространение звука в Ф. ж. Если выполняется условие $\omega \tau \ll 1$ (ω — частота звука, τ — время свободного пробега возбуждений), то звук распространяется по обычным гидродинамич. законам, а скорость звука u определяется через сжимаемость. Связь u с функцией f имеет вид:

$$u^2 = (p_0^2/3m^2) + (1/6m) (p_0/2\pi)^3 \int f(\vartheta) (1 - \cos \vartheta) d\Omega. \quad (2)$$

Интегрирование здесь производится так же, как и в ф-ле (1). Время свободного пробега возбуждений, как и в случае неидеального Ферми газа, обратно пропорционально квадрату области размытия распределения Ферми, т. е. $\tau \sim 1/T^2$. Поэтому при достаточно низких темп-рах и нек-рой фиксированной частоте условие $\omega \tau \ll 1$ будет нарушено. При $\omega \tau \sim 1$ звук будет затухать на расстояниях порядка длины волны, т. е. перестанет распространяться. Исследование кинетич. уравнения для функции распределения возбуждений в Ф. ж. показывает, что при $\omega \tau \gg 1$ может

вновь появиться возможность для распространения звука. Скорость \tilde{u} этого нового типа звука, названного нулевым звуком, определяется как собственное значение однородного ур-ния.

$$[(kv) - \omega] \delta n - (kv) \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \int f(p, p') \delta n(p') \frac{dp'}{(2\pi)^3} = 0, \quad (3)$$

где $|k| = \omega/\tilde{u}$, а $\partial n/\partial \epsilon = \delta(\epsilon - \mu)$. Будет ли это уравнение иметь собственные решения, зависит от вида функции $f(p, p')$. Исследование показывает, что если решение существует, то во всяком случае $\tilde{u} > v$ (скорость нулевого звука больше скорости фермиевских возбуждений). Необходимое условие существования решения — положительность усредненного по углам значения f .

Теория Ф. ж. применима в полной мере только к жидкому He³. Экспериментальные данные (полученные через несколько лет после создания теории Ф. ж.) показывают, что при темп-рах $< 0,1^\circ$ К жидкий He³ действительно приобретает свойства, характерные для Ф. ж. Эти данные позволяют определить нек-рые параметры теории. В частности, из измерений теплоемкости следует, что $m^* \approx 2,8 m$. Используя также данные для скорости звука, можно было определить нулевую и первую сферич. гармоники функции f . Это в свою очередь позволило сделать вывод о том, что ур-ние (3) по всей вероятности имеет решение, соответствующее нулевому звуку. Были обнаружены и др. свойства He³, специфические для вырожденной Ферми-системы: независимость от T парамагнитной восприимчивости, возрастание времен релаксации $\sim T^{-2}$ при понижении темп-ры. Измерения парамагнитной восприимчивости показали также, что знак обменного взаимодействия в He³ таков, что имеется тенденция к параллельной ориентации спинов, к-рая усиливается при повышении давления. Тем не менее, по-видимому, He³ не переходит в ферромагнитное состояние. Кроме жидкого He³, вырожденной системой Ферми частиц являются также электроны в металлах. Однако наличие кулоновского взаимодействия и сильной анизотропии спектра не позволяют применить здесь теорию Ф. ж. в том виде, как она была изложена выше. Так, кулоновское взаимодействие препятствует, вообще говоря, появлению колебаний типа нулевого звука. Тем не менее такие колебания, по-видимому, могут существовать при определенной структуре поверхности Ферми.

Развитие методов квантовой теории поля применительно к задачам статистич. физики [2] позволило дать более строгое микроскопич. обоснование теории Ф. ж. Важнейшим результатом здесь явилось установление связи функции $f(p, p')$ с амплитудой рассеяния вперед возбуждений друг на друге.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 6, с. 1058, 1957, т. 32, вып. 1, с. 59; 2) Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статической физике, М., 1962, см. также лит. при ст. Квантовая жидкость. Г. М. Элиашберг.

ФЕРМИ ПОВЕРХНОСТЬ — изонергетическая поверхность в пространстве квазиимпульсов (p — пространство электронов в проводимости, соответствующая Ферми энергии ϵ_0). Электроны проводимости — квазичастицы, являющиеся носителями зарядов в твердых проводниках (см. Твердое тело). Основными их характеристиками являются заряд, спин, собств. магн. момент (в хороших металлах все эти величины для электронов проводимости в основном приближены такие же, как и у свободного электрона) и закон дисперсии $\epsilon(p)$ (ϵ — энергия). Ф. п. описывается ур-нием $\epsilon = \epsilon(p) = \epsilon_0$, а при наличии неск. зон проводимости:

$$\epsilon = \epsilon_s(p) = \epsilon_0, \quad (1)$$

где s — номер энергетич. зоны (номер сорта квази-частиц). В общем случае Ф. п. распадается на неск. поверхностей в соответствии с количеством зон s , для k -рых ур-ние (1) имеет веществ. решения.

Ф. п. — важная характеристика металлов. В хороших металлах существенную роль играют только электроны с энергиями, близкими к ξ_0 . Пусть точка p принадлежит Ф. п. Рассмотрим близкую к ней точку в p -пространстве $p + p'$, $|p'| \ll |p|$. Энергия, соответствующая этой точке, отличается от ξ_0 на величину:

$$\xi(p + p') - \xi_0 = \xi(p) + \frac{\partial \xi}{\partial p} p' - \xi_0 = v p', \quad (2)$$

где $v = \partial \xi / \partial p$ — скорость электрона в точке p (согласно ур-нию Гамильтона). Т. о. для того, чтобы полностью определить закон дисперсии в единственно важной области энергии, близких к ξ_0 , достаточно знать форму Ф. п. и скорость электронов v на ней (точнее $|v|$, т. к. направление скорости определяется нормалью к Ф. п.). Отыскание Ф. п. — важная задача, т. к. во все электронные характеристики металлов (теплоемкость, магн. восприимчивость, кинетич. коэфф. и т. д.) при темп-рах, низких по сравнению с темп-рой вырождения $T_B = \xi_0 / k$ (k — постоянная Больцмана), т. е. для хороших металлов при всех темп-рах, $\xi(p)$ входит только через Ф. п. и $|v|$.

Вид ф-ции $\xi_s(p)$ в общем случае сложен. Ее общие свойства — центральная симметрия и периодичность с периодом $h\mathbf{b}$ (\mathbf{b} — период обратной решетки, h — постоянная Планка), т. е.:

$$\xi_s(-p) = \xi_s(p + h\mathbf{b}) = \xi_s(p). \quad (3)$$

Ф. п. даже для заданного s является в общем случае многосвязной самопересекающейся поверхностью; центральная симметрия при этом может обеспечиваться всем набором односвязных поверхностей, а не каждой из них в отдельности (рис. 1). В силу периодичности ф-ции $\xi_s(p)$ Ф. п. периодически повторяется в каждой ячейке обратной решетки. При этом возможны 2 различных случая: 1) Ф. п. не пересекает границ обратной ячейки, т. е. полностью «помещается» внутри ячейки (замкнутая Ф. п.); 2) Ф. п. пересекает границы, проходит через всю обратную решетку (открытая Ф. п.). Открытые Ф. п. классифицируют по характеру их плоских сечений; а) поверхности, не имеющие плоских незамк-

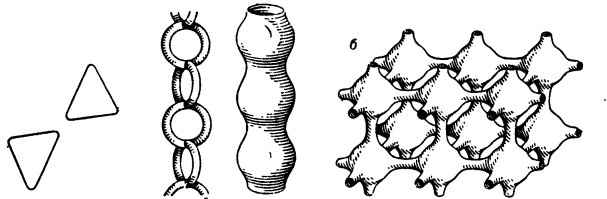


Рис. 1. Рис. 2. Рис. 3. Рис. 4.

Рис. 1. Двусвязная поверхность Ферми.

Рис. 2. Открытая поверхность Ферми, не имеющая плоских открытых сечений.

Рис. 3. Открытая поверхность Ферми типа «гофрированный цилиндр» с однопараметрич. множеством открытых сечений.

Рис. 4. Поверхность Ферми типа: а — «гофрированная плоскость» и б — «пространств. сетка».

нутых сечений или имеющие их лишь для конечного числа направлений секущей плоскости (напр., рис. 2); б) плоские незамкнутые сечения имеют место для одномерного множества направлений секущих плоскостей (рис. 3); в) плоские незамкнутые сечения возникают для двумерного множества направлений секущих пло-

стей (рис. 4, а, б). Направления секущей плоскости, k -рым соответствуют незамкнутые сечения, удобно изображать на стереографич. проекции (рис 5); заштрихованы направления нормалей к секущей плоскости, при k -рых сечения являются открытыми.

Тип Ф. п. определяет характер классич. движения электрона проводимости в постоянном магн. поле H : сечение Ф. п. плоскостью $pH = \text{const}$ представляет собой траекторию электрона с энергией ξ_0 в p -пространстве и с точностью до преобразования подобия с коэфф. c/eH и поворота на -90° описывает проекцию траектории в координатном пространстве на плоскость $\perp H$. Т. о. форма Ф. п. определяет характер движения электрона с энергией, близкой к ξ_0 , и, следовательно, физику различных явлений в магнитном поле (гальваномагнитные явления, термомагнитные явления, циклотронный резонанс и др., подробнее см. Эффективная масса).

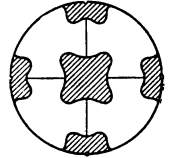


Рис. 5. Стереографич. проекция поверхности Ферми типа «пространств. сетка».

Нахождение из экспериментальных данных формы Ф. п. и скоростей электронов на ней — одна из наиболее важных задач электронной теории металлов. Для этого наиболее удобны гальваномагнитные явления, позволяющие установить, в каком направлении Ф. п. проходит через всю решетку в p -пространстве; квантовые осцилляции различных величин в магнитном поле: магн. восприимчивости (Де-Хаага — Ван-Альфена эффект), магнитосопротивления (Шубникова — де-Хаага эффект) и высокочастотной проводимости, позволяющие найти экстремальные площади сечения Ф. п.; циклотронный и ультразвуковой резонансы, из k -рых можно найти экстремальные диаметры Ф. п. и эффективные массы электронов. Форма изоэнергетич. поверхности и эффективные массы определяют скорости электронов на поверхности. Для определения экстремальных диаметров удобно также изучать поверхностный импеданс пластины в слабых магн. полях.

Лит.: Ли фшиц И. М., Каганов М. И., «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 419; 1962, т. 78, вып. 3, с. 411.

М. Я. Азбель.

ФЕРМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — см. Ферми — Дирака статистика.

ФЕРМИ УРОВЕНЬ — см. Ферми энергия.

ФЕРМИ ЧАСТИЦЫ — см. Фермион.

ФЕРМИ ЭНЕРГИЯ (граничная ферми-евская энергия, уровень Ферми) — макс. энергия фермиевских частиц или квазичастиц (частиц, подчиняющихся Ферми-Дирака статистике) при абс. нуле темп-ры. Напр., электроны проводимости, ответственные за перенос заряда в проводниках (см. Твердое тело, Металлы), подчиняются статистике Ферми, т. е. в каждом энергетич. состоянии может находиться не более одного электрона. При абс. нуле темп-ры электроны будут последовательно заполнять самые низкие возможные уровни энергии ξ , вплоть до нек-рой макс. энергии ξ_0 , зависящей от плотности электронов n .

Электроны проводимости — квазичастицы, поведение k -рых во внешних полях определяется их законом дисперсии $\xi(p)$ (p — квазиимпульс). $\xi(p)$ — периодич. ф-ция с периодом $h\mathbf{b}$ (\mathbf{b} — вектор обратной решетки); поэтому $\xi(p)$ может быть задано только в пределах элементарной ячейки пространства квазиимпульсов (см. Ферми поверхность). В однородном образце элементу объема p -пространства $dp = dp_x dp_y dp_z$ соответствует $V(2\sigma + 1) dp/h^3$ квантовых состояний, где V — объем в обычном координатном пространстве, h — постоянная Планка, а $\sigma = 1/2$ — спин электронов проводимости [1]. Отсюда число электронов N , заполняющих в объеме V все уровни энергии вплоть

до \mathcal{E}_0 , равно:

$$N = \frac{2V}{h^3} \int_{\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_0} dp \quad \text{и} \quad n = \frac{N}{V} = \frac{2}{h^3} \int_{\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_0} dp. \quad (1)$$

Зная вид ф-ции $\mathcal{E}(p)$, можно преобразовать (1) к виду:

$$n = \frac{2}{h^3} \int_{\mathcal{E}_{\text{мин}}}^{\mathcal{E}_0} d\mathcal{E} \int_{\mathcal{E}(p)=\mathcal{E}} dS/v = \int_{\mathcal{E}_{\text{мин}}}^{\mathcal{E}_0} v(\mathcal{E}) d\mathcal{E}; \quad v = |d\mathcal{E}/dp|. \quad (2)$$

Здесь dS — элемент площади изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}$, v — скорость электрона в точке p импульсного пространства, $\mathcal{E}_{\text{мин}}$ — наименьшее значение ф-ции $\mathcal{E}(p)$ [т. к. $\mathcal{E}(p)$ — периодич. и гладкая ф-ция, то такое значение обязательно существует]; $v(\mathcal{E}) = \frac{2}{h^3} \int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}_0} \frac{ds}{v}$ — плотность состояний при данной энергии $\mathcal{E}(p)$. Знания $v(\mathcal{E})$ достаточно для полного построения классич. термодинамики электронного газа.

До сих пор речь шла о случае, когда есть только один «сорт» электронов проводимости, т. е. одна фермиевская ветвь энергетич. спектра, или, иначе, когда всем \mathcal{E} в интервале от $\mathcal{E}_{\text{мин}}$ до \mathcal{E}_0 соответствует одна зона проводимости. В случае неск. зон (неск. сортов квазичастиц), когда $\mathcal{E} = \mathcal{E}_s(p)$ (s — номер энергетич. зоны), число электронов в данном интервале энергий во всех зонах:

$$n = \frac{2}{h^3} \sum_s \int_{\mathcal{E}_{\text{мин}}}^{\mathcal{E}_0} d\mathcal{E} \int_{\mathcal{E}_s(p)=\mathcal{E}} \frac{dS}{v_s}; \quad v_s = |d\mathcal{E}_s(p)/dp|. \quad (3)$$

Электроны полностью заполненных зон (число к-рых фиксировано) можно исключить из рассмотрения, и суммирование в (3) проводится по частично заполненным зонам. Ф-ла (3) справедлива, если квазичастицы могут быть введены во всем интервале энергий. Часто введение квазичастиц законно лишь в узком интервале энергий, напр. только вблизи Ф. э., и ф-лой (3) пользоваться нельзя.

Ф-ция $v(\mathcal{E})$ имеет простой вид лишь в спец. случаях. Напр., для свободных электронов, для к-рых закон дисперсии $\mathcal{E} = p^2/2m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $v(\mathcal{E}) = \sqrt{2(\pi^2 h^3)^{-1} m_0^{3/2} \mathcal{E}^{1/2}}$, откуда получаем:

$$\mathcal{E}_0 = (3\pi^2)^{2/3} (h^2/2m)n^{2/3}. \quad (4)$$

В общем случае ф-ция $v(\mathcal{E})$ сложна и позволяет лишь оценить порядок величины \mathcal{E}_0 . В хороших металлах, где число электронов проводимости ~ 1 эл. на атом, темп-ра вырождения $T_v = \mathcal{E}_0/k$ (k — постоянная Больцмана) $\sim 10^4$ – 10^5 К; в полуметаллах (Bi, Sb, As и т. п.), где число электронов проводимости $\sim 10^{-5}$ эл. на атом, $T_v \sim 100^\circ$ К. Для электронов в хороших металлах любые темп-ры, вплоть до темп-ры кипения, являются низкими. Распределение по энергиям при этом имеет вид, близкий к распределению Ферми (см. Ферми газ) при 0° К. При этом основную роль во всех явлениях играют лишь электроны с энергией, близкой к \mathcal{E}_0 , т. к. остальные находятся фактически при $T = 0^\circ$ К и не принимают участия в процессах переноса.

Особым является случай, когда при $T = 0$ фермиевские квазичастицы отсутствуют (напр., собственные полупроводники и диэлектрики). При этом Ф. э. теряет свой наглядный физ. смысл и может быть определена как химический потенциал при $T = 0$. Ее величина при этом по-прежнему определяется ф-лой (3) и можно показать, что она расположена в точности посередине между нижней границей зоны проводимости и верхней границей последней валентной зоны.

Иногда, особенно в лит. по полупроводникам, под Ф. э. понимают просто химич. потенциал, зависящий, естественно, от темп-ры.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3), § 48; 2) и х же, Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5), § 56; 3) Лифшиц И. М., Каган в М. И., «УФН», 1962, т. 78, вып. 3, с. 411. М. Я. Азбель.

ФЕРМИ — ДИРАКА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — см. Ферми — Дирака статистика.

ФЕРМИЙ — ДИРАКА СТАТИСТИКА — квантовая статистика частиц с полупцелым спином. Ф. — Д. с. предложена в 1926 г. Э. Ферми (Fermi). Квантовомеханич. смысл ее был выяснен П. Дираком (Dirac) (1926). Волновая функция, описывающая систему из нескольких Ферми частиц, антисимметрична относительно перестановки любой пары частиц. Это — наиболее общее свойство Ф. — Д. с. Из него следует, в частности, что в случае системы, состоящей из взаимодействующих друг с другом Ферми частиц, в каждом квантовом состоянии может находиться не более одной частицы (принцип Паули). О функции распределения в Ф. — Д. с. см. Ферми газ.

В нерелятивистской квантовой механике волновая функция распадается на произведение двух множителей, один из которых зависит только от координат, а другой — от спиновых переменных. При этом свойства симметрии полной волновой функции налагают определенные ограничения на допустимые свойства симметрии координатной и спиновой частей. Например, в случае двух электронов симметричной координатной функции должна соответствовать антисимметричная спиновая функция (полный спин равен нулю), и наоборот. В случае большого числа частиц допустимые перестановочные симметрии координатной части волновой функции определяются неприводимыми представлениями группы перестановок. Связь спина со статистикой может быть полностью выяснена только в рамках релятивистской квантовой механики. В этом случае динамич. свойства частиц (т. е. структура волнового ур-ния) оказываются существенно зависящими от ее спина (см., напр., Дирака уравнения).

Ф. — Д. с. существенным образом влияет на низкотемпературные свойства систем, состоящих из большого числа Ферми частиц, приводя к т. н. фермиевскому вырождению (см. Ферми газ, Ферми жидкость, Квантовая жидкость, Металлы).

Лит.: 1) Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.—Л., 1947; 2) е го же, Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3). Г. М. Элиашберг.

ФЕРМИЙ Fm — искусственно полученный радиоактивный химич. элемент семейства актиноидов, п. н. 100. Получен впервые в начале 1953 г. в продуктах термоядерного взрыва, где образовался (в виде изотопа Fm²⁵⁵) в результате захвата ядрами U²³⁸ семнадцати нейтронов в момент взрыва и последующей цепочки из восьми актов β-распада (U²³⁸ → Np²³⁶... Es²⁵⁵ → Fm²⁵⁵). Известны изотопы Ф. с массовыми числами 248—258. Самый долгоживущий изотоп Fm²⁵⁷ (T_{1/2} = 79 суток). Многие изотопы Ф. весьма нестойки по отношению к спонтанному делению, к-рое и оказывается основным видом их распада (напр., Fm²⁵⁸, T_{1/2} = 260 мин). Ф. получен пока только в невесомо малых количествах. Большие количества Ф. могут быть накоплены длительным облучением Pu в реакторах с мощным потоком нейтронов или в ядерных взрывах.

Лит.: Гольданский В. И., Новые элементы в Периодической системе Д. И. Менделеева, 3 изд., М., 1964.

В. И. Гольданский.

ФЕРМИОН (Ферми-частица) — элементарная частица или квазичастица, подчиняющаяся

Паули принципу и основанной на этом принципе Ферми — Дирака статистике. Соответственно волновая функция системы Ф. антисимметрична относительно перестановки любой пары частиц. Все Ф. имеют подуровель спин. Элементарными Ферми-частицами являются протон, электрон, нейтрино, нейтрон, мюон, гипероны — Λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- — и их античастицы. Открыто много нестабильных Ф. с временами жизни от неск. единиц до десятков ядерных времен $\tau_{яд}$ ($\tau_{яд} \sim 10^{-23}$ сек.). Всякая связанная система из нечетного числа Ф. также является Ф., так что, напр., атомные ядра с нечетным атомным весом или атомы с нечетной разностью атомного веса и числа электронов — Ф. Примеры квазичастиц Ф. — электронное или дырочное возбуждение в твердом теле (см. Квазичастицы).

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3), гл. IX; 2) и х же, Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5), гл. V—VI; 3) Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947.

В. Г. Вакс.

ФЕРРИМАГНЕТИЗМ (или антиферромагнетизм некомпенсированный) — совокупность магнитных свойств веществ (ферритов) в твердом (кристаллич.) состоянии, обусловленных наличием внутри тела межэлектронного обменного взаимодействия, стремящегося создать антипараллельную ориентацию соседних атомных магнитных моментов. Первыми изученными ферритами оказались окислы типа ферритов; отсюда возник термин «Ф».

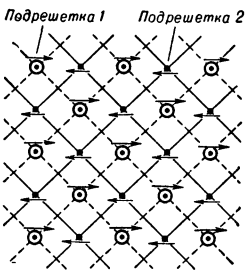


Рис. 1. Плоская модель двух коллинеарных магнитных подрешеток ферритмагнетика. Стрелки обозначают величину и направление атомного магнитного момента.

При внешнем магнитном поле $H = 0$ в области темп-р T ниже нек-рой критич. T_N (точки Нееля) в ферритмагнетиках устанавливается упорядоченная магнитная структура атомная, при к-рой соседние элементарные магнитики антипараллельны. Эту структуру можно непосредственно наблюдать методом магнитной нейтронографии.

При этом ферритмагнетик разбивается на 2 (или больше) подрешетки магнитные (рис. 1), каждая из к-рых обладает парциальной самопроизвольной намагниченностью I_{si} ($i = 1, 2, 3...$).

В отличие от антиферромагнетизма, при Ф. суммарный момент $I_{s, рез} = \sum I_{si} \neq 0$ (некомпенсированный антиферромагнетизм).

Отсутствие компенсации намагниченностей подрешеток вызвано либо кристаллохимич. неэквивалентностью узлов разных подрешеток (разным их числом в элементарной ячейке), либо различием электронной структуры ионов и их ближайшего окружения в кристалле для разных подрешеток (ионы одного элемента, но разной валентности, напр. Fe^{2+} и Fe^{3+} в магнетите Fe_3O_4 ; ионы разных элементов, напр. Fe^{2+} и Co^{2+} в кобальтовом феррите $Co \cdot Fe_2O_3$; ионы одинаковой электронной структуры, но с различными Ланде множителями). Если $I_{s, рез} \neq 0$, поведение ферритмагнетиков во внешнем поле H во многом аналогично поведению ферромагнетиков: при Ф. также имеют место нелинейность кривых намагничивания, петли гистерезиса магнитного и т. п. (подробнее см. начало ст. Ферромагнетизм). Особый характер магнитной структуры при Ф. проявляется в темп-рной зависимости ряда магнитных свойств. Напр., при $T > T_N$ магнитная восприимчивость существенно отклоняется от Кюри — Вейса закона. Иной вид имеет темп-рный ход $I_{s, рез}(T)$:

в нек-рых ферритмагнетиках наблюдается т. н. точка компенсации T_K (рис. 2), где $|I_{s1}| = |I_{s2}|$. Появление T_K обусловлено разной величиной и различной темп-рной зависимостью I_{si} в подрешетках. Из рис. 2 видно, что $I_{s, рез}$ может равняться нулю не только при T_N , но и при более низкой темп-ре. Монокристаллы ферритмагнетиков обладают также заметной магнитной анизотропией.



Рис. 2. Схематический темп-рный ход парциальных I_{s1}, I_{s2} и результирующей $I_{s, рез} = |I_{s1}| - |I_{s2}|$ самопроизвольных намагниченностей ферритмагнетика с двумя коллинеарными магнитными подрешетками: а — точка компенсации T_K существует; б — T_K нет.

По совр. теоретич. представлениям, Ф. есть проявление электронного магнетизма атомов (ионов) с недостоенными d - или f -слоями их электронной оболочки (см. Атом), обладающими некомпенсированным (спиновым, орбитальным) моментом. Магнитное упорядочение в этих телах возникает под действием отрицат. обменных сил между электронами ближайших соседних магнитноактивных ионов d - или f -элементов в кристаллич. решетке. Обменная энергия $\epsilon_{об}$ меняется от 10^{-17} до 10^{-13} эрг/атом. Это следует из того факта, что $|\epsilon_{об}| \sim kT_N$, а T_N в реальных телах меняется от 10^{-1} до 10^3 К. Ввиду того, что магнитноактивные ионы в кристаллах с Ф., как правило, разделены немагнитными ионами (O^{2-} , S^{2-} и т. п.), обменная связь при Ф. носит характер косвенного взаимодействия, в к-ром активное участие принимают внешние электроны немагнитных ионов (см. Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм).

В простейшей схеме косвенного обмена (рис. 3) 2 иона металла Me^{2+} , имеющие некомпенсированный магнитный момент (напр., один электрон в d -состоянии), разделены ионом O^{2-} , в наружной оболочке к-рого имеется 2 электрона в p -состоянии с гантелевидным распределением электронной плотности и с антипараллельными спинами. Из-за большого расстояния между ионами Me^{2+} непосредственное (прямое) взаимодействие d -электронов в них очень слабо. Однако из-за сильного перекрытия гантелевидного облака p -электронов иона O^{2-} электронного облаками d -электронов ионов Me^{2+} может возникнуть возбужденное (виртуальное) состояние, в к-ром один из p -электронов иона O^{2-} перейдет в d -состояние одного из ионов Me^{2+} . Оставший же 2-й p -электрон иона O^{2-} осу-

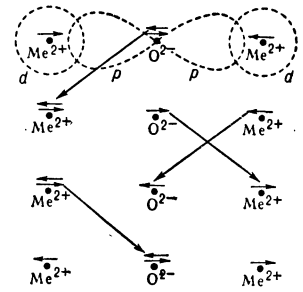


Рис. 3. Схема косвенного обмена (по Крамерсу) в кристалле ферритмагнетика (ион металла, O^{2-} — ион кислорода). Пунктиром показаны максимумы электронной плотности в p - и d -состояниях ионов.

ществует. Оставший же 2-й p -электрон иона O^{2-} осу-

шествит процесс обмена с *d*-электроном 2-го иона Me^{2+} . В итоге между *d*-электронами обоих ионов Me^{2+} установится эффективная косвенная обменная связь. Более точная колич. теория была предложена в 1950 г. Андерсоном [6].

Ф. можно приближенно объяснить в рамках феноменологич. теории *молекулярного поля*. Напр., в случае двух коллинеарных подрешеток *a* и *b* суммарная намагниченность равна: $I = x_a I_a + x_b I_b$, где I_a и I_b — намагниченности на грамм-ион; x_a, x_b — концентрация ионов соответственно для подрешеток *a* и *b*. Молекулярные поля, действующие на магнитно-активные ионы в подрешетках, равны:

$$H_a = n(\alpha x_a I_a + \epsilon x_b I_b), \quad H_b = n(\beta x_b I_b + \epsilon x_a I_a),$$

где $\epsilon = \pm 1$, а $n, n\alpha, n\beta$ — положит. постоянные, линейно связанные с обменными интегралами соседних магнитноактивных ионов A_{aa}, A_{ab} и A_{bb} . По теории Ланжевена намагниченности подрешеток (при $H \neq 0$) равны:

$$I_a = (C/T) \cdot (H + H_a), \quad I_b = (C/T) \cdot (H + H_b),$$

где C — постоянная Кюри (см. *Кюри — Вейса закон*).

Темп-ный ход восприимчивости χ при $T > T_N$, $\epsilon = -1$ и $x_a \neq x_b$ имеет вид: $1/\chi = T/C + 1/\chi_0 - \sigma / (T - \phi)$ (где $\chi_0^{-1} = n(2x_a x_b - \alpha x_a^2 - \beta x_b^2)$, $\sigma = Cn^2 x_a x_b [x_a(1 + \alpha) - x_b(1 + \beta)]^2$, $\phi = Cn x_a x_b \times (2 + \alpha + \beta)$), отличный от Кюри — Вейса закона и хорошо согласующийся с опытом. При $T \leq T_N$ и $H = 0$ парциальные самопроизвольные намагниченности равны:

$$I_{as} = N_a g_a \mu_B S_a B_s (g_a \mu_B S_a H_a / kT),$$

$$I_{bs} = N_b g_b \mu_B S_b B_s (g_b \mu_B S_b H_b / kT), \quad (1)$$

где N_a, N_b — число узлов в ед. объема, g_a, g_b — множители Ланде (*k*-рые в общем случае различны для разных подрешеток), μ_B — магнетон Бора, S_a, S_b — спиновые квантовые числа и B_s — Бриллюэна функция (см. *Бриллюэна формула*). Абс. величина I_s , рез при условии коллинеарности векторов I_{as} и I_{bs} равна: $|I_{s, рез}| = |x_a I_{as} - x_b I_{bs}|$. Отсюда и из (1) можно вычислить темп-ный ход $I_{s, рез}$ и найти точку компенсации, если она существует.

Для области низких темп-р, как и в случае ферромагнетизма, разработана более строгая квантовомеханич. теория Ф. — теория *спиновых волн*, или ферромагнонов. Число ветвей в энергетич. спектре спиновых волн при Ф. в общем случае равно числу магнитных подрешеток. В случае коллинеарных структур одна из ветвей носит «акустический» характер, т. е. соответствует колебаниям суммарного момента I_s , рез (без нарушения коллинеарности слагающих в сумме $\sum_i I_{si}$). Эта ветвь, с точностью до слабых релятивистских магнитных взаимодействий, не отделена от основного состояния энергетич. щелью, и ее можно возбудить тепловым движением и слабым высокочастотным магнитным полем. Другие, «оптические» ветви в спектре спиновых волн при Ф. связаны с колебаниями магнитного момента, нарушающими коллинеарность слагающих в сумме $\sum_i I_{si}$. Эти ветви отделены от основного состояния широкой энергетич. щелью порядка электростатич. обменного взаимодействия ($\sim 10^{-14} - 10^{-13}$ эрг/атом), и поэтому они могут возбуждаться лишь квантами инфракрасного света. В области низких темп-р, когда акустич. ферромагнонов мало, их число растет по закону $\sim T^{3/2}$, поэтому зависимость $I_{s, рез}$ от T имеет такой же вид, как и у ферромагнетиков: $I_{s, рез} \sim I_{s0, рез}(1 - aT^{3/4})$ (см. *Блоха закон*).

Зная энергетич. спектр ферромагнонов, можно вычислить равновесные и кинетич. свойства ферримангнетика (теплоемкость, электропроводность и т. п.). Теория доменной *магнитной структуры* и процессов намагничивания в случае Ф. мало чем отличается от такой для ферромагнетизма.

Ф. нашел широкое практич. применение в технике, особенно в электро- и радиотехнике и электронике в области СВЧ. Последнее обусловлено тем, что Ф. в кристаллах обычно сосуществует с полупроводниковыми свойствами. Высокое значение уд. электропроводности ферримангнетиков при их применении в СВЧ аппаратуре приводит к несравненно меньшим значениям потерь на вихревые токи по сравнению с металлами магнитными материалами (подробнее см. *Ферриты*).

Лит.: 1) Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; 2) Сноек Я., Исследования в области новых ферромагнитных материалов, пер. с англ., М., 1949; 3) Смоленский Г. А., Гуревич А. Г., Ферромагнитные полупроводники, в сб.: Полупроводники в науке и технике. [Сб. статей, под ред. А. Ф. Иоффе], т. 2, М.—Л., 1958, гл. 20, с. 349; 4) Пахомов А. С., Смольков Н. А., Ферриты, в сб.: Антиферромагнетизм и ферриты, М., 1962 (Итоги науки. Физмат. науки, 4), с. 119; 5) Goodenough J. V., Magnetism and the chemical bond, N. Y.—L., 1963; 6) Magnetism. A treatise on modern theory and materials, ed. G. T. Rado, H. Suhl, v. 4, N. Y.—L., 1965. С. В. Вонсовский.

ФЕРРИМАГНЕТИКИ — вещества, обладающие ферримангнитными свойствами (см. *Ферримангнетизм*). К Ф. относятся гл. обр. ионные соединения переходных хим. элементов, атомы *k*-рых имеют недостроенные *d*- или *f*-слои электронной оболочки (см. *Атом*). Среди них наиболее многочисл. группу составляют различные окислы: *ферриты* со структурой *шпинели*, *граната*, *перовскита*, а также *манганиты*, *хромиты*, *магнетоплумбиты*, *сульфиды*, *селениды*, некие редкоземельные металлич. *сплавы*, и, наконец, единственный чистый металл (редкоземельной группы) *тулий*.

Лит. см. при ст. *Ферримангнетизм* и *Ферриты*. С. В. Вонсовский.

ФЕРРИТОВАЯ АНТЕННА — многовитковая *рабочая антенна* с ферритовым сердечником. Наличие сердечника с высокой магнитной проницаемостью увеличивает магнитный поток, пронизывающий рамку (катушку), что позволяет при неизменной длине *антенны* уменьшить ее габариты (или, сохранив их, увеличить действующую длину). Действующая длина Ф. а.

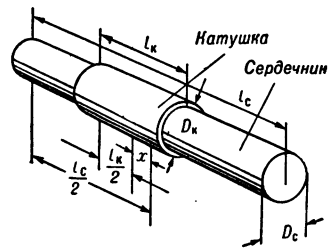


Рис. 1.

h_d и индуктивность ее катушки с сердечником L равны (рис. 1):

$$h_d = (2\pi/\lambda) S w \mu_a, \quad L = L_k \mu_k, \quad (1)$$

где λ — длина волны, S — площадь витка, w — число витков, L_k — индуктивность катушки без сердечника, μ_a и μ_k — относительные магнитные проницаемости всей антенны и катушки, равные $\mu_a = \mu_0 m_a P_a q_a$, $\mu_k = \mu_0 m_k P_k q_k$. Здесь $q_a \approx q_k \approx D_c/D_k$ при $D_c \approx D_k$; μ_c — относительная магн. проницаемость сердечника, для обычно применяемого сердечника с круглым сечением $\mu_c = \mu/[1 + 0,84(D_c/l_c)^{1,7}(\mu - 1)]$, где μ — относительная магн. проницаемость феррита. Коэфф. m_a, m_k зависят от отношения длины катушки к длине сердечника, а P_a, P_k — от смещения катушки относительно центра сердечника (рис. 2). Выбор феррита определяется диапазоном длин волн, обычно $\mu = 1000 - 2000$ для длинных, 600—1000 для средних,

100—400 для коротких, 10 — 50 для УКВ. При расчете Ф. а. сердечники с прямоугольной, многоугольной и др. формами сечений заменяются эквивалентным круглым сердечником (с равной площадью сечения).

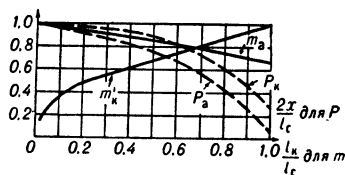


Рис. 2.

Действующая длина Ф. а. обычно неск. см, поэтому ее сопротивление излучения и кпд очень малы, что обуславливает применение Ф. а. гл. обр. как приемной антенны. Для увеличения h_d применяют сердечники больших размеров, секционированные катушки, последовательные или параллельное соединение неск. Ф. а., сердечники с переменными сечениями (увеличивающимися к концам), а также составные, у к-рых магнит. проницаемость в области катушки меньше, чем в остальных участках. Увеличения h_d достигают также введением немагнитного зазора в месте расположения катушки.

Диаграмма направленности Ф. а. имеет тороидальную форму, причем оси тороида и сердечника совпадают. Это позволяет применять Ф. а. для радиопеленгации. ЭДС Ф. а. максимальна, когда плоскость поляризации волны \perp оси антенны. Особенность Ф. а. — нормальная работа вблизи металлических поверхностей.

В диапазоне сантиметровых волн Ф. а. представляет собой длинный усеченный конус из феррита, возбуждаемый волноводом. Действие такой Ф. а. аналогично действию диэлектрической антенны. Высокая диэлектрич. проницаемость феррита на СВЧ (10—14) и малые диэлектрич. потери позволяют получить компактную антенну с хорошими характеристиками.

Лит.: 1) Рязанов В. И., Выбор наилучшей структуры и расчет ферритовых антенн, «Электросвязь», 1958, № 2; 2) Хомич В. И., Приемные ферритовые антенны, 2 изд., М.—Л., 1963. Ю. Б. Молочков.

ФЕРРИТОВАЯ МАТРИЦА — плоская конструкция, состоящая из ферритовой пластины (или отдельных ферритовых сердечников, расположенных в виде матрицы) с отверстиями, через к-рые пропущены коммутационные провода; является основным элементом кодирующих, декодирующих и запоминающих устройств электронных цифровых машин.

ФЕРРИТЫ — химич. соединения окиси железа Fe_2O_3 с окислами др. металлов, обладающие как ферромагнитными, так и полупроводниковыми свойствами.

Состав и структура Ф. Состав Ф. может быть выражен ф-лой: $(Me^{k+}O^{2-})_{m/2} (Fe^{3+}O^{2-})_n$, где Me — характеризующий металл, k — его валентность, m и n — целые числа. Группа Ф., выражаемых ф-лой $Me^{2+}O^{2-} \times Fe^{3+}O^{2-}$ ($k=2, m=1, n=5$; $Me^{2+} = Ni^{2+}, Co^{2+}, Mn^{2+}, Mg^{2+}, Fe^{2+}, Cu^{2+}, Zn^{2+}$ и Cd^{2+}), относится к феррошпинелям (ФШ), т. к. имеет кристаллич. структуру шпинели — $MgO \cdot Al_2O_3$ (рис. 1, а). К этой же группе относятся Ф. одновалентного лития $Li^{+}O^{2-} \cdot (Fe_2O_3)_5$ ($k=1; m=2; n=5$). Элементарная ячейка ФШ представляет собой куб с ребром $8,4 \text{ \AA}$, образуемый 8 молекулами $MeO \cdot Fe_2O_3$ или двумя

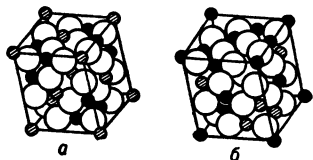


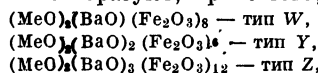
Рис. 1. Нормальная (а) и обращенная (б) структуры феррошпинелей $MeO \cdot Fe_2O_3$; большие кружки — ионы кислорода; малые заштрихованные кружки — ионы двухвалентного металла, малые черные кружки — ионы трехвалентного железа.

молекулами $Li_2O (Fe_2O_3)_5$, и состоит из 32 анионов O^{2-} , между к-рыми имеется 64 тетраэдрич. (А) и 32 — октаэдрич. (В) промежутка, частично заселенных катионами Me и Fe^{3+} . ФШ $ZnO \cdot Fe_2O_3$ и $CdO \cdot Fe_2O_3$

имеют обычно норм. структуру шпинели, а нек-рые др. ФШ, напр. $NiO \cdot Fe_2O_3$, — обращенную (рис. 1, б). В норм. ФШ в промежутках А размещаются характеризующие ионы Me, а в промежутках В ионы Fe^{3+} . В обращенных же ФШ в промежутках А находится половина ионов Fe^{3+} , а другая их половина и ионы Me — в промежутках В. Нек-рые ФШ имеют промежуточную структуру: часть ионов Me находится в промежутках А, а др. часть — в промежутках В (Ф. Mn, закаленные Ф. Mg и Zn).

Ф. иттрия и лантанидов [имеющие общую ф-лу $(Me^{3+}O^{2-})_3 (Fe^{3+}O^{2-})_5$ ($k=3, m=6, n=5$), $Me = It, Gd, Lu$ и др.] кристаллизуются изомерно с гранатом; многие из них ферромагнитны; их часто наз. феррогранатами. Лантаниды образуют еще одну группу Ф. с общей ф-лой $Me^{3+}O^{2-} \cdot Fe^{3+}O^{2-}$ ($k=3, m=2, n=1$); их наз. ортоферритами и вследствие орторомбич. кристаллич. структуры. Широко применяются как материалы для постоянных магнитов гексаферриты с ф-лой $MeO (Fe_2O_3)_6$ ($k=2, m=1, n=6$; $Me = Ba$ или Pb) и с гексагональной кристаллич. решеткой.

Окиси Ba и Fe образуют, кроме того, соединения:



где Me = Fe, Co, Ni, Mg, Mn, Zn, Cd, к-рые также имеют гексагональную структуру и наз. ферроксепланам и вследствие того, что в них плоскость, перпендикулярная гексагональной оси, является плоскостью легкого намагничивания.

Синтез Ф. осуществляют по обычной керамич. технологии. Из смеси исходных окислов прессуют изделия нужной конфигурации, к-рые подвергают затем спеканию при темп-рах t от 900 до 1500°C. От t , среды обжига (воздух, CO_2 , Ar, N_2 , различные газовые смеси, вакуум) и скорости охлаждения после обжига зависит распределение катионов по подрешеткам, количество ионов Fe^{2+} в Ф., характер дефектов кристаллич. структуры, а также электр. и магнитные свойства.

Магнитные свойства Ф. Взаимодействие (обменное) между магнитными катионами в Ф. осуществляется через ионы O^{2-} . Вследствие обменного взаимодействия у Ф. проявляется сильная тенденция к антиферромагнетизму. Кроме полных (скомпенсированных) антиферромагнетиков, среди Ф. имеется большая группа нескомпенсированных антиферромагнетиков, или ферримангнетиков. ФШ с норм. структурой относятся к антиферромагнетикам, т. к.

у них магнитные моменты пар ионов Fe^{3+} в промежутках В антипараллельны друг другу, а ионы Zn^{2+} и Cd^{2+} немагнитны. Обращенные ФШ, напр. $NiO \cdot Fe_2O_3$, — ферримангнетики: магнитные моменты ионов Fe^{3+} в подрешетках А и В попарно антипараллельны, а находящийся в подрешетке В ион Ni^{2+} создает магнитный момент $\sim 2\mu_B$ на молекулу (μ_B — магнетон Бора).

Замена в ФШ с обращенной структурой части характеризующих ионов (напр., $Ni^{2+}, Mn^{2+}, Co^{2+}$ и др.) ионами Zn^{2+} или Cd^{2+} повышает значения их маг-

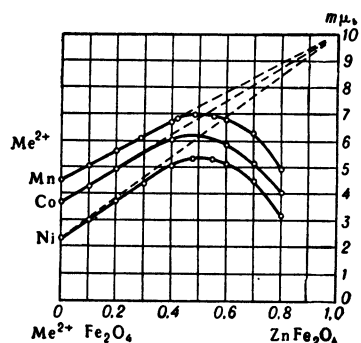


Рис. 2. Магнитные моменты твердых растворов нек-рых смешанных ферритов.

нитных моментов (рис. 2). Теория Нееля объясняет это тем, что ионы Zn^{2+} и Cd^{2+} , занимающие промежутки *A*, вытесняют оттуда часть ионов Fe^{3+} в промежутки *B*, что увеличивает нескомпенсированную часть магнитного момента подрешетки *B*. Магнитные моменты подрешеток Φ по-разному зависят от темп-ры, поэтому при ее увеличении у них может наблюдаться точка компенсации Нееля θ_c , выше к-рой преобладают магнитные моменты одной из подрешеток, а ниже — другой (рис. 3, 4).

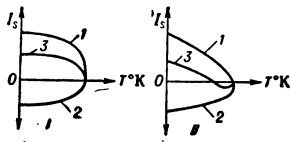


Рис. 3. Зависимость намагниченности насыщения феррошпинели от темп-ры: 1 — намагниченность подрешетки *B*; 2 — намагниченность подрешетки *A*; 3 — результирующая намагниченность насыщения (*I* — ферримагнетик без точки компенсации, *II* — ферримагнетик с точкой компенсации).

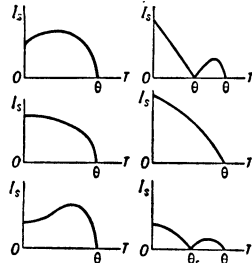


Рис. 4. Теоретические зависимости намагниченности насыщения I_s ферритов от абс. темп-ры.

Наличие в ФШ с обращенной структурой ионов Zn^{2+} и Cd^{2+} снижает их Кюри точку θ и уменьшает константу магнитной анизотропии *K*. Если для этих ФШ подобрать условия синтеза (среда, время и *t* обжига, скорость последующего охлаждения) так, чтобы в них образовалось определенное количество Fe^{2+} , при к-ром их константа магнитострикции λ будет близкой к 0, то вследствие выполнения условия Акулова — Кондорского ($K \rightarrow 0$; $\lambda \rightarrow 0$) их началь-

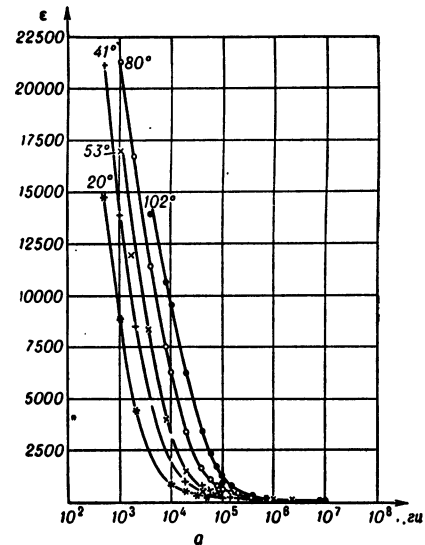


Рис. 5. Зависимость ϵ и $tg \delta_d$ феррита $Ni_{0.3}Zn_{0.7}Fe_2O_4$ от частоты *f* при различных темп-рах.

ная магнитная проницаемость μ_H может достигнуть значения в неск. тысяч *гс/э*, что в неск. раз выше, чем у электротехнич. стали (пример: нек-рые $NiZn$ - и $MnZn$ -Ф. с $\mu_H \geq 3000$ *гс/э*).

Электрические свойства Φ относятся к электронным полупроводникам: величина их уд. электропроводности σ — от 10^{-10} $ом^{-1}см^{-1}$ у

$MgMn$ -Ф. и нек-рых феррогранатов до $2 \cdot 10^2$ $ом^{-1}см^{-1}$ у ферроферрита $FeO \cdot Fe_2O_3$ (магнетита). Электропроводность последнего обусловлена переходом электронов от Fe^{2+} к Fe^{3+} ($Fe^{2+} - e \rightleftharpoons Fe^{3+}$), к-рый определяет собой, по-видимому, электропроводность и остальных ферритов. Φ с большим содержанием ионов Fe^{2+} отличаются высокими значениями σ , ϵ (диэлектрич. проницаемости) и $tg \delta_d$ (тангенса

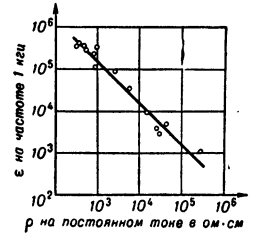
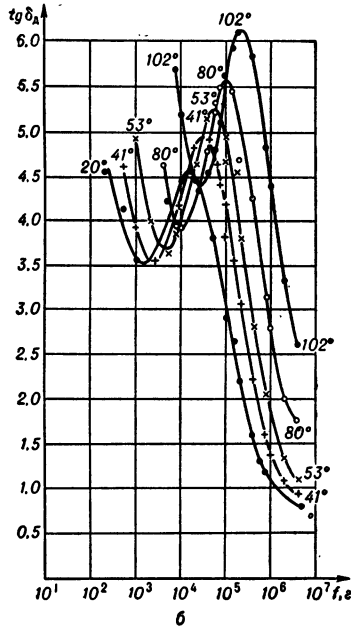


Рис. 6. Зависимость ϵ на частоте 1 *кГц* от уд. электрич. сопротивления ρ , измеренного на постоянном токе (точки соответствуют феррошпинелям различного состава, синтезированным в различных средах при различных темп-рах).

угла диэлектрич. потерь). На низких частотах ϵ и $tg \delta_d$ превышает часто 10^6 и 20 соответственно. С повышением частоты электрич. колебаний ϵ падает до 10 — 15 в диапазоне СВЧ. В частотной зависимости $tg \delta_d$ Φ часто наблюдается один или два максимума, к-рые с повышением темп-ры смещаются в область более высоких частот (рис. 5). Величина ϵ у Φ находится в прямой зависимости от их электропроводности $\sigma = 1/\rho$, где ρ — уд. электрич. сопротивление (рис. 6).

Применение Φ . Ферромагнитные Φ , наз. часто магнитной керамикой (феррокерамикой), широко применяются в совр. технике. Магнитно-мягкие ФШ с высокой μ_H и низким значением $tg \delta_m$ (δ_m — угол магнитных потерь) применяются как сердечники катушек, дросселей, трансформаторов, магнитных антенн и др. высокочастотных магнитопроводов. При частотах до $0,5$ — $1,0$ *МГц* лучшие для этих применений свойства имеют $MnZn$ -Ф. с $\mu_H \sim (1-3) \times 10^3$ *гс/э*, низким значением отноше-



ния $tg \delta_m/\mu_H \sim (5-25) \cdot 10^{-6}$ и малым темп-рым коэфф. проницаемости. Для частот от звуковых до неск. десятков *МГц* применяются $NiZn$ -Ф. При радиочастотах (до 100 *МГц*) применяются также $LiZn$ -Ф. и различные полиферриты, содержащие окиси Ni , Zn , Pb , Co и др. металлов, а при более высоких частотах — ферроокспланы с $\mu_H \sim 10$ — 20 *гс/э*.

Важной областью применения Φ являются приборы для управления электромагнитными колебаниями СВЧ в волноводах. Для антенно-волноводной техники создан целый класс таких приборов: гираторы, распределители, переключатели и др., основанные на применении Фарадея явления и ферромагнитного резонанса в Φ . В качестве ферромагнетиков в этих устройствах применяются Ni - и $NiZn$ -Ф., феррогранаты, твердые растворы Φ с хромитами и алюминатами Mg , Mn и др. В вычислительной технике применяют $MgMn$ -Ф. (часто с Zn и Ca), имеющие прямоугольную петлю гистерезиса, относительную остаточную индукцию $B_r/B_m \approx 88$ — 96% и сравнительно малую коэрцитивную силу H_c (от $0,1$ до 6 э).

Время перемагничивания Φ . τ зависит от напряженности поля H_m и определяется формулой: $\tau = S_W / (H_m - H_0)$, где S_W — коэффициент переключения, а H_0 — напряженность порогового (стартового) поля.

Гексаферрит бария $BaO \cdot (Fe_2O_3)_6$ с $H_c > 10^8$ э при $B_r \sim 2$ — 3 *кГс* применяется для изготовления постоян-

ных магнитов. В зависимости от условий изготовления магниты из Ф. бария могут быть изотропными (МБИ) и анизотропными (МБА); анизотропность последних достигается прессованием смеси окислов

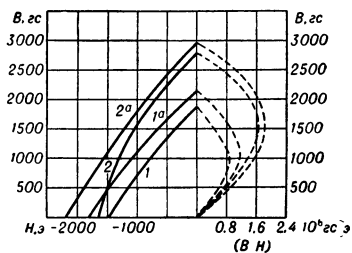


Рис. 7. Кривая намагничивания и энергии магнитов: 1 — МБИ, 1а — МБИ с присадкой каолина; 2 — МБА, 2а — МБА с присадкой каолина.

вильном магнитном поле. Анизотропные Ф. бария имеют в направлении рабочего магнитного потока лучшие магнитные свойства, чем изотропные (рис. 7).

В научной литературе встречаются часто фирменные наименования отдельных групп Ф. В Голландии и Англии магнитно-мягким Ф. присвоено назв. ферроксиды, а магнитно-жестким — ферроксидоры. Во Франции MnZn- и NiZn-Ф. известны соответственно под назв. фермалит и фернилит. В СССР некоторые магнитно-мягкие Ф. выпускались одно время под назв. оксиферы.

Лит.: 1) Сноек Я., Исследования в области новых ферромагнитных материалов, пер. с англ., М., 1949; 2) Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; 3) Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; 4) Нельс Л., Магнитные свойства ферритов, в сб.: Антиферромагнетизм. Сб. [переводных] статей, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1956; 5) Рабкин Л. И., Высоочастотные ферромагнетики, М., 1960; 6) Рабкин Л. И. [и др.], Технология ферритов, М. — Л., 1962; 7) Гуревич А. Г., Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1960; 8) Микаэлян А. Л., Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, М. — Л., 1963; 9) Ферриты. Доклады III Всес. совещания по физике, физ.-хим. свойствам ферритов и физ. основам их применения, Минск, 1960; 10) Ферриты и бесконтактные элементы. [Сб. статей], Минск, 1963.

Л. И. Рабкин.

ФЕРРОГРАНАТЫ — см. Ферриты и Гранаты.

ФЕРРОДИНАМИЧЕСКАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА — одна из разновидностей электродинамической измерительной системы.

ФЕРРОДИЭЛЕКТРИКИ — вещества, сочетающие ферромагнитные и диэлектрич. свойства. К ним относятся ферриты и магнитодиэлектрики. Ф., находясь в переменных магнитных полях, свойственна ограниченная величина индуцируемых в них вихревых токов (вследствие большого уд. электрич. сопротивления ферритов и малого размера ферромагнитных частиц магнитодиэлектриков), что обусловило широкое практич. применение Ф. как ферромагнитных материалов для высокочастотной и импульсной аппаратуры.

Ф. характеризуются двумя комплексными проницаемостями: магнитной $\mu = \mu' - j\mu''$ и диэлектрич. $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ (т. е. Ф. — бикомплексные вещества). Магнитные спектры Ф., в отличие от спектров промышленных металлич. ферромагнетиков, отличаются меньшим падением действительной составляющей магнитной проницаемости μ' с частотой и малой зависимостью ее от размеров тела.

Л. И. Рабкин.

ФЕРРОЗОНД (магнитомодуляторный датчик) — устройство для измерения напряженности H магнитного поля, основанное (как и магнитный модулятор) на нелинейности кривых перемангничивания сердечника из магнитно-мягких ферромагнетиков. Простейший Ф. состоит из прямого сердечника (провода или пластины из пермаллой или железа), несущего возбуждающую и индикаторную обмотки. Переменный ток, питающий 1-ю из них, создает поле возбуждения H_B . При наличии проекции H_{Π} суммы полей других внешних источников на направление длины сердечника, полную эдс e_{Π} , индук-

тируемую в индикаторной обмотке, можно представить как сумму $e_B + e_{\Pi}$, где e_B — та часть e_{Π} , к-рая сохраняется при $H_{\Pi} = 0$. В условиях, когда: поле от тока в индикаторной обмотке ничтожно, амплитуда $H_{\text{вм}}$ поля H_B значительно больше динамич. коэрцитивной силы сердечника, положит. и отрицат. полуволны H_B одинаковы [т. е. $H_B(t + T_B/2) = -H_B(t)$], где t — время, T_B — период тока возбуждения], а $H_{\Pi} = 0$, — сердечник

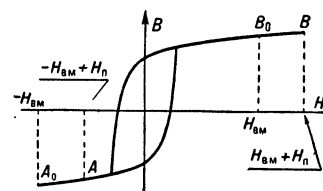
перемангничивается по петле, нисходящая и восходящая ветви к-рой одинаковы (рис., A_0 , B_0 — вершины петли). Поэтому все полуволны e_B тоже одинаковы:

$e_B(t + T_B/2) = -e_B(t)$. Если же $H_{\Pi} \neq 0$, то вершины петли перемангничивания оказываются сдвинутыми (в точки A, B), нисходящая и восходящая ветви петли — различными и $e_{\Pi}(t + T_B/2) \neq -e_{\Pi}(t)$. Вычисления [1] показывают, что при постоянном H_{Π} выполняются соотношения: $e_{\Pi}(t + T_B/2) = e_{\Pi}(t)$ (т. е. период e_{Π} равен $T_B/2$), $e_{\Pi}(-H_{\Pi}) = -e_{\Pi}(H_{\Pi})$, e_{Π} при $|H_{\Pi}| \ll H_{\text{вм}}$ пропорциональна H_{Π} . Т. о., измерив e_{Π} , можно определить H_{Π} .

Обычно $|e_B| \gg |e_{\Pi}|$, что усложняет измерение e_{Π} . Однако долю e_B в e_{Π} можно резко снизить, если взять не один, а два одинаковых ферроэлемента и включить их обмотки в возбуждательную и индикаторную цепи последовательно, притом так, чтобы e_B их были направлены встречно, т. е. скомпенсировали бы друг друга. В общей e_{Π} такой пары e_{Π} 1-го элемента ($e_{\Pi 1}$) и 2-го ($e_{\Pi 2}$) будут либо суммироваться, либо вычитаться (выражая тогда, соответственно, либо сумму $H_{\Pi 1}$ и $H_{\Pi 2}$, либо их разность). Первый из этих вариантов наз. суммирующим, второй — разностным помером («градиентомером»); для перехода от одного к другому достаточно перевернуть один из элементов пары вокруг его центра на 180° [т. к. $e_{\Pi}(-H_{\Pi}) = -e_{\Pi}(H_{\Pi})$]. Тот или др. вариант выбирается в зависимости от цели измерения: напр., для определения напряженности однородного поля элементы пары устанавливают параллельно друг другу (тогда $H_{\Pi 1} = H_{\Pi 2}$) по суммирующему варианту. Области применения: высокочувствит. магнитометры для исследования магнитных свойств материалов [2], технич. коэрцитивометры [3], дефектоскопы (см. Магнитная дефектоскопия), магнитометры для поиска полезных ископаемых и т. п. С их помощью измеряют поля от 10^{-6} до 10^8 эрстед. Применение Ф. для измерения переменных полей (с периодом T_{Π}) дает выигрыш в чувствительности по сравнению с индукционным методом до (T_{Π}/T_B) раз [4].

Наряду с описанным Ф. с продольным возбуждением ($H_B \parallel H_{\Pi}$) существует Ф. и с поперечным возбуждением, где $H_B \perp H_{\Pi}$ [5].

Лит.: 1) Розенблат М. А., «Электричество», 1957, № 7, с. 24; Янус Р. И. [и др.], «Сб. произв.-техн. информации по геофиз. приборостроению», 1959, вып. 3, с. 73; Пономарев Ю. Ф., «ФММ», 1962, т. 13, вып. 6, с. 850; Янус Р. И., там же, 1962, т. 14, вып. 3, с. 366; 2) Дрожжина В. И., Фридман Л. А., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1957, т. 21, № 9, с. 1320; 3) Янус Р. И. [и др.], «ФММ», 1955, т. 1, вып. 1, с. 118; 4) Беркман Р. Я., Михайловский В. И., «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1959, № 6, с. 865; 5) Горелик Г. С., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1944, т. 8, № 4, с. 172. В. И. Дрожжина, Л. А. Фридман, Р. И. Янус.



Петля перемангничивания сердечника феррозонда (объяснение см. в тексте).

ФЕРРОКСДЮРЫ — высококоэрцитивные ферриты состава $BaO(Fe_2O_3)_6$, применяются как материал для постоянных магнитов (см. *Магнитно-жесткие материалы, Магниты постоянные*).

ФЕРРОКСКУБЫ — см. Ферриты.

ФЕРРОКСПЛАНЫ — см. Ферриты.

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ — совокупность магнитных свойств, характерных для группы веществ в твердом кристаллич. состоянии (*ферромагнетиков*) и обусловленных положительным межэлектронным обменным взаимодействием, приводящим к параллельной ориентации моментов атомных носителей магнетизма.

Ферромагнитная структура параллельных магнитных моментов (рис. 1) устанавливается в ферромагнетиках в отсутствие внешнего магнитного поля H при темп-рах T ниже критической $\theta_{ФМ}$ (см. *Кюри точка*).

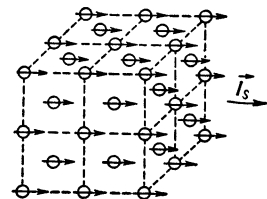


Рис. 1. Ферромагнитная атомная структура гранецентрированной кубической решетки ниже точки Кюри $\theta_{ФМ}$; стрелками обозначены направления атомных магнитных моментов.

Непосредственно ферромагнитный атомный порядок можно наблюдать методами *магнитной нейтронографии*, к-рые позволяют также определять величины атомных моментов в узлах разного типа и пространств.

Распределение около них плотности магнитного момента. *Магнитная восприимчивость* χ ферромагнетиков может достигать значений $\sim 10^4 - 10^5$ гс/э; их намагниченность I_s , проявляющаяся во внешнем поле H , растет с величиной H нелинейно (см. *Намагничивания кривые*) и в полях $\sim 1 - 100$ э достигает предельного значения I_s — *магнитного насыщения*. I_s зависит также от «магнитной предыстории» образца, что приводит к неоднозначности ф-ции $I(H)$, т. е. к *гистерезису магнитному*. В ферромагнитных монокристаллах наблюдается резкая *магнитная анизотропия* (рис. 2). В поликристаллах с хаотич. распределением ориентаций зерен анизотропия в среднем по образцу отсутствует, но при неоднородном распределении ориентаций она может наблюдаться (см. *Текстура кристаллическая*). Магнитные и проч. физ. свойства ферромагнетиков обладают специфич. зависимостью от T . Насыщение I_s имеет наибольшее значение при $0^\circ K$ и монотонно стремится к 0 при $T \rightarrow \theta_{ФМ}$ (рис. 3). Выше $\theta_{ФМ}$ ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние, а в нек-рых случаях (редкоземельн. металлы) — в антиферромагнитное.

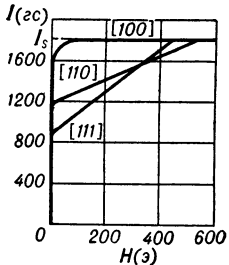


Рис. 2. Зависимость намагниченности I от магнитного поля H для трех главных кристаллографич. осей монокристалла Fe (тип решетки — кубическая, [100] — легчайшего намагничивания ось).

При $H = 0$ этот переход является *фазовым переходом второго рода*. Темп-рный ход *магнитной проницаемости* (или восприимчивости χ) ферромагнетиков имеет резко выраженный максимум вблизи $\theta_{ФМ}$ (см. *Гонкинсона эффект*). При $T > \theta_{ФМ}$ уд. восприимчивость χ обычно следует *Кюри — Вейса закону*. Специфич. особенности немагнитных свойств ферромагнетиков наиболее резко проявляются вблизи $\theta_{ФМ}$ (см. *Ферромагнитные аномалии, Кооперативные явления*). При намагничивании ферромагнетика происходит изменение размеров и формы образца (см. *Магнитострикция*). Благодаря этому кривые намагничивания и

петли гистерезиса зависят от внешних напряжений (см., напр., рис. 6 в ст. *Магнитострикция*). Наблюдаются также аномалии в величине и темп-рной зависимости упругих постоянных ферромагнетиков (см. *Дельта-Е эффект, Механострикция*), коэфф. линейного и объемного расширения. При адиабатич. намагничивании и размагничивании ферромагнетики изменяют свою темп-ру (см. *Магнитокалорический эффект*). Электрнич., гальвано-магнитные и термомагнитные, термоэлектрич., оптич. и тепловые свойства ферромагнетиков также имеют особый характер.

Ферромагнетики нашли широкое применение в технике в виде технич. *магнитных материалов*. Кроме того, они применяются для целей *магнитной дефектоскопии* и магнитного структурного анализа промышленных изделий.

Теория Ф. Теория самопроизвольной намагниченности. Необходимый признак Ф. — наличие постоянных (независящих от H) магнитных (спиновых или орбитальных, или обоих вместе) моментов электронных оболочек у атомов (ионов), из к-рых построены вещества, обладающие Ф. (Fe, Co, Ni и др., см. *Ферромагнетики*). Однако при конденсации магнитно-активных атомов (ионов) в кристалл их электронные оболочки часто претерпевают такую деформацию, что кристалл уже не обладает в своих узлах постоянными магнитными моментами. Наибольшей перестройке при конденсации подвергается самый наружный (валентный) слой электронной оболочки. Это обусловлено тем, что волновые ф-ции валентных электронов у соседних атомов в кристалле сильно перекрываются, благодаря чему бывшие валентные электроны испытывают коллективизацию. В случае металлов они при этом образуют *Ферми газ* (жидкость) электронов проводимости, а в неметаллич. кристаллах — локализованные спин-насыщенные связи (см. *Ионная связь, Ковалентная связь, Локализованных пар метод*). В обоих случаях, как правило, для основного состояния ($0^\circ K$ и $H = 0$) $I = 0$. Если атомы, из к-рых построен кристалл, не относятся к переходным элементам, то решетка ионных остовов в соответствии с *Паули принципом* имеет замкнутый характер и обладает диамагнитными свойствами. Более детальные исследования с помощью *ядерного магнитного резонанса, Мёссбауэра эффекта* и ядерной теплоемкости обнаружили на атомных ядрах (Fe, Ni, Co и др.) очень сильные магнитные поля до $10^6 - 10^8$ э, источником к-рых являются «деформированные» внутренние $1s$ -, $2s$ -, $3s$ -слои оболочки ионных остовов и электроны проводимости, подмагниченные благодаря *обменному s-d взаимодействию* с d - или f -слоями атомной оболочки, участвующими в намагниченности ферромагнетика. В случае, когда кристалл построен из атомов переходных элементов, в нем возможно сохранение независящего от H магнитного момента. При этом различают 4 основных типа кристаллов: 1) металлич. кристаллы (чистые металлы, сплавы и соединения) на основе переходных элементов с недостроенными d -слоями (в 1-ю очередь $3d$ -слоя у металлов группы Fe); 2) металлич. кристаллы на основе переходных элементов с недостроенными f -слоями (в 1-ю очередь редкоземельных с недостроенным $4f$ -слоем); 3) неметаллич. кристаллич. соединения при наличии хотя бы одного компонента из переходных d - или f -элементов; 4) сильно разбавленные растворы парамагнитных ионов переходных d - или f -элементов в диамагнитных металлич. кристаллах. Появление в веществах этих

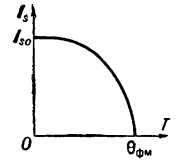


Рис. 3. Схематич. ход темп-рной зависимости магнитного насыщения $I_s(T)$ ферромагнетика ($\theta_{ФМ}$ — точка Кюри).

типов атомного магнитного порядка (см. *Магнитная симметрия, Магнитная структура атомная*) обусловлено обменным взаимодействием. В неметаллич. веществах (тип 3) это взаимодействие носит косвенный характер, при к-ром магнитный порядок электронов недостроенных d - или f -слоев в ближайших соседних парамагнитных ионах устанавливается при активном участии электронов внешних замкнутых слоев магнитно-нейтральных ионов (O^{2-} , S^{2-} , Se^{2-} и т. п.), расположенных между магнитно-активными ионами (см. *Ферримагнетизм*). В большинстве случаев здесь устанавливается антиферромагнитный порядок, к-рый может привести либо к *антиферромагнетизму*, если в каждой элементарной ячейке кристалла суммарный магнитный момент всех ионов равен нулю, либо к ферримагнетизму, если суммарный (разностный) момент в ячейке отличен от нуля. Есть также случаи, когда взаимодействие и в неметаллич. кристаллах носит ферромагнитный характер (все моменты в ячейке параллельны). Общим для кристаллов типа 1, 2 и 4 является наличие в них системы Ферми частиц — коллективизированных электронов проводимости. Эта система, хотя и существует подмагничивающая тенденция (обменные силы), как правило, но имеет магнитного порядка и обладает парамагнетизмом паулевского типа (см. *Магнитные свойства металлов*), если он не подавлен диамагнетизмом самих электронов или ионной решетки. Парамагнетизм преобладает во всех непереходных металлах и большинстве переходных d -металлов (вся группа Pd и Pt, а в группе Fe у Sc, Ti и V).

Магнитный порядок в металлич. кристаллах (типы 1, 2 и 4) различен по своему происхождению. Недостроенные $4f$ -слои ионов редкоземельных элементов имеют очень малый радиус по сравнению с параметром кристаллич. решетки, и поэтому волновые ф-ции этих электронов у соседних узлов в кристалле практически не перекрываются. Следовательно, в таких кристаллах невозможен сколько-нибудь заметный прямой обмен. Его также нельзя ожидать и между сильно удаленными друг от друга парамагнитными d - или f -ионами в сильно разбавленных сплавах (тип 4). Т. о., следует ожидать, что в веществах типа 2 и 4 энергетич. параметр (интеграл) прямого обмена исчезающе мал. Поэтому в таких кристаллах обменное взаимодействие, приводящее к магнитному атомному порядку, должно носить характер косвенной связи магнитных ионов через электроны проводимости (см. *Обменное $s-d$ взаимодействие*).

Наконец, в кристаллах типа 1 электроны, принимающие активное участие в атомном магнитном порядке, состоят из бывших $3d$ - и $4s$ -электронов изолированных атомов. В отличие от $4f$ -слоев редкоземельных ионов, имеющих очень малый радиус, более близкие к периферии $3d$ -электроны атомов группы Fe испытывают более полную коллективизацию и совместно с $4s$ -электронами образуют общую Ферми-систему электронов проводимости. Однако, в отличие от нормальных (непереходных) металлов, эта система в d -металлах обладает гораздо большей плотностью уровней вблизи поверхности Ферми, что благоприятствует обменным силам в их «борьбе» с размагничивающими «тенденциями» в Ферми газе (см. *Парамагнетизм*) и приводит к появлению намагниченного состояния в Fe, Co, Ni и в их многочисл. сплавах.

Т. о., квантовая теория Ф. дает возможность качественно понять возникновение Ф. как результата положительного обменного взаимодействия. Однако количественно теория Ф. далека от завершения. В строгой теории прежде всего нужно вычислить величину и определить знак основного энергетич. параметра обменного взаимодействия (см. ϵ_{0b} в ст. *Магнетизм*). Для этого необходимо знать энергетич. спектр и

волновые ф-ции системы электронов, участвующих в Ф. Однако пока точных сведений об этих величинах нет и поэтому приходится пользоваться приближенными трактовками явления Ф. Существуют 3 основные модели Ф.: а) модель локализованных атомных магнитных моментов (В. Гейзенберг); б) модель коллективизированных электронов (Я. И. Френкель, Е. Стонер); в) $s-d$ (f)-обменная модель (С. П. Шубин и С. В. Вонсовский, Зинер). В модели а) предполагается, что атомные магнитные моменты жестко локализованы около узлов решетки и не принимают участия в процессах переноса в кристалле. Эта модель лучше всего подходит для описания магнитного порядка в неметаллич. кристаллах (тип 3). В модели б) предполагается, что в Ферми-системе электронов проводимости сильное обменное взаимодействие делает энергетически более выгодным спонтанно намагниченное состояние. Эта модель лучше всего подходит к объяснению Ф. d -металлов. Наконец, $s-d$ обменная модель в известном смысле объединяет первые две, допуская одновременное наличие локализованной системы магнитных моментов (d - или f -электронов) и коллективизированной системы электронов проводимости. Модель в) лучше всего подходит для описания Ф. в кристаллах типа 2 и 4. Большое эвристич. значение имеет изучение сильно разбавленных сплавов (тип 4), поскольку выяснение условий «сохранения», а иногда и резкого увеличения магнитных моментов в сплаве (за счет поляризации окружающей атом примеси электронов проводимости диамагнитной матрицы), по сравнению с их значением в изолированных парамагнитных ионах, может пролить свет на детали генезиса Ф. в кристаллах d -металлов и их сплавов. Конкретные расчеты по всем трем моделям Ф. могут проводиться как в квазиклассич. и феноменологич. приближениях, так и с помощью квантовомехан. атомных моделей.

При квазиклассич. описании Ф. взаимодействие, приводящее к Ф., учитывают введением *молекулярного поля* (модель Изинга, см. *Кооперативные явления*). В простейшей модели «газа» из N электронных спинов их можно разбить, соответственно двум возможным проекциям спина, на r «правых» и $N-r = l$ «левых». Относит. намагниченность системы «вправо» равна: $y = (r - l)/N$. Энтропия «газа» при пренебрежении взаимодействием между спинами равна: $S(y) = k \ln(N! / r! l!)$ (k — *Больцмана постоянная*). Если энергия «газа» U не зависит от y , то свободная энергия равна:

$$F(y) = TS(y) \approx \frac{1}{2} NkT [(1+y) \ln(1+y) + (1-y) \ln(1-y)]. \quad (1)$$

Из условия минимума (1) следует, что $y = 0$, т. е. самопроизвольная намагниченность отсутствует. Для ее существования необходимо допустить, что U зависит от y . В простейшем случае (Вейс)

$$U = -NA'y^2, \quad (2)$$

где $A' > 0$ — постоянная молекулярного поля, отнесенная к одному спину. Из условия минимума $F(y) = -NA'y^2 - TS(y)$ находим:

$$y = \text{th}\left(\frac{\theta}{T} y\right), \quad (3)$$

где $\theta = 2A'/k$ — *Кюри точка*. Ф-ла (3) дает выражение для зависимости $I_s(T)$ при $H = 0$, качественно согласующееся с кривой рис. 3. Уточнение этого расчета дала квантовая механика, оправдавшая выбор зависимости (2) и объяснившая физ. природу параметра A' — меры обменной связи, зависящей от взаимной ориентации электронных спинов. Согласно Дираку (см. *Обменное взаимодействие*), оператор энергии системы электронных спинов имеет вид:

$$\hat{H}_{0b} = -2 \sum_{q, q'} A_{qq'} \hat{S}_q \hat{S}_{q'}, \quad (4)$$

где \hat{S}_q — оператор вектора (спинора) спина атома в узле q , $A_{qq'}$ — интеграл обмена между атомами в узлах q и q' . Если $A_{qq'}$ резко падает с расстоянием между узлами, то можно ограничиться учетом ближайших соседей и, введя обозначение $A_{q, q\pm 1} = A$, написать (4) в виде:

$$\hat{H}_{об} = -2A \sum_{(\text{по соседям})} \hat{S}_q \hat{S}_{q'}. \quad (5)$$

Квадрат суммарного спина всех N электронов равен:

$$\left(\sum_q \hat{S}_q\right)^2 = \sum_q \hat{S}_q^2 + \sum_{q \neq q'} \hat{S}_q \hat{S}_{q'} = Ns(s+1) + \sum_{q \neq q'} \hat{S}_q \hat{S}_{q'} = \hat{S}(\hat{S} + 1),$$

где S — полное спиновое квантовое число системы, s — одного узла. Число членов суммы парных произведений равно $N(N-1)$. Поэтому среднее значение отдельного члена этой суммы равно: $\overline{\hat{S}_q \hat{S}_{q'}} = [S(S+1) - Ns(s+1)]/N(N-1)$. Число членов в сумме (5) равно $1/2 zN$, где z — число ближайших соседей у узла решетки. Т. о., среднее значение

$\hat{H} = -[zA/(N-1)][S(S+1) - Ns(s+1)]$. Поскольку $s \sim 1$, а S — порядка намагниченности всей системы $m = Ny$ (в ед. магнетона Бора μ_B), то в ферромагнетике с точностью до членов $\sim 1/N$:

$$\hat{H} = -\frac{zsA}{N} m^2 = -NzsAy^2. \quad (6)$$

Этот расчет проведен в приближении энергетич. центров тяжести [4]. Из сравнения (6) и (2) видно, что параметр A' квазиклассич. теории определяется обменной энергией A , т. е. $A' = zsA$. Для определения величины и знака A нужна более точная теория. Существующие модели еще не позволяют этого выполнить (см. Бете — Слейтера кривая). При низких T , используя метод вторичного квантования (см. Квантовая теория полей), удалось провести более точный расчет энергетич. спектра ферромагнетика. Ограничиваясь состояниями, близкими к основному (при 0°K), в k -ром спины всех магнитно-активных электронов параллельны, можно найти собственные значения оператора (5), имеющие вид суммы энергий отдельных «элементарных» возбуждений (квазичастиц) — спиновых волн, или ферромагнонов. Каждый ферромагنون несет с собой магнитное возбуждение системы и дает уменьшение I_s на величину спина одного узла решетки. С ростом T возбуждается все больше спиновых волн. Пока их мало, они образуют идеальный газ бозевских квазичастиц (см. Бозон); с нагреванием образца их число растет $\sim T^{3/2}$; поэтому температурная зависимость I_s вблизи 0°K имеет вид: $I_s = I_{s0} [1 - \alpha (T/\theta)^{3/2}]$ (см. Блоха закон). Знание спектра спиновых волн важно для изучения явлений ферромагнитного резонанса, распространения упругих колебаний в ферромагнетиках и всего комплекса их физ. свойств при низких T .

Применение квантостатистич. методов (см. Грина функция) открывает новые возможности для построения более точной теории Φ .

Из теории Φ в рамках локализованной модели следует, что при 0°K средний атомный магнитный момент Φ , приходящийся на один узел, должен быть кратен μ_B . Однако опыт показывает, что в d -металлах и сплавах эта величина заметно меньше момента изолированного атома (иона) или среднего момента в редкоземельном металле или неметаллич. ферро- или антиферромагнетике и, кроме того, она существенно дробная (в ед. μ_B) (см. Магнитные моменты веществ). Это противоречие модели лока-

лизованных спинов с опытом связано с пренебрежением коллективизации $3d$ -электронов в металле, а также обменным $s-d$ взаимодействием. В рамках коллективизированной модели Φ эта трудность в принципе исчезает. Φ в Ферми газе возможен при «сдвиге» на δE энергии уровней в подполосах для «правых» и «левых» спинов, обусловленном обменным взаимодействием (рис. 4). При таком сдвиге, для того чтобы в равновесии Ферми энергия в подполосах была одинаковой, надо ν электронов на атом перевести из левой подполосы в правую. Это приводит к росту кинетич. энергии на атом на величину $\nu \delta E$ (если число ν не очень велико). Обменная энергия

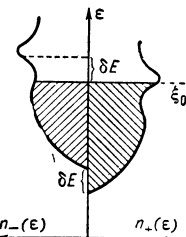


Рис. 4. Схематич. изображение смещения на δE кривых для плотностей уровней $n_{\pm}(\epsilon)$ для «правых» (+) и «левых» (–) спинов в полосе проводимости d -металла, обусловленного обменным взаимодействием; ϵ_0 — Ферми энергия.

определяется взаимодействием пар электронов; она пропорциональна квадрату числа электронов в каждой подполосе (числа электронов в ед. объема в правой и левой подполосах обычно обозначают n_+ и n_-). В парамагнитном состоянии $n_+ = n_- = n/2$. Изменение энергии при переходе из пара- в ферромагнитное состояние равно:

$$\nu \delta E - \frac{1}{n} \left[\left(\frac{n}{2} + \nu \right)^2 + \left(\frac{n}{2} - \nu \right)^2 - 2 \left(\frac{n}{2} \right)^2 \right] \epsilon_{об} = \nu \delta E - 2\nu^2 \epsilon_{об}, \quad (7)$$

где $\epsilon_{об}$ — средняя обменная энергия на пару электронов. Отношение $\nu \delta E = n(\xi_0)$ определяет плотность электронных уровней (рис. 4) около Ферми энергии ξ_0 . Если ввести безразмерный параметр $\eta = 2\nu \epsilon_{об} / \delta E = 2\epsilon_{об} n(\xi_0) / n$, то из (7) следует, что при $\eta > 1$ в равновесии имеет место Φ , а при $\eta < 1$ — парамагнетизм. Условие для Φ ($\eta > 1$) легче выполняется в металлах с большими плотностями состояний при ξ_0 и большей энергией $\epsilon_{об}$. Из рис. 4 видно, что средний атомный момент отнюдь не должен быть целочисленным в ед. μ_B . Недостаток коллективизированной модели заключается в том, что в ней не учтена корреляционная энергия, к-рая может существенно изменить все количественные и даже качественные оценки теории (напр., критерий Φ и т. п.).

$s-d(f)$ -обменная модель дает возможность учесть не только пассивную роль электронов проводимости (напр., их подмагничивание со стороны «магнитных» f -слоев в редкоземельных металлах), но также и их активное участие в самом установлении магнитного атомного порядка благодаря косвенному обмену через электроны проводимости. Качественно это можно понять так. Если среднее значение относит. намагниченности $d(f)$ -электронов на узел равно $m_{d(f)}$, а электронов проводимости — m_s , то энергия $s-d(f)$ -обмена на узел равна $A_{sd(f)} m_{d(f)} m_s$, где $A_{sd(f)}$ — параметр $s-d(f)$ -связи. Добавка к Ферми энергии, связанная с намагниченностью электронов проводимости, равна $1/2 A_{\Phi} m_s^2$, где $A_{\Phi} = N \mu_B^2 / \chi_p$ и $\chi_p = 2 \mu_B^2 n(\xi_0)$ — паулевская парамагнитная восприимчивость (см. Парамагнетизм). При квадратичном законе дисперсии электронов $\chi_p \sim N \mu_B^2 / \xi_0$ и, следовательно, $A_{\Phi} \sim \xi_0$. Полная энергия на узел, зависящая от $m_{d(f)}$ и m_s , равна:

$$E(m_{d(f)}, m_s) = -A_{sd(f)} m_{d(f)} m_s + 1/2 A_{\Phi} m_s^2. \quad (8)$$

Энтропия сильно вырожденного газа электронов проводимости в металлах очень мала; поэтому равновесные значения $m_{d(f)}$ и m_s находят из требования

наименьшего значения (8) при условиях: $|m_s| \leq m_s$, \max и $|m_{d(f)}| \leq m_{d(f)}$, \max . Одно из возможных решений имеет вид:

$$m_s = \frac{A_{sd}(f)}{A_\Phi} m_{d(f)}, \quad m_{d(f)} = m_{d(f), \max}. \quad (9)$$

Отношение $A_{sd}(f)/A_\Phi$ по порядку величины $\sim 0,1 - 0,01$; m_s составляет $\sim 1-10\%$ от $m_{d(f)} + m_s$. Подстановка (9) и (8) дает $E_{\min}(m_{d(f)}) = -1/2 \frac{A_{sd}^2(f)}{A_\Phi} m_{d(f)}^2$.

Т. о., эффективный параметр (интеграл косвенного обменного взаимодействия между внутр. $d(f)$ -электронами, находящимися во взаимодействии с электронами проводимости:

$$A_{\text{косв. эл. пров.}} = \frac{A_{sd}^2(f)}{A_\Phi} \sim \frac{A_{sd}^2(f)}{\xi_0}. \quad (10)$$

В данном приближении он всегда > 0 , т. е. благоприятствует Ф. Более точные расчеты (10) показывают, что косвенный обмен через электроны проводимости имеет сравнительно дальнедействующий ($\sim 1/r^3$) и осциллирующий характер.

$s - d(f)$ -обменная модель позволяет также установить связь между Ферми системой электронов проводимости в редкоземельных металлах и особенностями их атомной магнитной структуры, к-рая имеет вид неколлинеарных винтовых структур (см. *Магнитная структура атомная*). Точно так же $s - d(f)$ -обменная модель, если ее дополнить учетом магнитного (спин-орбитального) взаимодействия, позволяет объяснить в принципе все аномалии электронных свойств ферромагнетиков, связанные с существованием в них спонтанной намагниченности. Учет магнитных (релятивистских) взаимодействий также позволяет объяснить природу магнитной анизотропии и магнито-стрикции.

Теория кривой намагничивания ферромагнетиков. Из опыта известно, что при $H = 0$ термодинамич. устойчивому состоянию макробразца (минимуму термодинамич. потенциала) отвечает размагниченное состояние, ибо в противном случае на поверхности образца, как правило, возникают магнитные полюса, создающие намагничивающее поле H_0 , с к-рым связана большая положительная энергия. Обменное взаимодействие стремится создать в образце $I \neq 0$. В результате «борьбы» этих противоположных тенденций происходит разбиение ферромагнитного образца на области однородной намагниченности (см. *Домены ферромагнитные*). Теория Ф. качественно определяет размеры и форму доменов, к-рые зависят от конкуренции различных взаимодействий в кристалле ферромагнетика. Равновесная структура доменов при $I = 0$ имеет вид совокупностей замкнутых магнитных потоков внутри образца. Между доменами существуют переходные слои конечной толщины, в к-рых I_s непрерывно меняет свое направление. На образование этих слоев затрачивается положительная энергия, но она меньше энергии поля H_0 , к-рая возникла бы в отсутствие доменов. При нек-рых критич. малых размерах ферромагнитных образцов образование в них неск. доменов может стать энергетически невыгодным, и тогда ферромагнитные частицы остаются при $T < \theta_{\text{ФМ}}$ однородно намагниченными (см. *Однодоменные ферромагнитные частицы*). Этим объясняются особые свойства тонких ферромагнитных порошков и изделий из них (см. *Порошковые магниты*), а также высококоэрцитивных сплавов.

Кривые намагничивания и петли гистерезиса в ферромагнетиках определяются изменениями доменной структуры в поле H , т. е. изменением объема доменов с различными ориентациями векторов I_s в них за счет

смещения границ доменов, а также — вращения векторов I_s (см. *Гистерезис магнитный, Техническое намагничивание*). В размагниченном состоянии (с точностью до объема, занятого граничными слоями между доменами) $\sum_i I_s v_i \cos \vartheta_i = 0$ (v_i — объем

i -го домена, ϑ_i — угол между I_s в i -й области и любой фиксированной осью в образце). При включении H вдоль этой оси в направлении поля появляется намагниченность, равная:

$$\delta I_H = I_s \sum_i \cos \vartheta_i \delta v_i + I_s \sum_i v_i \delta (\cos \vartheta_i). \quad (11)$$

Первое слагаемое в (11) обусловлено ростом объемов доменов, I_s в к-рых направлены относительно H энергетически более выгодно, за счет объемов, имеющих менее выгодное направление намагниченности. Второе слагаемое в (11) обусловлено процессами вращения I_s . Магнитная восприимчивость ферромагнетиков приближенно равна: $\chi = \chi_{\text{смещ}} + \chi_{\text{вращ}}$. Анализ кривых $I(H)$ показывает, что в слабых полях $\chi_{\text{смещ}} \gg \chi_{\text{вращ}}$, а в сильных (после крутого подъема кривой)

$\chi_{\text{вращ}} \gg \chi_{\text{смещ}}$.

Из-за структурной чувствительности доменной структуры и процессов намагничивания количества теории кривых намагничивания ферромагнетиков пока находится в начальной стадии развития. Лишь в случае расчета кривых намагничивания монокристаллов в области, где $\chi_{\text{вращ}} \gg \chi_{\text{смещ}}$ [1], можно развить строгую количеств. теорию для образцов простой формы, допускающей однородность намагниченности при их структурной и хим. однородности. Теория кривых намагничивания и петель гистерезиса имеет важное значение для разработки новых и улучшения существующих ферромагнитных материалов, играющих весьма важную роль в совр. технике.

Лит.: 1) Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; 2) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 4) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М.—Л., 1952; 5) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; 6) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 7) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Электронная теория переходных металлов, «УФН», 1962, т. 77, вып. 3, с. 377; 1962, т. 78, вып. 1, с. 3; 8) Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб. ст., пер. с англ., под ред. С. В. Вонсовского, М., 1963; 9) Веккер Р., Döring W., Ferromagnetismus, В., 1939; 10) Кнеллер Е., Ferromagnetismus, В., 1962. С. В. Вонсовский.

ФЕРРОМАГНЕТИКИ — вещества, обладающие ферромагнитными свойствами (см. *Ферромагнетизм*).

Нек-рые свойства ферромагнитных элементов.

Элемент	Тип кристаллич. решетки	Магнитная атомная структура	Точка Кюри (°К)	I_s (при 0°К)	σ_s (при 0°К)	Средний ат. момент (в ед. μ_B)
Fe	о. п. к.	коллинеарная ферромагнитная	1043	1735,2	221,89	2,21
Co	г. п. у.		1403	1445	162,5	1,716
Ni	г. п. к.		631	508,8	57,5	0,606
Gd	г. п. у.		289	1980	253	7,12
Tb	»		221	2713	328	9,34
Dy	»	85	2991,8	350,5	10,65	
Ho	»	ферромагнитная винтовая	20	3054,6	347	10,34
Er	»		19,6	1872,6	206,9	8,6

I_s — намагниченность единицы объема (см^3), σ_s — уд. намагниченность, μ_B — магнетон Бора.

К Ф. относятся элементы в твердом кристаллич. состоянии: из переходных элементов группы Fe с недостроенной $3d$ -электронной оболочкой атомов — Fe,

Со, Ni; из группы редкоземельных элементов с недостроенной 4f-электронной оболочкой — Gd, Tb, Dy, Ho, Er; многочисленные бинарные и более сложные (многокомпонентные) сплавы и соединения этих элементов между собой и с другими ферромагнитными элементами (см. *Сплавы магнитные*), а также сплавы и соединения Сг и Mn с ферромагнитными элементами (см. *Гейслеровы сплавы*). В кристаллах Ф. благодаря существованию положительного обменного взаимодействия при темп-рах ниже нек-рой критич. $\theta_{\text{ФМ}}$ (см. *Кюри точка*) наблюдается: 1) коллинеарный порядок атомных магнитных моментов или 2) ферромагнитная винтовая (геликоидальная) структура (в нек-рых редкоземельных Ф. и их соединениях, см. *Магнитная структура атомная*) и др. неколлинеарные магнитные структуры. Магнитные свойства Ф. описаны в ст.: *Ферромагнетизм, Ферриманетизм, Магнитно-жесткие материалы, Магнитно-мягкие материалы* и др.

Лит. см. при ст. *Ферромагнетизм*. С. В. Вонсовский.

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ — особенности термодинамических равновесных и кинетических немагнитных свойств магнитно-упорядоченного (ферро-, ферри- или антиферромагнитного) состояния вещества по сравнению с аналогич. свойствами веществ без магнитного атомного порядка. Ф. а. проявляются в особом характере зависимости различных равновесных параметров (теплоемкости, модулей упругости и т. п.) или кинетич. коэфф. (уд. электро- и теплопроводности, постоянной Холла и т. п.) от темп-ры T , давления p и внешних электромагнитных полей. Наибольшей величины Ф. а. достигают в области T , близких к точкам Кюри $\theta_{\text{ФМ}}$ или Нееля θ_N , где происходит резкое изменение атомного магнитного порядка с темп-рой. В самих критич. точках $\theta_{\text{ФМ}}$ или θ_N (являющимися, как правило, точками *фазового перехода второго рода*), где термодинамич. потенциал имеет особенности, ряд физ. величин стремится к бесконечности (см., напр., *Теплоемкость*). Пока нет строгой количеств. теории, описывающей эти особенности. Качественно Ф. а. термодинамич. свойств при T , близких к $\theta_{\text{ФМ}}$ и θ_N , объясняются феноменологич. теорией фазовых переходов II рода Ландау (см. *Фазовые превращения*). Ф. а. кинетич. коэфф. обусловлены, во-первых, особенностями энергетич. спектра атомных носителей тока, энергии, импульса и т. п. в веществах с магнитным атомным порядком и, во-вторых, добавочными процессами рассеяния этих носителей на магнитных неоднородностях (*спиновых волнах* при низких T и флуктуациях самопроизвольной намагниченности при T вблизи $\theta_{\text{ФМ}}$ или θ_N).

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Шур Я. С., *Ферромагнетизм*, М.—Л., 1948; 2) Вонсовский С. В., *Современное учение о магнетизме*, М.—Л., 1952; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Электродинамика сплошных сред*, М., 1959; 4) Белов К. П., *Магнитные превращения*, М., 1959. С. В. Вонсовский.

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ — ферромагнетики и сплавы магнитные, применяемые как магнитные материалы в различных областях науки и техники.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (электронный магнитный резонанс в ферромагнетиках) — совокупность явлений, связанных с избирательным поглощением ферромагнетиком энергии электромагнитного поля при частотах, совпадающих с собственными частотами прецессии магн. моментов электронной системы во внутреннем эффективном магн. поле $H_{\text{эф}}$. Ф. р. в узком смысле есть возбуждение колебаний типа одной (во всем объеме образца) прецессии намагниченности I (*спиновых волн* с волновым вектором $\kappa = 0$), вызываемое СВЧ магн. полем h , перпенди-

кулярным постоянному намагничивающему полю H_0 . Экспериментальные методы исследований однородного Ф. р. принципиально такие же, как и для *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), — это методы магн. радиоспектроскопии. Поле h должно быть достаточно однородным, т. е. длина волны λ СВЧ-поля в резонаторе (в пучность магн. компоненты к-рого помещается образец) должна быть велика по сравнению с размерами образца L . Поскольку СВЧ-восприимчивость (и, следовательно, поглощение) пропорциональна статич. магнитной восприимчивости $\chi_0 = I_0/H_0$, где I_0 — намагниченность насыщения ферромагнетика, то при Ф. р. поглощение на неск. порядков больше резонансного поглощения в парамагнетиках.

Благодаря спонтанной намагниченности ферромагнетика $H_{\text{эф}}$ может существенно отличаться от внешнего поля H_0 (из-за эффективных полей — магн. анизотропии и размагничивающих), причем обычно $H_{\text{эф}} \neq 0$ даже при $H_0 = 0$. Т. о., Ф. р. можно наблюдать и в случае $H_0 = 0$ («естественный» Ф. р.). С этим связана 1-я особенность Ф. р. по сравнению с ЭПР. Еще более важное обстоятельство, сказывающееся на всех характеристиках Ф. р. (резонансные частоты, магнитная релаксация, форма и ширина линий поглощения, нелинейные эффекты), обусловлено существованием коллективной многоэлектронной природой ферромагнетизма: обменные силы между электронами здесь настолько велики, что корреляция в движении электронных спинов не разрушается тепловым движением. Поэтому, в отличие от ЭПР, исследование Ф. р. даже в грубом приближении не может основываться на рассмотрении квантовых переходов между зеемановскими подуровнями отдельных атомов (или ионов) ферромагнетика. При Ф. р. возбуждаются определенные гармоники коллективных колебаний спиновой плотности всей ферромагнитно-упорядоченной электронной системы в целом. Разнообразие типов таких колебаний и наличие взаимодействия между ними также приводят к особенностям Ф. р. по сравнению с ЭПР.

Резонансная частота. Квантовомеханич. теория Ф. р., рассматривающая индуцированные полем h квантовые переходы между магн. подуровнями всей ферромагнитной системы с изменением полного магн. квантового числа M на единицу, и классич. рассмотрение, основанное на решении ур-ния движения для I , приводят к одному и тому же значению ω_0 — частоты Ф. р. Явный вид выражения для ω_0 зависит от типа симметрии кристалла и формы образца, причем условия однородного Ф. р. выполняются только в образцах эллипсоидальной формы. При классич. рассмотрении ω_0 определяется из решения ур-ния движения для I в поле $H_{\text{эф}} = -\partial\Phi/\partial I$:

$$dI/dt = -\gamma [IH_{\text{эф}}] \quad (1)$$

как собственная частота малых (линейных) колебаний I вблизи ее равновесного состояния I_0 (при условии $I^2 = I_0^2 = \text{const}$). Здесь $\Phi = \Phi(I)$ — плотность термодинамич. потенциала ферромагнетика, состоящая из суммы энергий: 1) взаимодействия I с H ; 2) магн. анизотропии, 3) магнитоупругой и 4) магнитостатической (объемных и поверхностных «магн. зарядов»); $\gamma = g\beta/\hbar$ — фактор спектроскопич. расщепления, β — магнетон Бора. Напр., для кубич. кристалла, когда образец в форме сфероида намагничен до насыщения вдоль оси Z сфероида ($Z \parallel H_0$), совпадающей с осью [100] или [111], ω_0 удовлетворяет условию

$$\hbar\omega_0 = h\nu_0 = g\beta [H_0 + (N_{\perp} - N_Z) I_0 + \alpha K_1/I_0], \quad (2)$$

где N_Z и N_{\perp} — размагничивающие факторы соответ-

ственно в продольном и поперечном (к оси Z) направлениях, $\alpha = 2$ или $-4/3$ для $H \parallel [100]$ или $H \parallel [111]$, K_1 — константа анизотропии. Сравнение ф-лы (2) с ф-лой (1) ст. *Электронный парамагнитный резонанс* позволяет отметить ряд особенностей Φ . р.: благодаря члену с $N_{\perp} - N_Z$ (анизотропия формы) ω_0 зависит от форм образца, а благодаря члену с K_1 — от ориентации H_0 относительно осей симметрии кристалла. Через K_1 и I_0 частота Φ . р. оказывается существенно зависящей от темп-ры T .

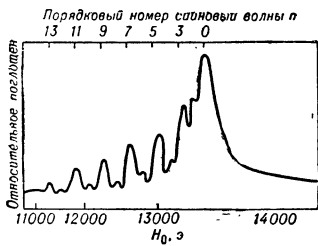
Наличие доменной структуры в ферромагнетиках усложняет картину Φ . р., приводя к возможности многократных пиков Φ . р. Для простых структур ω_0 можно рассчитать из ур-ния (1), если учесть в Φ энергию размагничивающих полей, связанных со скачком нормальной составляющей СВЧ-части I на доменных границах. Т. о., исследование Φ . р. в зависимости от величины и направления H_0 дает возможность изучать доменную структуру и процессы намагничивания в многодоменных ферромагнетиках. Измерение ω_0 , имеющей порядок $10^3 - 10^4$ Мгц, позволяет также определить (при учете всех существенных членов в Φ) фактор γ и константы анизотропии ферромагнетика.

Неоднородный Φ . р. В более широком смысле явление Φ . р. включает также возбуждение полем СВЧ неоднородных типов коллективных колебаний I (спиновых волн с $k \neq 0$), специфических именно для ферромагнетиков. Если условие однородности не выполняется (что может быть сделано и специально, путем помещения образца не в пучность, а в область с отличным от нуля градиентом магнитного СВЧ-поля), то в спектре Φ . р. могут появиться дополнительные резонансные максимумы. Возбуждение неоднородных колебаний I в однородном СВЧ-поле может быть обусловлено также влиянием границ ферромагнетика на I и $H_{эф}$. Основную роль в спектре собственных частот этих колебаний играют или магнитостатич. или обменная энергии (в зависимости от соотношения λ и L и формы образца). В случае массивных образцов ($L \sim 0,1$ см) для волн $\lambda \sim L$ градиенты I обычно настолько малы, что при вычислении собственных частот колебаний можно пренебречь пространственной дисперсией, обусловленной обменной энергией. При этом получается дискретный набор резонансных частот, определяемый совместным решением ур-ния (1) и ур-ний магнитостатики с учетом граничных условий на поверхности образца. Спектр этих колебаний, т. наз. магнитостатических (или уокеровских), существенно зависит от форм образца, и возбуждение той или иной компоненты спектра происходит в неоднородном СВЧ-поле соответствующей симметрии. В случае тонких ферромагнитных пленок толщиной $d \lesssim 10^{-5}$ см СВЧ-полем можно возбуждать стоячие спиновые волны с $\lambda \lesssim d$, для к-рых уже нельзя пренебрегать обменной энергией и связанной с ней пространственной дисперсией. В этом случае однородное СВЧ-поле возбуждает дискретный спектр резонансных частот [в простейшем случае вида $\omega_n = (2A\gamma/I_0)(n\pi/d)^2 + \omega_0$], а само явление Φ . р. наз.

резонансом спиновых волн (рис.). Резонанс спиновых волн позволяет определить константу обменного взаимодействия A [1].

Релаксация и ширина линии. Наличие коллективных ветвей колебаний — спиновых волн (магнонов) с волновым вектором $k \neq 0$, наряду с колебаниями типа однородной прецессии (когда $k = 0$), совершенно изменяет характер процессов магн. релаксации и механизмы уширения линии при Φ . р. по сравнению с ЭПР. С квантовомеханич. точки зрения процессы релаксации описываются как рассеяние магнонов друг на друге (как с участием магнонов с $k = 0$, так и без их участия), на фононах (тепловых колебаниях решетки) и на электронах проводимости (в металлах) (см. *Релаксация магнитная*). Простейшие явления релаксации связаны с возбуждением и затуханием к.-л. конкретного типа колебаний I . Напр., при однородном Φ . р. релаксация проявляется в уширении $\Delta\omega = (\partial\omega_0/\partial H)\Delta H = 2/\tau_0$ резонансной линии, где τ_0 — время релаксации (среднее «время жизни») для магнонов с $k = 0$. ΔH для различных ферромагнетиков меняется в пределах от 0,1 до 10^3 э. В реальных кристаллах главную роль в формировании ΔH играют статич. неоднородности: примесные атомы, поры, дислокации, мельчайшие шероховатости на поверхности образца. Они обуславливают связь между однородной прецессией и магнонами с $k \neq 0$, для к-рых $\omega_k = \omega_0$. Релаксация и связанное с ней уширение линии Φ . р. происходят здесь благодаря превращению магнона с $k = 0$ в магноны с той же энергией, но с $k \neq 0$. Наиболее узкая линия (0,53 э) наблюдается в совершенных монокристаллах соединения $Y_3Fe_5O_{12}$ — иттриевого феррита со структурой граната (и. ф. г.), где наряду с дефектами за ΔH ответственны трех- и четырехмагнонные процессы, обусловленные дипольной (магнитостатич.) энергией, а также двухмагнонные — однофононные процессы, связанные с *магнитострикцией*. В и. ф. г. с редкоземельными примесями, а также в редкоземельных ферритах со структурой граната существенную роль играет магнонофононная релаксация через магнитные моменты редкоземельных магнитных ионов, обладающих очень коротким временем спин-решеточной релаксации. Для этого механизма релаксации наблюдается максимум на кривой $\Delta H(T)$ и сложная анизотропия ω_0 и ΔH . В металлич. ферромагнетиках один из важнейших механизмов ΔH связан со *скин-эффектом*: СВЧ-поле из-за вихревых токов становится неоднородным и поэтому возбуждает широкий спектр магнонов с непрерывным интервалом частот $\Delta\omega$. В металлах могут еще иметь значение процессы рассеяния магнонов на электронах проводимости. Наиболее узкая линия Φ . р. в металлич. ферромагнетиках ~ 10 э. Феноменологически релаксация при Φ . р. учитывается путем добавления в правую часть ур-ния (1) диссипативного члена. Исследование конфигурации линии Φ . р. позволяет исследовать характер магнон-магнонных, магнонофононных и магнон-электронных взаимодействий.

Нелинейные эффекты. Связь между однородной прецессией (магнонами с $k = 0$) и нек-рыми неоднородными типами колебаний (магнонами с $k \neq 0$) приводит также к ряду специфич. нелинейных эффектов при Φ . р., отсутствующих при ЭПР. Из-за указанной связи при увеличении амплитуды h до нек-рой критич. величины $h_{кр}$ начинается очень быстрый (экспоненциальный), или т. наз. нестабильный, рост спин-волновых колебаний с определенными k . Такой пороговый характер нестабильного возбуждения магнонов обусловлен тем, что при достижении $h_{кр}$ нек-рые из магнонов с $k \neq 0$ не успевают передавать им (от магнонов с $k = 0$) энергию передавать другим магнонам или решетке. Отсюда ясно, что $h_{кр}$



Резонанс спиновых волн в пленке пермаллоя толщиной $d = 3900$ А. В приведенном спектре микроволнового поглощения при частоте 8890 Мгц пики поглощения с $n = 1$ и 3 маскируются, по-видимому, скин-эффектом. Главный пик при $n = 0$ соответствует однородному Φ . р. при частоте ω_0 .

В этом случае однородное СВЧ-поле возбуждает дискретный спектр резонансных частот [в простейшем случае вида $\omega_n = (2A\gamma/I_0)(n\pi/d)^2 + \omega_0$], а само явление Φ . р. наз.

для магновов с данным k должно существенно зависеть от их времени релаксации τ_x . Поэтому измерение $h_{кр}$ позволяет определить τ_x и его зависимость от k , T , ω_0 (или H) и т. д. В частности, указанные нестабильные нелинейные явления при Ф. р. очень сильно изменяют и усложняют картину уже известного по ЭПР эффекта насыщения резонанса (изменяются условия насыщения, появляется дополнительный максимум поглощения, связанный с нестабильным возбуждением магновов при $h > h_{кр}$, и т. д.).

К числу нелинейных эффектов, наблюдавшихся экспериментально, относятся, напр., следующие:

а) процесс 1-го порядка, состоящий в расщеплении одного магнона с $k = 0$ на два магнона с волновыми векторами k и $-k$, с половинными частотами $\omega_k = \omega_{-k} = \omega_0/2$;

б) процесс 2-го порядка, состоящий в одновременном распаде двух магновов с $k = 0$ и превращении их в два магнона той же частоты $\omega_k = \omega_{-k} = \omega_0$, с волновыми векторами, снова одинаковыми по величине и противоположными по знаку.

Наблюдается также нелинейный эффект параллельной накачки (parallel pumping effect), состоящий в возбуждении пары магновов с k и $-k$ параллельным к H_0 магнитным СВЧ-полем при частоте $\omega_0 = 2\omega_k = 2\omega_{-k}$.

Из-за наличия магнитоупругих взаимодействий в ферромагнитных кристаллах возможно аналогичное параметрич. возбуждение нестабильных колебаний решетки (фононов) магнитным СВЧ-полем и спиновых колебаний (магновов) СВЧ-полем упругих напряжений (гиперзвуком). Эти нелинейные эффекты позволяют изучать процессы спин-решеточной релаксации.

Развитие представлений о линейных и нелинейных явлениях при Ф. р. дало основу для создания новых СВЧ устройств: вентилях и циркуляторов, ферритовых генераторов и усилителей, параметрич. преобразователей частоты и ограничителей мощности.

Лит.: 1) Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961; 2) Гуревич А. Г., Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1960; 3) Magnetism. A treatise on modern theory and materials, ed. G. T. Rado, H. Suhl, v. 1, N. Y. — L., 1963; см. также лит. к ст. Ферромагнетизм и Спиновые волны. Е. А. Туров.

ФЕРРОМАГНОНЫ — спиновые волны (магноны) в ферромагнетиках.

ФЕРРОМЕТР — прибор для определения точек динамич. петли перемагничивания (мгновенных значений индукции B и напряженности магнитного поля H). Принцип действия Ф. состоит в следующем. Образец (длиной l и поперечным сечением s) перемагничивается полем H переменного тока $i_H(t)$, текущего по намагничивающей обмотке с числом витков w_H (рис.). Создаваемый в образце поток индук-

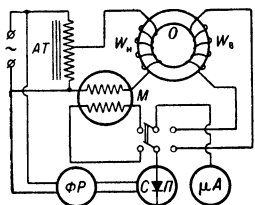


Схема феррометра: O — образец; w_H и w_B — намагничивающая и измерительная обмотки; AT — автотрансформатор; M — катушка взаимной индуктивности; ΦP — фазорегулятор; $СП$ — синхронный прерыватель; μA — микроамперметр.

ции должен быть периодической и симметричной ф-цией относительно оси времени t (подмагничивание постоянным током должно отсутствовать). Для этого ток $i_H(t)$ также должен обладать симметрией во времени [т. е. $i_H(t + T/2) = -i_H(t)$, где T — период тока]. Ток i_H регулируется автотрансформатором AT . Тот же ток проходит через первичную обмотку безжелезной катушки взаимной индуктивности (с коэфф. взаимной индуктивности M), вторичную обмотку к-рой замы-

кают на микроамперметр μA магнитоэлектрич. системы через синхронный прерыватель $СП$, разрывающий цепь в каждый период точно на полпериода; время t_1 , отсчитываемое от начала периода до момента разрыва, регулируется фазорегулятором ΦP . Если полное сопротивление цепи микроамперметра при замкнутом $СП$ равно R_{2H} , то средний по времени ток, показываемый микроамперметром:

$$I_H = \frac{M}{R_{2H}T} \int_{t_1 - T/2}^{t_1} \frac{di_H(t)}{dt} dt = \frac{2M}{R_{2H}T} i_H(t_1). \quad (1)$$

Это измерение позволяет определить $H(t_1) = w_H i_H(t_1) / l = w_H I_H R_{2H} T / 2lM$ (в $MKSA$ системе единиц). Для определения $B(t_1)$ оставляют ΦP в том же состоянии (т. е. сохраняют то же t_1) и переключают микроамперметр (вместе с $СП$) на измерит. обмотку образца (с числом витков w_B). При средней по сечению образца индукции B и полном сопротивлении измерит. цепи R_{2B} средний по времени ток, показываемый микроамперметром,

$$I_B = \frac{sw_B}{R_{2B}T} \int_{t_1 - T/2}^{t_1} \frac{dB}{dt} dt = \frac{2sw_B}{R_{2B}T} B(t_1). \quad (2)$$

Отсюда находят $B(t_1)$. Повторив оба измерения при др. положениях ΦP (иных t_1), можно определить любые точки динамич. петли.

Лит.: Ки фер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, 2 изд., М.—Л., 1962, с. 292—318.

Р. И. Янус.

ФЕРРОСПИНЕЛИ — см. Ферриты и Шпинели.

ФЕРРОЭЛАСТЫ — см. Магнитодиэлектрики.

ФЕРРОЭЛЕКТРИКИ — см. сегнетоэлектрики.

ФИГУРЫ ТРАВЛЕНИЯ — углубления (реже холмики), получаемые при травлении или растворении кристаллов. См. также Ионное травление.

ФИГУРЫ УДАРА — фигуры, образованные трещинами, возникающими на гранях кристалла при резком ударе по ним притупленным острием стального керна. В формах Ф. у. своеобразно отображается анизотропия прочности на разрыв кристалла и его симметрия. Если перпендикулярно к данной грани проходит плоскость или ось симметрии, то этими элементами симметрии должны обладать и соответствующие Ф. у. По Ф. у. в обломках и гальках кварца и др. кристаллов можно приблизительно определять направления их осей и плоскостей симметрии, а в ряде случаев также и законы двойникования.

Лит.: Шубников А. В., Кварц и его применение, М.—Л., 1940. А. В. Шубников.

ФИЗИКА. Слово физика означает науку о природе. В эпоху ранней греч. культуры наука была еще нерасчлененной и охватывала все, что было известно о земных и небесных явлениях. В Англии за Ф. долго сохранялось наименование «натуральной философии». По мере накопления фактич. материала и его научного обобщения, по мере дифференциации научных знаний и методов исследования из натурфилософии как общего учения о природе выделились астрономия, физика, химия, биология, геология и др. науки.

Границы, отделяющие Ф. от других наук о природе, никогда не были четкими. Круг явлений, изучавшихся Ф., в разные периоды ее истории изменялся. Напр., в 18 в. кристаллы изучались только минералогией; в 20 в. строение и физич. свойства кристаллов являются предметом кристаллофизики. Поэтому попытки дать строгое определение Ф. как науки путем ограничения класса изучаемых ею объектов оказываются неудачными. У любого объекта имеются такие общие свойства (механические, электрические и т. д.), к-рые служат предметом изучения Ф. Вместе с тем было бы неправильно сохранить и старое определение Ф. как науки о природе. Ближе всего к истине определение современной Ф. как науки о формах

материи (их иногда наз. «первичными», «общими»), к-рые входят в состав любых сложных материальных систем, о взаимодействиях этих форм материи и их движениях. Современная Ф. исследует *элементарные частицы, ядра атомные, атомы и молекулы* (включая *макромолекулы*); макроскопич. агрегаты этих частиц — *твердые тела* (кристаллы), *жидкости, газы* (в частности, *плазму*); поля, связывающие частицы вещества, — *электромагнитные поля, гравитационные поля* (см. *Тяготение*). Ф. изучает различные виды движения частиц и сред (механич. движение, *колебания и волны* различного рода), а также происходящие в них неупорядоченные (тепловые) движения.

В соответствии с многообразием исследуемых ею форм материи и движения Ф. подразделяется на ряд дисциплин (Ф. элементарных частиц, ядра, атома, молекулы, твердого тела, жидкости, газа, плазмы, электромагнитных полей, тяготения, *механику*, Ф. колебаний и волн, *термодинамику*, кинетику); разделы Ф. в свою очередь подразделяются на более частные (напр., Ф. твердого тела — на *металлов, полупроводников* и т. д.); выделяются области Ф., охватывающие всю совокупность явлений, происходящих при определенных условиях (Ф. *низких температур, давлений высокок.*). К наиболее общим физич. теориям принадлежит *относительности теория, квантовая механика*, теория поля — макроскопическая и квантовая, *статистическая физика*.

Из сказанного ясно, что классификация Ф. не может быть произведена по линейному (вернее, «плоскостному») принципу, как это делалось в 19 в. (механика — теплота — электричество и магнетизм — оптика и т. д. с их ответвлениями), а м. б. представлена как «пространственная» структура, между ответвлениями к-рой существуют самые тесные связи.

Поскольку формы материи, движения и взаимодействия, составляющие предмет Ф., встречаются в любых материальных системах, Ф. является основой естествознания. Специфические закономерности конкретных классов и типов материальных образований изучаются химией, астрономией, биологией, геологией и др. естественными науками. Однако эти закономерности возникают как специфич. усложненные виды взаимодействия форм материи, изучаемых Ф. Этим обусловлена органич. связь Ф. с другими естественными науками. Физич. методы широко применяются при изучении любых сложных материальных систем и их поведения в различных условиях. Эта связь настолько сильна, что на стыке физики и др. естественных наук возникают смежные дисциплины — *биофизика, астрофизика, геофизика*, химическая физика и т. д. Ф. тесно связана с математикой.

Ф. является наиболее широкой теоретич. основой техники; развитие Ф. приводит к появлению новых отраслей техники (электротехника, радиотехника и радиоэлектроника, автоматика и кибернетика) и к преобразованию существующих (металловедение, теплотехника и др.). Стимулируемое Ф. развитие технич. наук в свою очередь способствует созданию совершенно новых методов физич. исследования, обуславливающих прогресс Ф. и смежных наук.

Даты важнейших открытий в Ф. см. в соответствующих статьях Словаря.

ФИЗИКА АГРОНОМИЧЕСКАЯ (агрофизика) — наука о процессах жизнедеятельности, протекающих в сельскохозяйственном растении на всех этапах его развития, рассматриваемых во взаимосвязи с физич. условиями внешней среды.

Ф. а. состоит из разделов: 1) физика растения (механические, тепловые, электрические и др. свойства растения); 2) физика окружающей среды — почвы и приземного воздуха (структурные, молекулярные, электрофизич. характеристики почвы; аэродинамиче-

ские, радиационные и др. параметры приземного воздуха); 3) физич. процессы взаимодействия растения со средой (тепло-, влаго- и газообмен и др.); 4) активные методы воздействия на растение и среду (методы электромагнитного, радиоактивного, ультразвукового и др. облучения растений, приемы тепловой и гидрологич. мелиорации, средства агротехнич. воздействия и т. д.); 5) физико-технич. средства исследования растения и среды (все совр. экспериментальные средства физики, в т. ч. полупроводники, электронно-ионная аппаратура, радиоактивные вещества и излучения и т. д.).

Лит.: 1) Основы агрофизики, под ред. А. Ф. Иоффе и И. Б. Ревута, М., 1959; 2) Чудновский И. А. Ф., Что такое агрофизика, М.—Л., 1963. А. Ф. Чудновский.

ФИЗИКА МОРЯ — раздел геофизики, в к-ром изучаются физич. процессы, протекающие в морях и океанах. В Ф. м. изучаются причины возникновения и общие закономерности развития течений и волнения, распространение тепла, звука и света в морях, взаимодействие между морем и атмосферой и т. д. Основные разделы Ф. м.: динамика морских течений, динамика приливных волн, динамика ветровых волн, зыби и внутр. волн, термика, оптика и акустика моря, молекулярная Ф. м. и др.

Лит.: 1) Шулейкин В. В., Физика моря, 3 изд., М., 1953; 2) его же, Краткий курс физики моря, Л., 1959; 3) Снежинский В. А., Практическая океанография, 2 изд., Л., 1954; 4) Дитрих Г., Общая океанография, пер. с нем., М., 1962; 5) Шокальский Ю. М., Океанография, Л., 1959; 6) Агх W. S. von, An introduction to physical oceanography, L., [1962]; 7) Guéyès L., Sabathé P., Acoustique sous-marine, P., 1964.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ БИОЛОГИЯ (молекулярная биология) — область биологии, изучающая физико-химические, молекулярные механизмы биологич. явлений, т. е. физ. и хим. процессы, лежащие в основе жизни. С этой целью в Ф.-х. б. изучаются структуры биологич. объектов вплоть до молекулярного и атомарного разрешения, электронные процессы в биологич. системах, атомно-молекулярная картина важнейших биологич. процессов, в особенности биохимических. Задачей Ф.-х. б. является установление связи между структурой и физико-химич. свойствами биологич. объектов, с одной стороны, и их функциями — с другой.

В Ф.-х. б. изучаются механизмы мышечного сокращения, нервной проводимости, памяти, зрения, биологич. действия излучений, действия биокатализаторов-ферментов, механизмы фотосинтеза, дыхания клетки и превращения энергии в ней и ряд др. вопросов. В центре внимания Ф.-х. б. находятся вопросы хранения, передачи и реализации наследственной информации в живых организмах, т. е. вопросы молекулярной генетики и механизма биосинтеза белка и нуклеиновых кислот. Наиболее крупными достижениями Ф.-х. б. за последние 10—15 лет явились установление первичной и вторичной структуры молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК) — носителя наследственной информации, расшифровка генетического кода, установление основных этапов биосинтеза белковой молекулы и роли различных компонентов клетки в этом процессе, установление пространств. структуры первых сложных белковых молекул с разрешением 2—4 Å и др. Интенсивно исследуется природа мутаций, как спонтанных, так и вызванных химическими, радиационными и др. воздействиями; механизм процессов дифференциации и специализации клеток, механизмы регуляции и их нарушения, молекулярная природа злокачественного роста и др. проблемы.

Объектами, на к-рых проводятся исследования, являются клетки микроорганизмов, вирусы и бактериофаги, клетки в культуре ткани, бесклеточные системы, в к-рых воспроизводятся нек-рые важные процессы

биосинтеза нуклеиновых кислот и белка; важнейшие биополимеры — белки и нуклеиновые кислоты, их комплексы, их синтетич. модели — полипептиды и полинуклеотиды, а также др. биологически важные простые и полимерные вещества.

Ф.-х. б. пользуется как физич., так и химич., биохимич. и генетич. методами исследования и подходами к решению изучаемых проблем. К числу важнейших экспериментальных методов разделения, очистки и исследования препаратов, используемых Ф.-х. б., относятся седиментация с помощью центрифуг и ультрацентрифуг, спектроскопия, спектрофотометрия и поляриметрия, метод люминесценции, электронная микроскопия, метод радиоактивных индикаторов, ауторадиография, рентгеноструктурный анализ, ядерный магнитный резонанс, электронный парамагнитный резонанс, полярография, электрофорез, противоточное разделение, хроматография (в т. ч. ионообменная) и др.

См. также статьи: *Белки, Нуклеиновые кислоты, Мышечное сокращение, Нервный импульс, Фотосинтез, Зрение, Излучения* (раздел «Биологическое действие излучений»).

Лит.: 1) Бреслер С. Е., Введение в молекулярную биологию, М.—Л., 1963; 2) Живая клетка. [Сб. статей], пер. с англ., под ред. Г. М. Франка, М., 1962; 3) Структура и функция клетки, пер. с англ., под ред. Г. М. Франка, М., 1964; 4) Сетлоу Р. В., Подлард Э., Молекулярная биофизика, пер. с англ., М., 1964; 5) Сэджер Р., Райн Ф., Цитологические и химические основы наследственности, пер. с англ., М., 1964; 6) Иргенсон Б., Природные органические макромолекулы, пер. с англ., М., 1965; 7) Молекулярная биология. Проблемы и перспективы. Сб. статей, под ред. А. Е. Браунштейна [и др.], М., 1964; 8) Стэнли У., Вэлленс Э., Вирусы и природа жизни, пер. с англ., М., 1963; 9) Биосинтез белка и нуклеиновых кислот, под ред. А. С. Спирина, М., 1965 (Основы молекулярной биологии); 10) Стент Г., Молекулярная биология вирусов бактерий, пер. с англ., М., 1965; 11) Горизонты биохимии. Сб. статей, пер. с англ., под ред. Л. А. Тумермана, М., 1964; 12) Нуклеиновые кислоты. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. Н. Беловерского, М., 1965; 13) Косовер Э., Молекулярная биохимия, пер. с англ., М., 1964; 14) Современные проблемы биофизики, пер. с англ., под ред. Г. М. Франка, А. Г. Пасынского, т. 1—2, М., 1961; 15) Ферменты. Сборник, под ред. А. Е. Браунштейна, М., 1964 (Основы молекулярной биологии); 16) Аффинсен К., Молекулярные основы эволюции, пер. с англ., М., 1962; 17) Дубинин Н. П., Молекулярная генетика и действие излучений на наследственность, М., 1963; 18) Нуклеиновые кислоты, пер. с англ., под ред. А. Н. Беловерского, М., 1962; 19) Физико-химические и структурные основы биологических явлений. Сб. работ, М., 1960; 20) Пветков В. Н., Эскин В. Е., Френкель С. Я., Структура макромолекул в растворах, М., 1964; 21) Генетика и селекция микроорганизмов, под ред. С. И. Алиханяна, М., 1964 (Основы молекулярной биологии); 22) Медведев Ж. А., Биосинтез белков и проблемы онтогенеза, М., 1963; 23) Молекулярная генетика. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. Н. Беловерского, т. 1, М., 1964; 24) Общая генетика, под ред. Н. И. Шапиро, М., 1965. Ю. С. Лазуркин.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА решает две основные задачи: 1) выяснение закономерностей и механизма физико-химич. и механич. процессов получения различного рода твердых тел, структурированных дисперсных систем, строительных и конструкционных материалов с заданными механич. свойствами и структурой; 2) установление зависимостей механич. свойств твердых тел и структурированных систем (особенностей протекания в них процессов деформации и разрушения) от совокупности механич. факторов, темп-ры, состава и структуры исследуемого тела и его физико-химич. взаимодействия с окружающей средой.

Решение поставленных задач основывается на достижениях физ. химии *поверхностных явлений, молекулярной физики* твердого тела и *механики*, объединяемых и развиваемых новой областью науки — Ф.-х. м.

Основным направлением решения 1-й задачи Ф.-х. м. является развитие теории *структурообразования* в процессах гидратационного твердения вяжущих ве-

ществ (цементов, извести, гипса), а также в процессах *кристаллизации* твердых тел из расплавов (гл. обр. металлов и сплавов) и образования порошковых (пористых) материалов при прессовании, спекании и кристаллизации из растворов. С развитием этой теории связаны научные основы новой технологии получения быстротвердеющих высокопрочных и долговечных бетонов. Особое значение при этом получают характерные для Ф.-х. м. закономерности совместного влияния добавок поверхностно-активных веществ (ПАВ) и механич. воздействия — вибрационного диспергирования (домол или активация), вибрационного перемешивания и уплотнения бетонных смесей. Развитие теории структурообразования при кристаллизации из расплавов открывает новые возможности управления структурой металлов и сплавов модифицированием расплава поверхностно-активными добавками, созданием высокодисперсных эмульсий одного металла в другом в условиях весьма малого поверхностного натяжения на границах несмешивающихся фаз, а также образованием тонкодисперсных суспензий нерастворимых коллоидных примесей в металлах (окислов, карбидов, силицидов и т. п.). В тех случаях, когда удается создать каркас (ячеистую структуру) из таких примесей внутри металла (но без сплошного обволакивания, «капсулирования» частиц металла), то такой материал оказывается весьма прочным и жаропрочным. Аналогичные методы в производстве стекла приводят к созданию ситаллов (закристаллизованных стекол).

Наряду с получением плотных искусственных твердых тел Ф.-х. м. решает и проблему получения пористых тел с особыми механич., тепловыми и др. свойствами: высокопрочных металлокерамич. изделий, строительных деталей с высокими тепло- и звукоизоляционными свойствами, разного рода адсорбентов и катализаторов. Теория структурообразования в таких материалах, основанная на представлениях о коагуляционных и конденсационно-кристаллизационных процессах, указывает пути решения основных задач оптимальной технологии получения этих материалов и, в частности, достижения наибольшей прочности при наименьшем объеме весе.

Основным направлением решения 2-й задачи Ф.-х. м. является развитие физико-химич. теории прочности твердых тел, к-рая бы учитывала — наряду со структурой, составом, характером напряженного состояния и темп-рой — также и физико-химич. особенности взаимодействия деформируемого твердого тела с окружающей средой. Это взаимодействие, имеющее адсорбционную природу, может в тех случаях, когда в окружающей среде содержатся ПАВ, коренным образом изменить процесс деформации и разрушения твердого тела — резко понизить его прочность и пластичность или, наоборот, повысить их, значительно сместить темп-рный порог хладноломкости, ускорить или затруднить ползучесть и т. д. (см. *Адсорбционный эффект*). Т. о., физико-химич. теория прочности дает возможность найти и обосновать новые методы механич. обработки твердых тел, особенно металлов, разработать комплексные процессы оптимальной механич., физико-химич. и термич. обработки материалов.

Решение основных задач Ф.-х. м. существ. упрощает проблему создания материалов с особыми свойствами для новейшей техники.

Лит.: 1) Ребиндер П. А., Физико-химическая механика, М., 1958; 2) Лихтман В. И., Щукин Е. Д., Ребиндер П. А., Физико-химическая механика металлов, М., 1962; 3) Ребиндер П. А., Новая технология дисперсных материалов, «Вестник АН СССР», 1964, № 8, с. 28. В. И. Лихтман.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ — исследование соотношений между физ. свойствами системы и ее составом (а также др. параметрами состояния,

определяющими равновесие физ.-хим. систем), приводящее к систематике фаз и определению числа и состава образующихся в системе хим. соединений.

На основе эксперимента строится хим. диаграмма состав — свойство (напр., диаграмма фазовых превращений; см. *Состояния диаграмма*). Анализ диаграммы позволяет сделать заключение об изменениях структуры и состава фаз, обуславливающих изменения свойств, даже не выделяя (в отличие от препаративного метода в химии) соединения из смеси, в к-рой оно образуется [1]. В основе такого анализа лежат сформулированные Н. С. Курнаковым понятие хим. индивида (фазы, вообще говоря, переменного состава) и принципы: 1) непрерывности — при непрерывном изменении состава фазы (и др. параметров равновесия) непрерывно меняются ее свойства, 2) сответствия — каждой фазе в системе соответствует определенный геометрич. образ хим. диаграммы.

Если на кривых зависимости свойств от состава присутствует *сингулярная точка*, лежащая в пределах существования фазы, то такой хим. индивид наз. *дальтонидам*. Сингулярная точка лежит при составах, соответствующих определенным соединениям (определенным молекулам), а для кристаллов, не имеющих молекулярной структуры, — при составе, для к-рого в структуре целиком заняты правильные системы точек (различных кратностей), определяющие состав соединения [3]. Дальтонидам образует основу фазы и может давать *твердые растворы* с компонентами или др. соединениями. Положение «сингулярной точки» в т. наз. гилотропной фазе не изменяется при изменении параметров равновесия в пределах, не приводящих к диссоциации вещества или к разупорядочению структуры. Если сингулярные точки лежат вне области составов, ограничивающих существование фазы, то такой индивид наз. *бертоллидам* [4]. Возможен непрерывный переход дальтонидам в бертоллиды при изменении условий равновесия. Понятия дальтонидам и бертоллидам особенно важны в неорганич. химии, где представление о молекулярном строении твердых веществ чаще всего не приложимо, а правила валентности утрачивают универсальность.

Качественное рассмотрение диаграмм фазовых превращений в многокомпонентных системах (на основе методов изображения) позволяет исследовать столь сложные явления, как, напр., кристаллизация магм. Количественное исследование — метрика хим. диаграмм — имеет целью определение зависимости свойств от состава в системе, в к-рой протекают хим. реакции, и отыскание ур-ний, связывающих величину свойства с составом (Н. И. Степанов [5]). Ф.-х. а. применяется при исследованиях металлич. сплавов, растворов и расплавов солей, минералов, полупроводников, соединений редких элементов, карбидов, окислов и др.

Лит.: 1) Курнаков Н. С., Введение в физико-химический анализ, 4 изд., М.—Л., 1940; 2) Аносов В. Я., Погодин С. А., Основы начала физико-химического анализа, М.—Л., 1947; 3) Бокки Г. Б., «Ж. неорг. химии», 1956, т. 1, № 6, с. 1150; 1963, т. 8, № 5, с. 1033; 4) Anderson J. S., Current problems in nonstoichiometry, в кн.: Nonstoichiometric compounds. Advances in chemistry, ser. № 39, Washington, 1963; 5) Степанов Н. И., «Успехи химии», 1936, т. 5, вып. 7—8, с. 971. В. А. Соколов.

ФИЗИОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА — раздел акустики, изучающий устройство и функции звуковоспринимающей и звукоизлучающей систем человека и животных. Используемые методы могут быть как физическими — исследование биомеханики и акустич. свойств наружного, среднего и внутр. уха, а также гортани и ротовой полости, так и физиологическими — речевой отчет о слышимых звуках, выработка условных реакций на звук у человека (см. *Психологическая акустика*) и животных, регистрация биоэлектрических потенциалов.

Исследования слуха по речевому отчету и условным реакциям выявляют интегральные свойства слуховой системы, в то время как регистрация биоэлектрич. потенциалов позволяет исследовать конкретные операции, осуществляемые различными отделами слуховой системы в процессе обнаружения звукового сигнала и при передаче, и переработке содержащейся в нем информации.

Регистрация потенциалов рецепторного аппарата улитки (см. *Ухо*) — суммационного потенциала, дающего огибающую формы звукового сигнала, и микрофонного потенциала, повторяющего форму механич. колебаний базилярной мембраны, позволяют исследовать особенности деятельности улитки и подводющих путей (наружного и среднего уха).

Анализом суммарных электрич. реакций (вызванных потенциалов или первичных ответов) удается проследить поведение совокупности нервных элементов различных областей слуховой системы при изменении параметров акустич. сигнала (интенсивности, спектр. состава, частоты следования и т. д.) в тишине и при наличии помехи. Ограничения в использовании суммарных реакций определяются тем, что последние являются сложной функцией ответов множества одиночных нейронов с различными свойствами, а также тем, что они обычно отражают лишь начальный момент действия звука.

Регистрация электрич. потенциалов одиночных нейронов позволяет исследовать тот же круг вопросов, что и суммарные реакции, обладая по сравнению с ними рядом существенных преимуществ: однотипность реакции (импульсный разряд), и поэтому легкость сопоставления активности в разных отделах; возможность исследования активности при действии длительных звуков. Значит, изменчивость основных характеристик реакции одиночных нейронов на предъявление звука (количества импульсов, величины интервалов между импульсами) определяет необходимость статистич. обработки результатов измерений, осуществляемой в ряде случаев с помощью электронных вычислит. машин.

Выработка условных рефлексов на звук у животных позволяет исследовать абс. пороги слышимости, дифференциальные пороги по частоте, интенсивности, длительности и т. д. Разрушение различных отделов слуховой системы или нарушение связей между ними, сопровождающееся нарушением различения свойств звукового сигнала, позволяет установить роль различных отделов слуховой системы в процессе различения. С помощью измерения акустич. импеданса звукопроводящей системы и исследования динамич. свойств различных элементов среднего и внутреннего уха прослеживаются преобразования акустич. информации на пути от наружного уха к улитке и непосредственно на самой улитке.

Изучение физич. свойств звукоизлучающего аппарата человека (см. *Голос*) и животных вносит существенный вклад в проблему речеобразования (см. *Речь*) и исследования принципов акустич. поведения животных (напр., локацию звуковой летучих мышей и некоторых водных млекопитающих). Наряду с непосредственным анализом слуховой и звукоизлучающей систем в Ф. а. широко применяются методы механического, электрического и математич. моделирования.

Лит.: Теория связи в сенсорных системах, М., 1964; 2) Bekésy G., Experiments in hearing, N. Y., 1960; 3) Lawrence M., Wever E. G., Physiological acoustics, [N. Y.], 1954; 4) Nelson P. G., Egulka S. D., «J. Neurophysiol.», 1963, v. 26, № 6.

Я. А. Альтман, Н. Г. Бибиков.

ФИЗИОЛОГИЧЕСКАЯ ОПТИКА — раздел науки, пограничный между физикой, физиологией и психологией, в к-ром изучается работа зрительного анализатора — от глаза до коры мозга — с целью создания

теории процессов зрения. Методы Ф. о. весьма разнообразны: физические, биохимические, колориметрические, электро- и психофизиологические, моделирование процессов узнавания сложных видимых объектов и др. Результаты Ф. о. широко используются в медицине, физиологии и технике — при разработке многочисленных устройств — от осветительных приборов, очков и световой сигнализации на транспорте до цветного кино и телевидения. См. *Зрение, Цветное зрение.*

ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ (универсальные, или мировые, постоянные) — постоянные величины, являющиеся характеристиками микробъектов или входящие в качестве коэффициентов в математич. выражения фундаментальных физ. законов. Постоянство Ф. к. установлено и подтверждается современными наиболее совершенными и точ-

ными методами измерений. К Ф. к. относятся массы, заряды и др. свойства элементарных частиц, постоянная Планка, гравитационная постоянная, скорость света в пустоте и т. д. Численные значения Ф. к., как правило, зависят от выбора единиц измерений. В свою очередь, если приравнять единице и лишить размерности нек-рые Ф. к., то можно построить т. н. *естественные системы единиц.* В число Ф. к., наряду с независимыми, включаются и такие, к-рые могут быть представлены как комбинация неск. независимых Ф. к. Так, напр., константы в законе смещения Вина и законе излучения Стефана—Больцмана могут быть выражены через постоянную Планка и постоянную Больцмана.

Точное определение значений Ф. к. — весьма важная задача, т. к. этой точностью определяется часто точность физич. эксперимента, от чего может зависеть

Константа	Символ ¹	Значение	Оцениваемые пределы погрешности ²	Единицы	
				в системах МКСА и СИ	в системе СГС
Скорость света в вакууме	<i>c</i>	2,997925	3	$\times 10^8 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$	$\times 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$
Элементарный заряд	<i>e</i>	1,60210	7	10^{-19} ку	$10^{-20} \text{ см}^{1/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{сек}^{-1} *$
Постоянная Авогадро	<i>N_A</i>	6,02252	28	$10^{23} \text{ моль}^{-1}$	$10^{-10} \text{ см}^{3/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{сек}^{-1} **$
Масса покоя электрона	<i>m_e</i>	9,1091	4	10^{-31} кг	10^{-28} г
Масса покоя протона	<i>m_p</i>	1,67257	9	10^{-27} кг	10^{-24} г
Масса покоя нейтрона	<i>m_n</i>	1,67482	8	10^{-27} кг	10^{-24} г
Постоянная Фарадея	<i>F</i>	9,64870	16	$10^4 \text{ ку} \cdot \text{моль}^{-1}$	$10^3 \text{ см}^{1/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{моль}^{-1} *$
Постоянная Планка	<i>h</i>	6,6256	5	$10^{-34} \text{ дж} \cdot \text{сек}$	$10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$
Постоянная тонкой структуры	$\hbar = h/2\pi$	1,05450	7	$10^{-34} \text{ дж} \cdot \text{сек}$	$10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$
Отношение заряда и массы электрона	<i>e/m_e</i>	1,758796	19	10^2	$10^7 \cdot \text{см}^{1/2} \cdot \text{г}^{-1/2} *$
Комптоновская длина волны электрона	<i>λ_C</i>	2,42621	6	10^{-12} м	$10^{17} \text{ см}^{3/2} \cdot \text{г}^{-1/2} \cdot \text{сек}^{-1} **$
Комптоновская длина волны протона	<i>λ_{C, p}</i>	3,86144	9	10^{-13} м	10^{-10} см
Постоянная Ридберга	<i>R_∞</i>	1,0973731	3	10^{17} м^{-1}	10^{-11} см
Радиус Бора	<i>a₀</i>	5,29167	7	10^{-10} м	10^{-13} см
Радиус электрона	<i>r_e</i>	2,81777	11	10^{-15} м	10^{-14} см
Гиромагнитное отношение для протона	<i>γ</i>	2,67519	2	$10^8 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{мл}^{-1}$	$10^4 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{гс}^{-1} *$
Магнетон Бора	<i>μ_B</i>	9,2732	6	$10^7 \text{ гу} \cdot \text{мл}^{-1}$	$10^3 \text{ сек}^{-1} \cdot \text{гс}^{-1} *$
Ядерный магнетон	<i>μ_N</i>	5,0505	4	$10^{-24} \text{ дж} \cdot \text{мл}^{-1}$	$10^{-21} \text{ эрг} \cdot \text{гс}^{-1} *$
Момент протона	<i>μ_p</i>	1,41049	13	$10^{-27} \text{ дж} \cdot \text{мл}^{-1}$	$10^{-24} \text{ эрг} \cdot \text{гс}^{-1} *$
Аномальный момент электрона	$(\mu_e/\mu_B) - 1$	1,159615	15	$10^{-26} \text{ дж} \cdot \text{мл}^{-1}$	$10^{-23} \text{ эрг} \cdot \text{гс}^{-1} *$
Зеемановская константа расщепления	<i>μ_B/hc</i>	4,66858	4	10^{-3}	10^{-8}
Газовая постоянная	<i>R</i>	8,3143	12	$10^1 \text{ м}^{-1} \cdot \text{мл}^{-1}$	$10^{-5} \text{ см}^{-1} \cdot \text{гс}^{-1} *$
Нормальный объем идеального газа	<i>V₀</i>	2,24136	30	$10^0 \text{ дж} \cdot \text{°К}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$	$10^7 \text{ эрг} \cdot \text{°К}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$
Постоянная Больцмана	<i>k</i>	1,38054	18	$10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$	$10^4 \text{ см}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$
Первая постоянная излучения (2πhc ²) в ф-ле Планка	<i>c₁</i>	3,7405	3	$10^{-23} \text{ дж} \cdot \text{°К}^{-1}$	$10^{-16} \text{ эрг} \cdot \text{°К}^{-1}$
Вторая постоянная излучения (ch/h) в ф-ле Планка	<i>c₂</i>	1,43879	19	$10^{-16} \text{ вт} \cdot \text{м}^2$	$10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$
Постоянная закона смещения Вина	<i>b</i>	2,8978	4	$10^{-2} \text{ м} \cdot \text{°К}$	$10^0 \text{ см} \cdot \text{°К}$
Постоянная Стефана — Больцмана	<i>σ</i>	5,6697	29	$10^{-8} \text{ м} \cdot \text{°К}$	$10^{-1} \text{ см} \cdot \text{°К}$
Гравитационная постоянная	<i>G</i>	6,670	15	$10^{-8} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{°К}^{-4}$	$10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{°К}$
				$10^{-11} \text{ н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$	$10^{-8} \text{ дн} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-2}$

¹ Символы рекомендованы Комиссией по символам, единицам и номенклатуре Международного союза чистой и прикладной физики, 1963 г. ² Основаны на трех среднеквадратичных отклонениях и прибавляются к последним цифрам предыдущей колонки. * Электромагнитная система. ** Электростатическая система. *** Унифицированная атомная единица массы (у. а. е. м.) равна 1/12 массы атома С¹².

в свою очередь решение вопроса о справедливости той или иной теории. В связи с этим в ряде стран ведется систематич. работа по уточнению всех важнейших Ф. к. Приводимая табл. дает наиболее точные значения Ф. к. на 1964 г.

Лит.: 1) «Phys. Today», 1964, v. 17, № 2; 2) «УФН», 1964, т. 84, вып. 1.

ФИЗО МЕТОД определения скорости с в е т а основан на амплитудной модуляции светового потока вращающимся зубчатым колесом. В Ф. м. световой поток, преобразованный зубчатым колесом в отдельные световые импульсы, проходит определенное расстояние l и затем, отразившись от зеркала, вновь попадает на зубья колеса. Если число оборотов колеса в 1 сек (ν) таково, что вернувшийся световой сигнал оказывается задержанным зубцом, следующим сразу же за прорезью, через к-рую сигнал первоначально был пропущен, то скорость света $c = 4ln\nu$, где n — число зубьев колеса. Ф. м. позволил впервые определить c в земных условиях [И. Физо (H. L. Fizeau), 1849 г.].

ФИЗО ОПЫТ по определению скорости света в движущихся телах сыграл важную роль при формулировке и проверке осн. ур-ний электродинамики движущихся сред. Ф. о. доказал, что свет частично увлекается движущейся средой, причем коэфф. увлечения $\alpha = 1 - 1/n^2$, где n — показатель преломления среды. Поэтому скорость света u в среде, движущейся со скоростью v относительно лабораторной системы, равна $u = c/n \pm \alpha v$ (c — скорость света в вакууме), где знаки «+» и «-» соответствуют распространению света по и против движения среды.

В Ф. о. луч от источника Q (см. рис.) в полупрозрачной пластинке P разлагается на два: один, отражаясь от зеркал S , проходит через трубки T с текущей водой по направлению движения воды, а другой — против. Оба луча собираются в интерференционном приборе B . Измеряя по смещению интерференционных полос разность времен прохождения лучей, Физо нашел,

что $\alpha = 1 - 1/n^2$. Такое значение α согласуется с ур-ниями Максвелла для движущихся сред и может быть получено из закона преобразования скоростей в относительности теории. Действительно, если $c' = c/n$ — скорость света в покоящейся среде, то при $v \ll c$ скорость света u в движущейся среде равна:

$$u = \frac{c' \pm v}{1 \pm c'v/c^2} \approx \frac{c}{n} \pm \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v.$$

Дисперсия движущейся среды добавляет слагаемое $\mp \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} v$, где λ — длина волны (экспериментально подтверждено П. Зеemanом в 1914 г.).

Согласно электронной теории, эффект обусловлен тем, что индуцированные в среде диполи дают вторичное излучение, к-рое при движении среды увлекается вместе с диполями. Значение α при этом должно определяться отношением поляризационных токов $\partial P/\partial t \sim (\epsilon - 1)E$ к токам смещения $\partial D/\partial t \sim \epsilon E$, т. е. $\alpha \sim \frac{\partial P}{\partial t} / \frac{\partial D}{\partial t} \sim \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} = 1 - \frac{1}{n^2}$ (т. к. $\epsilon = n^2$).

Лит.: Веккер Р., Электронная теория, пер. с нем., Л.—М., 1936. С. Н. Столяров.

ФИКСИРОВАНИЕ — закрепление фотографич. изображения, получаемого на галоидосеребряных светочувствительных слоях; заключается в удалении из этих слоев после проявления галоидного серебра путем его растворения. Наибольшее применение для растворения галоидного серебра при Ф. получил тиосульфат натрия (гипосульфит). Скорость Ф. зависит от размеров эмульсионных микрокристаллов, природы

и концентрации применяемого растворителя галоидного серебра, темп-ры, степени истощенности фиксажа и перемешивания.

Ф. рекомендуется осуществлять в кислой среде (серная или уксусная кислоты) в присутствии сульфата натрия (для предупреждения образования желтого окрашивания фотографич. слоев, вызываемого образованием продуктов окисления проявляющих веществ, заносимых в фиксаж) и веществ, задуливающих желатину, — алюминиевых или хромовых квасцов.

В ряде случаев скоростной обработки вместо Ф. применяют более кратковременную операцию — т. н. с т а б и л и з а ц и ю, к-рая может быть осуществлена быстрой сушкой слоев после проявления; нейтрализацией кислотой щелочного проявителя, содержащегося в слое; обработкой раствором КJ; весьма кратковременной обработкой кислым фиксажем. Такая стабилизация дает возможность рассмотреть фотографич. изображение, а затем, в случае необходимости его сохранения, отфиксировать и промыть. Более продолжительный срок хранения негативов обеспечивает стабилизация тиомочевинной в кислой среде.

Получили распространение комбинированные способы одновременного проявления и фиксирования. Напр., однованная обработка весьма энергичными проявляющими веществами, позволяющими избежать понижения светочувствительности и предупредить образование вуали. Аналогичная обработка используется в контактно-диффузионных фотографич. процессах: к экспонированному фотографич. слою прижимают слой, пропитанный однованым обрабатывающим раствором, после устранения прижима отработанный раствор из фотографич. слоя втягивается обратно в слой обрабатывающей ленты; в результате получается готовое отфиксированное изображение.

Лит.: 1) Н е б л и т К. Б., Фотография, ее материалы и процессы, пер. с англ., М., 1958, с. 318—26; 2) Современное развитие фотографических процессов, под общ. ред. Н. И. Кириллова, М., 1960, с. 57—60, с. 43—46; 3) С и н ц о в В. Н., «Ж. научной и прикл. фотографии и кинематографии», 1964, т. 9, № 3, с. 231; 4) Петров Б. И., «Оптико-механическая пром-сть», 1962, № 1, с. 4. В. А. Вейденбах.

ФИЛЬТР АКУСТИЧЕСКИЙ — устройство, являющееся акустич. аналогом *фильтра электрического* и служащее для выделения полосы частот из сложного звука. Простейший Ф. а. — резонатор Гельмгольца (см. *Резонатор акустический*). Теория Ф. а. разработана методом электромеханич. аналогий на основе теории электрич. фильтров с применением уже установленных для последних классификации и терминологии. Ф. а., пропускающие все частоты от нулевой до нек-рой заданной, наз. низкочастотными; высокочастотные Ф. а. пропускают все частоты выше заданной и не пропускают низких частот. Ф. а., пропускающие более или менее узкий диапазон частот между двумя заданными частотами, наз. полосными.

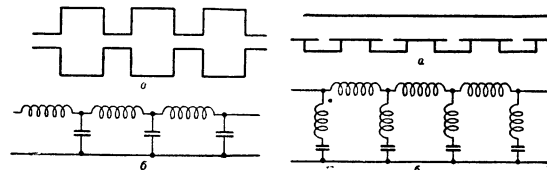


Рис. 1.

Рис. 2.

Низкочастотный Ф. а. (рис. 1, а) есть совокупность одинаковых полостей, соединенных узкими трубками (электрич. аналог — рис. 1, б). В первом приближении можно считать, что вся кинетич. энергия системы сосредоточена в воздухе, движущемся в трубках, а потенциальная — связана с упругой деформацией воздуха в полостях. Верхняя граница полосы пропу-

скания этого Ф. а.: $f_{гр} = (c/\pi)\sqrt{S/lV}$, где S и l — площадь поперечного сечения и длина трубки, V — объем полости, c — скорость звука в воздухе. На практике низкочастотный Ф. а. часто выполняется в виде узкой трубы (рис. 2, а), имеющей акустич. резонаторы на стенках, размеры к-рых малы по сравнению с длиной волны звука. В этом случае можно считать, что воздух в трубе несжимаем, а каждый резонатор представляет колебат. систему с одной степенью свободы (электрич. аналог на рис. 2, б).

Высокочастотный Ф. а. (рис. 3, а) состоит из узкой трубы с просверленными в ней на одинаковых расстояниях отверстиями (электрич. аналог — рис. 3, б). В этой системе кинетич. энергия сосредоточена в воздухе, движущемся вблизи отверстий, а потенциальная связана с воздухом в трубе. Под действием низкочастотных составляющих поля воздух в отверстиях интенсивно колеблется,

поэтому для этих составляющих в системе происходит «короткое замыкание». На высоких частотах воздух в отверстиях не успевает колебаться, поэтому высокочастотные составляющие свободно проходят по трубе. Комбинацией низкочастотного и высокочастотного Ф. а. можно получить полосной Ф. а. (рис. 4), полоса пропускания к-рого определяется размерами отверстий и резонаторов.

Ф. а. широко применяются в технике для снижения шума, создаваемого потоком отработанных газов в реактивных двигателях и в двигателях внутреннего сгорания (автомобильный глушитель — пример Ф. а.). В архитектурной акустике они используются для уменьшения передачи шума по вентиляционным каналам и трубам. В этом случае Ф. а. часто применяются в сочетании с облицовкой воздушных каналов и труб звукопоглощающими материалами.

Основным свойством Ф. а. — способностью выделять полюсу частот из сложного звука — обладают плоскопараллельные пластинки; они наз. интерференционными Ф. а. Через такую пластинку проходят без ослабления лишь нек-рые гармоники, составляющие падающего на нее звукового поля, удовлетворяющие определенным соотношениям; напр., при норм. падении без ослабления проходит те гармоники, для к-рых по толщине пластинки укладывается целое число полуволн. Интерференционные Ф. а. применяются для выделения звуковых волн, распространяющихся по определенному направлению. Напр., полуволновая пластинка в гармонич. звуковом поле выделит составляющую этого поля, распространяющуюся в нормальном к пластинке направлении.

Лит.: 1) Stewart G. W., Lindsay R. B., Acoustics, N. Y., 1930; 2) Handbook of noise control, ed. C. M. Harris, N. Y., 1957; 3) Ржевский С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; 4) Тартаковский Б. Д., Ультразвуковые интерференционные фильтры с изменяемыми частотами пропускания, «Акуст. ж.», 1957, т. 3, № 2, с. 183—91.
А. Д. Лапин.

ФИЛЬТР ВОЛНОВОДНЫЙ — устройство в волноводе, к-рое из всей совокупности распространяющихся в нем волн пропускает либо волны с определенной структурой электромагнитного поля (Ф. в. типов в о л н), либо в определенном диапазоне частот (ч а с т о т н ы е Ф. в.). Действие Ф. в. первого типа основано на том, что проводящие поверхности, расположенные в волноводе, хорошо отражают волны, электрические силовые линии к-рых лежат на этих поверхностях, и почти прозрачны для волн, если их силовые линии пересекают поверхности под достаточно

большим углом. Ф. в. типов волн применяются во вращающихся сочленениях волноводов, дальних линиях связи и др. случаях, когда нормальная работа СВЧ-устройств возможна лишь при определенной структуре электромагнитного поля волн.

Частотные Ф. в. применяются в диапазоне СВЧ в системах *многоканальной радиосвязи*, в *радиолокации*, в устройствах, где с одной антенной должны работать неск. передатчиков или приемников и т. п. Ф. в. нижних частот с *полосой пропускания* $0 < \omega < \omega_0$ (см. *Фильтр электрический*) сконструировать принципиально невозможно, т. к. сигналы с частотой ω ниже критической $\omega_{кр}$ быстро затухают в волноводе. Этим свойством волноводов пользуются при конструировании Ф. в. в е р х н и х ч а с т о т ($\omega > \omega_0$), к-рые обычно представляют собой секцию волноводной линии передачи с повышенной критич. частотой (рис. 1).

Полосовые Ф. в. основаны на том, что входное сопротивление короткого отрезка волновода может иметь как индуктивный, так и емкостный характер в зависимости от соотношения сопротивления нагрузки этого отрезка и его *волнового сопротивления*. Т. о., из отрезков волноводов можно составить систему, к-рая для $\omega > \omega_{кр}$ математически аналогична фильтру низких частот. В действительности такая система будет полосовым фильтром с полосой пропускания от $\omega_{кр}$ до частот среза синтезированного аналога фильтра низких частот.

Такие Ф. в. практически неосуществимы для узких полос пропускания ($\Delta\omega/\omega < 10\%$). Узкополосными Ф. в. являются резонансные неоднородности в волноводе (рис. 2) — резонансные диафрагмы или *объемные резонаторы*, образованные двумя диафрагмами, расположенными на нек-ром расстоянии друг от друга. В узкополосных заграждающих Ф. в. применяются резонансные штыри.

Лит.: 1) Техника сверхвысоких частот, пер. с англ., под ред. Я. Н. Фельда, т. 1, М., 1952; 2) Линии передачи сантиметровых волн, пер. с англ., под ред. Г. А. Ремеза, ч. 2, 2 изд., М., 1951; 3) Саусорт Дж. К., Принципы и применения волноводной передачи, пер. с англ., М., 1955; 4) Введенский В. А., Аренберг А. Г., Радиоволноводы, ч. 1, М.—Л., 1946.
А. А. Белов.

ФИЛЬТР ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — пассивная цепь передачи электрич. энергии (электрич. сигналов), пропускающая токи в определенной области частот ω и препятствующая их прохождению вне ее. В электро-

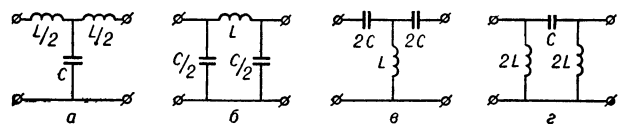


Рис. 1. Типичные схемы электрич. фильтров: а — Т-образный и б — П-образный фильтры нижних частот; в и г — фильтры верхних частот.

технике и радиотехнике Ф. э. представляет собой линейный пассивный *четырёхполюсник*, составленный из активных сопротивлений R , конденсаторов C и катушек индуктивности L (рис. 1). Фильтрующие

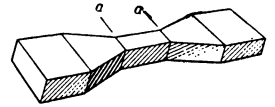


Рис. 1. Фильтр высоких частот, выполненный из волновода прямоугольного сечения. Отрезок а — а для волны TE_{10} обладает повышенной критич. частотой. Для согласования входного и выходного волноводов с секцией фильтра применяются конусные переходы.

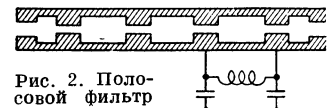


Рис. 2. Полосовой Ф. в. из отрезков волноводов и приближенная эквивалентная схема одного его звена для $\omega > \omega_{кр}$.

свойства цепи определяются частотной характеристикой этого четырехполюсника: в нек-рой полосе частот (полоса пропускания или прозрачности) электрич. колебания передаются с входа на выход практически без затухания, вне этой полосы они сильно затухают.

Ф. э. делятся на фильтры нижних частот (полоса $0 \leq \omega \leq \omega_0$, рис. 1, а, б), фильтры верхних частот ($\omega \geq \omega_0$, рис. 1, в, г), полосовые фильтры ($\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$) и режекторные (полоса не пропускаения $\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$).

Частотные свойства Ф. э. удобно анализировать, пользуясь теорией линейных пассивных четырехполюсников. Они характеризуются частотной зависимостью коэфф. передачи сигнала $K = \dot{U}_{\text{вых}}/\dot{U}_{\text{вх}}$, а также входного $\dot{Z}_{\text{вх}}$ и выходного $\dot{Z}_{\text{вых}}$ сопротивлений.

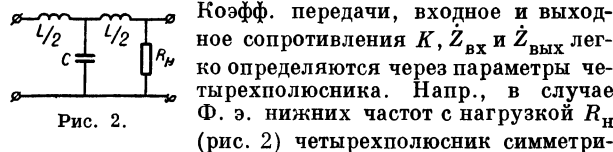


Рис. 2.

Коэфф. передачи, входное и выходное сопротивления K , $\dot{Z}_{\text{вх}}$ и $\dot{Z}_{\text{вых}}$ легко определяются через параметры четырехполюсника. Напр., в случае Ф. э. нижних частот с нагрузкой R_H (рис. 2) четырехполюсник симметричен и комплексные коэфф. передачи по напряжению и входное сопротивление $Z_{\text{вх}}$ (см. *Комплексных амплитуд метод*) выражаются ф-лами:

$$\begin{aligned} \dot{K} &= R_H / (R_H \operatorname{ch} \dot{g} + \dot{Z}^* \operatorname{sh} \dot{g}); \\ \dot{Z}_{\text{вх}} &= \dot{Z}^* \frac{R_H \operatorname{ch} \dot{g} + \dot{Z}^* \operatorname{sh} \dot{g}}{R_H \operatorname{sh} \dot{g} + \dot{Z}^* \operatorname{ch} \dot{g}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\dot{g} = a + ib$ — постоянная передачи четырехполюсника, \dot{Z}^* — его характеристическое сопротивление. Если сопротивлением нагрузки служит \dot{Z}^* , то (1) имеет вид:

$$\dot{K} = \exp(-\dot{g}); \quad \dot{Z}_{\text{вх}} = \dot{Z}^*, \quad (2)$$

причем \dot{g} и \dot{Z}^* однозначно выражаются через параметры A_{mn} , связывающие комплексные амплитуды токов и напряжений на выходе и входе четырехполюсника:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{\text{вх}} &= \dot{A}_{11} \dot{U}_{\text{вых}} + \dot{A}_{12} \dot{I}_{\text{вых}}, & \dot{I}_{\text{вх}} &= \dot{A}_{21} \dot{U}_{\text{вых}} + \dot{A}_{22} \dot{I}_{\text{вых}} \\ \dot{A}_{11} &= \dot{A}_{22} = \operatorname{ch} \dot{g}, & \dot{A}_{12} &= \dot{Z}^* \operatorname{sh} \dot{g}, & \dot{A}_{21} &= \operatorname{sh} \dot{g} / \dot{Z}^*. \end{aligned} \quad (3)$$

A_{mn} зависят от конструкции и параметров Ф. э., напр. для фильтра нижних частот (рис. 1, а):

$$\begin{aligned} \dot{A}_{11} &= \dot{A}_{22} = 1 - 2(\omega/\omega_0)^2; & \dot{A}_{21} &= i\omega L [1 - (\omega/\omega_0)^2], \\ \dot{A}_{12} &= \dot{Z}^* \operatorname{sh} \dot{g}, & \dot{A}_{22} &= i\omega C, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\omega_0 = 2/\sqrt{LC}$ — граничная частота. В этом случае:

$$\dot{Z}^* = \sqrt{L/C} \sqrt{1 - (\omega/\omega_0)^2}; \quad \operatorname{sh} \dot{g}/2 = i\omega/\omega_0. \quad (5)$$

Т. к. $\dot{g} = a + ib$ из (5) следует, что в интервале $0 \leq \omega \leq \omega_0$, $a = 0$, $b = 2 \operatorname{arcsin}(\omega/\omega_0)$, а в области $\omega > \omega_0$, $a = 2 \operatorname{arcsch}(\omega/\omega_0)$, $b = \pi$. Т. о., рассматриваемый Ф. э., на выходе к-рого включено характеристическое сопротивление при $0 \leq \omega \leq \omega_0$, не имеет затухания; вне этой полосы частоты сильно затухают: $|\dot{K}| = \exp[-2 \operatorname{arsh}(\omega/\omega_0)]$. В полосе прозрачности Ф. э. $R_{\text{вх}}$ имеет характер активного сопротивления, вне полосы становится реактивным; при $\omega \gg \omega_0$ имеем: $\dot{Z}_{\text{вх}} \approx i\omega L/2$, что очевидно из качеств. соображений. На рис. 3 дана амплитудно-частотная характеристика рассматриваемого Ф. э. На практике сопротивлением R_H служит активное сопротивление $R_H = \sqrt{L/C}$ и амплитудно-частотная характеристика Ф. э.:

$$|\dot{K}| = 1/\sqrt{1 - 4(\omega/\omega_0)^2 + 4(\omega/\omega_0)^4}$$

имеет нек-рую неравномерность в полосе прозрачности.

Частотные свойства др. Ф. э. исследуются аналогично. Для фильтра верхних частот (рис. 1, в) при $\omega \geq \omega_0 = 1/2\sqrt{LC}$, $|\dot{K}| = 1$, а в остальном диапазоне $0 \leq \omega \leq \omega_0$, $|\dot{K}| = \exp[-2 \operatorname{arsh}(\omega/\omega_0)]$, т. е. Ф. э. не вносит затухания в полосе $\omega \geq \omega_0$, зато в интервале $0 \leq \omega \leq \omega_0$ вносимое им затухание велико (рис. 4).

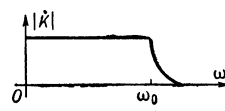


Рис. 3. Частотная зависимость коэфф. передачи для фильтра нижних частот.

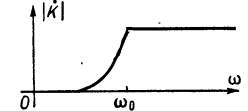


Рис. 4. Частотная зависимость коэфф. передачи для фильтра верхних частот.

Ф. э. широко применяются в электротехнике и радиотехнике. Так, в силовых выпрямителях электрического тока применяется фильтр нижних частот, пропускающий только постоянную составляющую выпрямленного тока и задерживающий все его переменные составляющие; в радиоприемных устройствах систем многоканальной телефонной связи, когда по одной паре проводов передается одновременно неск. сообщений с помощью модулированных колебаний с разными несущими частотами, для разделения каналов связи применяют полосовые и режекторные Ф. э.; полосовые Ф. э. применяются в супергетеродинном радиоприемнике, где усиление сигнала происходит на

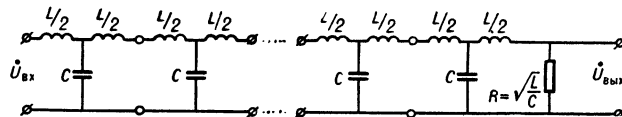


Рис. 5. Линия задержки.

промежуточной частоте и т. д. Согласованная цепочка из N звеньев Ф. э. нижних частот (рис. 5) широко применяется как искусственная линия задержки сигналов, т. к. в диапазоне частот $0 < \omega \leq \omega_0 = 2/\sqrt{LC}$ коэфф. передачи цепной схемы: $K \approx \exp[i2N\omega/\omega_0]$, т. е. $|\dot{K}| \approx 1$, $-\arg \dot{K} \approx 1 N\sqrt{LC}\omega$ и время задержки сигнала равно $N\sqrt{LC}$.

Лит.: 1) Крылов Н. Н., Теоретические основы радиотехники, М.—Л., 1953; 2) Коссе в И. А., Основы теории электрической связи, М., 1954. Ю. М. Азын.

ФИЛЬТРАЦИЯ — движение жидкости или газа сквозь пористую среду. Примеры Ф.: движение воды, нефти, природного газа в естественных пластах грунта под поверхностью Земли, просачивание воды сквозь грунт основания плотин и т. д. Расход фильтрующей жидкости и газа (фильтрационный расход) обычно определяется зависимостью: $Q = k\omega I = k\omega h_w/L$, а скорость Ф. — законом Дарси: $W = kI$, где k — эмпирич. коэфф. Ф., ω — полная площадь поперечного сечения фильтрационного потока (не только сечения пор, но и твердых частиц), h_w — напор, теряемый по длине пути Ф. L , I — гидравлич. уклон. Скорость Ф. меньше действит. средней скорости жидкости или газа в порах, т. к. движение происходит только через ту часть площади сечения ω , к-рая занята порами. Закон Дарси справедлив при ламинарном течении в порах фильтрующей среды, что большей частью и имеет место в действительности (песчаные, глинистые и т. п. грунты, бетон). При Ф. в крупнозернистых материалах, напр. в каменной наброске, где имеет место турбулентное течение, скорость Ф. определяется др. зависимостями, напр.: $W = k'I^m$, где k' и m — фильтрационные характеристики грунта, при-

чем первая аналогична коэфф. Ф., а вторая меняется от 1 до $1/2$.

Лит.: 1) Аравин В. И., Нумеров С. Н., Теория движения жидкостей и газов в недеформируемой пористой среде, М., 1953; 2) Полубарина-Кочина П. Я., Теория движения грунтовых вод, М., 1952; 3) Щелкачев В. Н., Лапук Б. Б., Подземная гидравлика, М.—Л., 1949.

ФЛИКЕР-ЭФФЕКТ — флуктуации эмиссионной способности накаливаемого катода, возникающие вследствие испарения атомов вещества катода, диффузии их к поверхности, появления на поверхности катода атомов постороннего вещества и т. д. См. *Флуктуации электрические*.

ФЛИНТ — оптич. стекло, содержащее окись свинца (до 80%) и обладающее благодаря этому большим, чем др. сорта стекл (напр., кроны), показателем преломления (n_D от 1,54 до 2,00 и выше) и большей дисперсией ($n_C - n_F$ от 0,01145 до 0,05718). Ф. разделяют на легкие, средние, тяжелые и сверхтяжелые. Тяжелые Ф. благодаря большой дисперсии применяют для изготовления спектральных призм, сложных объективов и деталей оптич. приборов. Имеются также баритовые Ф. (с низкой дисперсией), сурьмяные и титановые Ф., не содержащие окиси свинца. См. также *Стекло оптическое*.

ФЛОГОПИТ — минерал; имеет химический состав $KMg_3[AlSi_3O_{10}][F,OH]_2$; относится к группе *слод.*

ФЛОКУЛЫ (хромосферные факелы) — яркие образования в активных областях Солнца, видимые в свете ядер нек-рых сильных спектр. линий, особенно в H_α и в линиях H и K Call. Ф. являются продолжением фотосферных факелов в хромосфере. Физич. условия в них быстро меняются с высотой, о чем можно судить по различному виду Ф. в линиях, ядра к-рых образуются на разных высотах в хромосфере. Видимость Ф. мало меняется при перемещении по диску Солнца. Ф. являются наиболее долгоживущими образованиями в активной группе. Их время жизни иногда достигает 200—300 дней. Размер Ф. зависит от того, в какой линии ведутся наблюдения. Разность температур Ф. и фотосферы составляет $200 \div 1000^\circ$ по определениям для разных линий. Напряженность магнитных полей Ф. ок. 50 э. Данные о наблюдениях Ф. публикуются ежемесячно в бюллетене «Солнечные данные».

ФЛУКТУАЦИИ — случайные отклонения наблюдаемых значений физич. величин от их средних значений. Для макроскопич. систем наблюдаемые значения физич. величин с очень большой точностью совпадают с их статистич. средними, а сколько-нибудь значительные Ф. встречаются редко. Так, средний квадрат Ф. аддитивной величины f пропорционален числу частиц N в системе: $(\Delta f)^2 = (f - \bar{f})^2 \sim N$, и, следовательно, относительная Ф. (отношение среднеквадратичной Ф. к средней величине) обратно пропорциональна \sqrt{N} , т. е. $\sqrt{(\Delta f)^2}/\bar{f} \sim 1/\sqrt{N}$. Этот результат является следствием статистич. независимости отдельных макроскопически малых частей системы.

Исследование вопроса о Ф. имеет принципиальное значение, так как позволяет установить границы применимости термодинамич. понятий и закономерностей. Но изучение Ф. представляет и непосредственный интерес, поскольку Ф. являются существенной чертой многих физич. явлений. Напр., с точки зрения термодинамики импульс макроскопич. тела, находящегося в среде с темп-рой T , в состоянии равновесия равен нулю. Статистич. же физика, в соответствии с законом равнораспределения энергии по степеням свободы, приводит к утверждению, что средняя кинетич. энергия такого тела должна быть равна $(3/2) T$ (темп-ра здесь и дальше выражается в энергетич. еди-

ницах). Т. о., средний квадрат каждой декартовой компоненты скорости тела равен $(\Delta v_x)^2 = T/M$ (M — масса тела). Это объясняет Броуновское движение взвешенных частиц, к-рое исторически послужило одним из первых объектов для изучения Ф.

Имеются два основных источника Ф.: а) Ф. классич. физич. величин связаны с конечностью числа частиц в системе; б) у квантовых величин Ф. связаны с соотношениями неопределенностей. Критерием классичности Ф., вытекающим из соотношения неопределенностей, является неравенство $\hbar/\tau T \ll 1$, где τ — время, характеризующее скорость изменения величины около среднего значения, T — темп-ра, \hbar — квант действия.

Ф. термодинамич. величин. Распределение Гиббса дает возможность найти, наряду со средними значениями физич. величин, также и их Ф. в состоянии термодинамич. равновесия. Ф. энергии E системы, находящейся в фиксированном объеме в термостате, можно получить из Гиббса распределения канонического:

$$\begin{aligned} \overline{(\Delta E)^2} &= (1/Z) \sum_n (E_n - \bar{E})^2 \exp(-\beta E_n) \equiv \\ &\equiv \partial^2 (\ln Z) / \partial \beta^2 = -(\partial E / \partial \beta)_V = T^2 C_V, \end{aligned} \quad (1)$$

где $Z = \sum_n \exp(-\beta E_n)$, $\beta = 1/T$, C_V — теплоемкость при постоянном объеме, n — номер квантового состояния. В частности, для одноатомного идеального газа $(\Delta E)^2 = (3/2) NT^2$. Средние значения более высоких степеней Ф. также выражаются через производные от $\ln Z$ по T . Напр., $(\Delta E)^3 = -\partial^3 (\ln Z) / \partial \beta^3 \sim N$. Отсюда следует, что

$$[\overline{(\Delta E)^3}]^{1/3} / [\overline{(\Delta E)^2}]^{1/2} \sim 1/N^{1/6}. \quad (2)$$

Ф. числа частиц N , находящихся в нек-ром мысленно выделенном объеме V , могут быть вычислены посредством Гиббса распределения большого канонического: $(\Delta N)^2 = -T (\partial^2 \Omega / \partial \mu^2)_T = T (\partial \bar{N} / \partial \mu)_T$, где μ — химич. потенциал, $\Omega = -T \ln Z$ (в данном случае Z — статистич. сумма большого канонич. ансамбля). Используя соотношения между производными термодинамич. величин (см. *Потенциалы термодинамические*), эту ф-лу можно преобразовать к виду

$$\overline{(\Delta N)^2} = -(TN^2/V^2)(\partial V / \partial p)_T. \quad (3)$$

В случае идеального газа $(\Delta N)^2 = \bar{N}$. Приведем здесь еще ф-лы, определяющие Ф. чисел заполнения в идеальных Ферми-газе и Бозе-газе:

$$(\Delta n_p)^2 = \bar{n}_p (1 \mp \bar{n}_p); \quad \bar{n}_p = \{\exp[(\epsilon_p - \mu)/T] \pm 1\}^{-1}.$$

Здесь верхний знак относится к Ферми-газу, а нижний к Бозе-газу. В случае Бозе-газа выражение для n_p справедливо только для темп-ры выше темп-ры рождения T_0 . При $T < T_0$ в состоянии с $p = 0$ будет находиться макроскопически большое число частиц n_0 , пропорциональное полному числу частиц N . Поэтому $(\Delta n_0)^2 \approx n_0^2$; это означает, по существу, что Ф. обращается в бесконечность. Конечная величина Ф. получается, если учесть взаимодействие между частицами.

Приведенные ф-лы для Ф. энергии и числа частиц следуют из точных квантовых статистич. распределений и поэтому справедливы независимо от природы и масштаба Ф. Для нахождения малых Ф. величин, поведение к-рых классично, может быть применен термодинамич. подход, разработанный А. Эйнштейном. Если неполное равновесие термодинамич. системы характеризуется определенным значением нек-рой физич. величины, отличающимся от равновесного значения, то плотность вероятности обнаружить от-

клонение этой величины от среднего, равное x , определяется формулой

$$W(x) = A \exp S(x), \quad (4)$$

где $S(x)$ — энтропия как ф-ция точного значения данной величины. (О понятии энтропии для неравновесных состояний см. *Энтропия*). Для малых значений x $S(x) = S_0 - \gamma x^2/2$, что приводит к распределению Гаусса для величины x :

$$W(x) dx = (1/\sqrt{2\pi x^2}) \exp(-x^2/2x^2) dx, \quad (5)$$

где $\gamma = 1/x^2$.

Если состояние неполного равновесия характеризуется несколькими величинами x_i ($i = 1, 2, \dots, n$), то $S(x_1, \dots, x_n) = S_0 - \sum \gamma_{ik} x_i x_k$, и соответствующее распределение Гаусса имеет вид

$$W(x_1, \dots, x_n) = (V \sqrt{\gamma}/(2\pi)^{n/2}) \exp[-1/2 \sum \gamma_{ik} x_i x_k]. \quad (5a)$$

Здесь γ — определитель, составленный из γ_{ik} , причем оказывается, что $\gamma_{ik} = \bar{X}_i \bar{X}_k$, $X_i = \partial S / \partial x_i = \sum_k \gamma_{ik} x_k$. Нетрудно проверить, что имеет место

следующее свойство: $\bar{x}_i \bar{X}_k = \delta_{ik}$ ($\delta_{ik} = 1$ для $i = k$, $\delta_{ik} = 0$ для $i \neq k$); оно означает, что малые Φ , \bar{x} и \bar{X} с разными индексами статистически независимы.

Особенно интересен случай, когда флуктуирующими величинами являются основные термодинамич. переменные: давление p , объем V , темп-ра T и энтропия S , характеризующие состояние малой части большой изолированной системы. При этом предполагается, что малая подсистема находится в состоянии внутреннего равновесия, но может испытывать отклонения от равновесия по отношению к системе в целом. Энтропия всей системы при таких отклонениях изменяется на величину $\Delta S = -\Delta A/T$, где ΔA — работа, необходимая для обратимого перевода подсистемы в состояние, характеризуемое отклонениями ΔE , ΔS , ΔV , Δp соответствующих величин от равновесных значений: $\Delta A = \Delta E - T\Delta S + p\Delta V$. В соответствии с (4), вероятность такого отклонения

$$W \sim \exp[-(\Delta E - T\Delta S + p\Delta V)/T]$$

и в случае малых отклонений

$$W \sim \exp[(\Delta p\Delta V - \Delta T\Delta S)/T]. \quad (6)$$

Если независимыми переменными являются T и V , то

$$W \sim \exp\{-(C_V/2T^2)(\Delta T)^2 + (1/2T)(\partial p/\partial V)_T(\Delta V)^2\}$$

(индекс при производной означает, что производная берется при сохранении величин, обозначенных данным индексом).

Сравнение с распределением (5a) приводит к след. ф-лам:

$$\overline{(\Delta T)^2} = T^2/C_V; \quad \overline{(\Delta V)^2} = -T(\partial V/\partial p)_T;$$

$$\overline{\Delta T \Delta V} = 0; \quad \overline{\Delta T \Delta p} = (T^2/C_V)(\partial p/\partial T)_V; \quad \overline{\Delta V \Delta p} = -T.$$

С помощью термодинамич. тождества отсюда можно получить, что

$$\overline{(\Delta E)^2} = -[T(\partial p/\partial T)_T - p]^2 T(\partial V/\partial p)_T + C_V T^2;$$

(1) относится к случаю фиксированного объема. Для независимых переменных p и S $\overline{(\Delta S)^2} = C_p$; $\overline{(\Delta p)^2} = -T(\partial p/\partial V)_S$; $\overline{\Delta S \Delta p} = 0$; отсюда следует, что

$$W \sim \exp\{(1/2T)(\partial V/\partial p)_S(\Delta p)^2 - (1/2C_p)(\Delta S)^2\}$$

и средний квадрат Φ . тепловой ф-ции (энтальпии) равен:

$$\overline{(\Delta W)^2} = -TV^2(\partial p/\partial V)_S + C_p T^2.$$

Из приведенных ф-л следует, что: 1) Φ . термодинамич.

величин выражаются через равновесные значения этих величин и их производных; 2) в соответствии с приведенными в начале статьи соображениями средний квадрат Φ . аддитивных величин пропорционален числу частиц, а в случае неаддитивных величин (T, p) обратно пропорционален числу частиц в системе. $(\Delta E)^2$ обращается в нуль при $T \rightarrow 0$. В то же время относительная Φ . $[(\Delta E)^2/E^2]^{1/2}$ может возрастать при понижении темп-ры. Напр., для кристаллич. решетки при $T \ll \theta$ (θ — темп-ра Дебая) относительная Φ . энергия $\sim N^{-1/2}(\theta/T)^{3/2}$.

Φ . и второе начало термодинамики. Вопрос о Φ . термодинамич. величин имеет большое значение для выяснения статистич. природы 2-го начала. Тот факт, что система, испытав Φ ., может перейти из равновесного состояния в состояние с меньшей энтропией, показывает, что закон возрастания энтропии выполняется только в среднем, если наблюдение за системой производится в течение достаточно большого промежутка времени. Анализ позволяет утверждать, что невозможно построить вечный двигатель второго рода, который использовал бы уменьшение энтропии при Φ .: средняя за большое время работа, производимая любым механизмом подобного рода, равна нулю. К этому вопросу примыкает и проблема происхождения статистич. необратимости. Существует определенное «время возвращения», по истечении к-рого изолированная система обязательно испытает Φ ., к-рая приведет ее в исходное неравновесное состояние. С этой точки зрения о необратимости можно говорить только по отношению ко времени, гораздо меньшему «времени возвращения». В действительности, однако, это время настолько велико для любой макроскопич. системы, что последнюю уже нельзя считать в течение всего этого времени изолированной. В этом смысле понятие необратимости приобретает абсолютный характер.

Φ . в критической точке и пространственная корреляция Φ . В критической точке (см. *Критическое состояние*) сжимаемость $(\partial V/\partial p)_T$ и C_p обращаются в бесконечность. Ф-лы (7) приводят в этом случае к бесконечным значениям Φ . плотности и энтропии. Для вычисления Φ . плотности следует в разложении свободной энергии (или энтропии) учесть производные плотности по координатам [1-3]: $\Delta F = (a/2)(n - \bar{n})^2 + (b/2)(\nabla n)^2$, где $a = 1/n(\partial p/\partial n)_T$ обращается в нуль в критич. точке, а b остается конечным. Из-за наличия пространственных производных в выражении для ΔF Φ . плотности в различных точках r и r' перестают быть статистически независимыми, то есть

$[n(r) - \bar{n}][n(r') - \bar{n}] \neq 0$. В качестве меры корреляции Φ . плотности вводится функция корреляции $v(r)$:

$$v(r) = [n(r) - \bar{n}][n(r') - \bar{n}] = \bar{n}[\delta(r - r') + v(r - r')]. \quad (7)$$

В то же время компоненты Фурье Φ . плотности $n_k = (1/V) \int (n - \bar{n}) \exp(-ikr) dV$ являются статистически независимыми величинами для различных значений k . Из общей ф-лы для вероятности Φ . $W \sim \exp(-\Delta F/T)$ и из приведенного выражения для ΔF можно получить распределение Гаусса для n_k , из к-рого следует, что

$$\overline{(n_k)^2} = T/V(a + bk^2). \quad (8)$$

Используя связь между $v(r)$ и $\overline{(n_k)^2}$, к-рая прямо следует из определения $v(r)$, нетрудно найти, что

$$v(r) = (T/4\pi\bar{n}b)(1/r) \exp[-(a/b)^{1/2}r].$$

Т. о., вне критич. точки $v(r)$ спадает экспоненциально с увеличением расстояния между точками, и при $r \gg (b/a)^{1/2}$ Φ . плотности являются статистич. независимыми. В критич. точке $a = 0$, т. е. возникает корреляция Φ . на больших расстояниях. Это явление характерно и для точек фазовых переходов 2-го рода. Экспериментальное изучение Φ . плотности и их корреляций возможно, напр., путем наблюдения рэлеевского рассеяния света.

Корреляция Φ . во времени. Мерой корреляции Φ . величины f в разные моменты времени служит функция корреляции:

$$\Phi(t - t') = \overline{[\hat{x}(t)\hat{x}(t') + \hat{x}(t')\hat{x}(t)]}.$$

Здесь $\hat{x}(t) = \hat{f}(t) - \bar{f}$ — квантовомеханич. оператор в гейзенберговском представлении, усреднение производится по распределению Гиббса. Существует общая связь между компонентой Фурье $\Phi(\omega)$ ф и мнимой частью обобщенной восприимчивости $\alpha(\omega)$ (адмитанса) системы по отношению к внешнему воздействию, к-рое могло бы вызвать данную Φ :

$$(x^2)_\omega \equiv (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau = (\hbar\alpha''/2\pi) \operatorname{cth}(\hbar\omega/2T). \quad (9)$$

(Если, например, флуктуирующей величиной является электрич. дипольный момент системы, то $\alpha(\omega)$ представляет собой поляризуемость). Φ -ла (9) выражает флуктуационно-диссипационную теорему Каллена и Вельтона. Ее можно обобщить и на случай корреляции Φ нескольких различных величин (см. *Корреляция флуктуаций*). Эта теорема имеет большое значение в теории шумов и флуктуаций электрических.

Величина $(x^2)_\omega$ характеризует спектральную плотность Φ , так что $\bar{x}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x^2)_\omega d\omega$. Ее частотная зависимость определяется Φ -цией $\alpha(\omega)$ и является, вообще говоря, различной для тел разной природы. Существует, однако, достаточно широкий класс Φ , наз. термодинамич. Φ , для к-рых можно получить явный вид зависимости $(x^2)_\omega$ от ω . Φ наз. термодинамической, если: 1) малый участок тела, испытывающий Φ , находится в состоянии внутреннего равновесия, но отклоняется от равновесия по отношению к остальной части системы; 2) это отклонение от полного равновесия может быть полностью охарактеризовано заданием определенного значения нек-рой величины x (или нескольких величин). Из последнего условия следует, что и dx/dt зависит только от x . При малых значениях x (можно считать, что x есть отклонение данной величины от равновесного значения): $dx/dt = -\lambda x$, что приводит к след. Φ -ле:

$$(x^2)_\omega = (\lambda/\pi) [x^2/(\omega^2 + \lambda^2)]. \quad (10)$$

Для того чтобы Φ можно было считать термодинамической, необходимо, чтобы время релаксации τ малой подсистемы при данном x было гораздо меньше характерного времени изменения самой величины. Отсюда следует, что область применимости формулы (10) ограничена неравенством $\omega\tau \ll 1$. Обобщенная восприимчивость, мнимая часть к-рой входит в формулу (9), обладает след. общим свойством, вытекающим из принципа причинности: ее аналитич. продолжение в верхнюю полуплоскость не имеет особенностей, и между ее вещественной и мнимой частями существует простая связь:

$$\alpha'(\omega) = \left(\frac{1}{\pi}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'; \quad \alpha''(\omega) = \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha'(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'$$

(соотношения Крамерса и Кронига, см. *Обратимые процессы*).

Развитие Φ во времени представляет собой необратимый процесс. Если представить себе, что Φ вызывается действием нек-рой возмущающей силы $f(t) = f_0 \exp(-i\omega t) + f_0^* \exp(i\omega t)$, так что $x = 1/2 [\alpha(\omega)f_0 \exp(-i\omega t) + \alpha(-\omega)f_0^* \exp(i\omega t)]$, то средняя диссипация энергии в единицу времени определяется мнимой частью $\alpha(\omega)$:

$$Q = 1/2 \omega \alpha''(\omega) |f_0|^2. \quad (11)$$

Применение теории Φ при исследовании необратимых процессов оказывается весьма плодотворным. Таким путем был впервые установлен принцип симметрии кинетич. коэффициентов (*Онсагера теорема*).

Φ электромагнитного поля. С помощью флуктуационно-диссипационной теоремы можно получить след. выражение для компоненты Фурье по времени функции корреляции Φ напряженностей E электромагнитн. поля в двух разных точках пространства с расстоянием r :

$$\overline{(E(r_1, t_1) E(r_2, t_2))_\omega} = (\hbar/4\pi i) \operatorname{cth}(\hbar\omega/2T) \times \times \left\{ \frac{2k^2}{r} (e^{-kV\sqrt{-\epsilon}r} - e^{-kV\sqrt{-\epsilon}r}) + \frac{8\pi i \epsilon''}{|\epsilon|^2} \delta(r) \right\}. \quad (12)$$

В этой Φ -ле ϵ — комплексная диэлектрич. восприимчивость, $k = \omega/c$, c — скорость света. Если среда прозрачна, т. е. $\epsilon'' \rightarrow 0$, то $\sqrt{-\epsilon} \approx -in$ (n — вещественный показатель преломления) и (12) приобретает след. вид:

$$(E^{(1)} E^{(2)})_\omega = \frac{\hbar\omega^2}{\pi c^2} \frac{\sin \frac{\omega}{c} nr}{r} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2T}.$$

Отсюда при $r = 0$ получается спектральная плотность Φ :

$$(E^2)_\omega = (\hbar\omega^3/\pi c^3) n \operatorname{cth}(\hbar\omega/2T).$$

Аналогичная Φ -ла для магн. поля такова:

$$(H^2)_\omega = \epsilon (E^2)_\omega.$$

Используя эти Φ -лы, можно найти спектральную плотность энергии флуктуационного электромагнитного поля в единице объема:

$$\bar{U}_\omega = (\hbar\omega/2 + \hbar\omega/[\exp(\hbar\omega/T) - 1]) (\omega^2 n^2/\pi^2 c^3) d(n\omega)/d\omega.$$

Первое слагаемое представляет собой энергию нулевых колебаний поля, второе — энергию термодинамически равновесного черного излучения.

Флуктуационное электромагнитное поле, заполняя среду, простирается также и на нек-рое расстояние за ее пределы. Это приводит к тому, что между двумя телами, находящимися на достаточно близком расстоянии друг от друга, возникает специфич. взаимодействие. Теория этого взаимодействия см. [1].

Φ в неравновесном состоянии. В этом случае теорема Каллена и Вельтона не может быть применена. Метод рассмотрения Φ в стационарном неравновесном состоянии, основанный на применении кинетич. уравнения, разработан в [4] и [5]. Особый интерес представляет исследование Φ при наличии неустойчивости системы. В этом случае величина Φ нарастает со временем или, при подходящих условиях, остается в каждой точке постоянной, но увеличивается вдоль нек-рого направления (конвективная неустойчивость). Напр., в пьезоэлектрич. полупроводниках, когда дрейфовая скорость электронов достигает значения фазовой скорости звука, возникает неустойчивость по отношению к генерации звуковых колебаний и происходит нарастание акустич. Φ .

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5); и х же, Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика); 2) Хилл Т. Л., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; 3) Леонтович М. А., Статистическая физика, М., 1944; 4) Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; 5) Лах М., «Rev. Modern Phys.», 1960, v. 32, № 1, p. 25; 6) Гуревич В. Л., «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 5, с. 1771; 7) Нутсон А. Р. [а. о.], «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 7, № 6, p. 237; 8) Гуревич В. Л., «ЖЭТФ», 1964, т. 46, вып. 1, с. 354. См также ст. *Флуктуации электрические, Корреляция флуктуаций* (и лит. к ней).
Г. М. Элиашберг.

ФЛУКТУАЦИИ электрические (электрические шумы) — хаотич. изменения потенциалов, токов или зарядов в электрич. цепях и линиях связи, обусловленные дискретной структурой электричества и тепловым движением носителей электрич. заряда (естественные Φ), а также случайными изменениями ряда макроскопич. параметров элементов цепей (технические Φ). Исследование Φ весьма важно, т. к. они определяют предел чувствительности приборов, предназначенных для регистрации слабых электрич. сигналов. Кроме того, изучение Φ позволяет в ряде случаев более четко выявить особенности физ. явлений, происходящих в приборах. Характер естеств. Φ различен в зависимости от условий движения носителей заряда. Два крайних случая естеств. Φ : Φ токов и напряжений в металлических проводниках при термодинамич. равновесии с излучением (тепловой шум сопротивлений), предсказанные А. Эйнштейном в 1907 г., и Φ электронного тока в вакуумном диоде (дробовой шум), предсказанные Шоттки в 1918 г.

Тепловой шум в металлич. проводниках обусловлен тепловым движением носителей заряда (электронов проводимости), благодаря чему на концах разомкнутого проводника возникает флуктуирующая разность потенциалов, а в замкнутом проводнике — флуктуирующий макроток. Металлич. проводники характеризуются большой плотностью электронов проводимости и малой длиной их свободного пробега (см. *Металлы*), в них происходит частый обмен энергией между частицами. Поэтому тепловые скорости электронов могут во много раз превосходить направленную скорость дрейфа, обусловленную внешним полем; собственное тепловое движение электронов можно считать не зависящим от приложенного поля.

Из-за полной хаотичности движения электронов проводимости частотный спектр тепловых Φ оказывается равномерным вплоть до очень высоких частот. Среднеквадратичное напряжение Φ в малом частотном интервале Δf , возникающее на концах проводника с активным сопротивлением R , определяется Φ -лой Найквиста:

$$\bar{V}^2 = 4kTRR(f) \Delta f, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, T — темп-ра провод-

ника в °К, $\rho(f) = (hf/kT) [\exp(hf/kT) - 1]^{-1}$ — множитель Планка. При комнатной темп-ре $\rho(f) \approx 1$ до частот $f \sim 10^{12} - 10^{13}$ гц. Хотя тепловые Ф. возникают только в *активных сопротивлениях*, наличие реактивных элементов может изменить спектр Ф. на выходе системы. В этом случае в ф-ле Найквиста R заменяют на $\text{Re}z$, где z — *полное сопротивление* цепи между теми зажимами, на к-рых измеряется флукутирующее напряжение.

Шумы в электронных и ионных приборах. Дробовой шум в электронных лампах обусловлен статистич. характером эмиссии электронов с катода. Т. к. движение отдельного электрона (до момента вылета из катода) определяется как внешним полем, так и взаимодействием с др. частицами, то эмиссию отдельных электронов можно рассматривать как статистически независимые события во времени и по поверхности катода; за одинаковые промежутки времени полный ток эмиссии с катода испытывает случайные колебания вокруг среднего значения. При отсутствии взаимодействия между электронами в пространстве анод—катод (что в случае *диода* соответствует режиму насыщения) Ф. эмиссии будут точно повторяться в анодном токе лампы I_a .

Т. о., дробовой шум в лампах, в отличие от теплового шума в проводниках, возникает при существенном неравновесном процессе, при к-ром движение носителей осуществляется благодаря внешнему полю и полностью отсутствует взаимодействие носителей как со средой, так и друг с другом.

Спектр дробового шума равномерен до весьма высоких частот и ограничен конечным временем пролета t электронов от катода к аноду.

Для диода среднеквадратичная величина Ф. анодного тока в малом частотном интервале Δf определяется ф-лой Шоттки:

$$\overline{i_a^2} = 2eI_{a0} \Gamma(\theta) \Phi(\theta) \Delta f, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, I_{a0} — средний анодный ток, θ — угол пролета электронов; обычно $\Phi(\theta) \approx 1$ до $f \sim$ неск. сот Мгц, $\Gamma(\theta)$ — коэфф. депрессии (см. ниже). В режиме насыщения диода (все вылетающие электроны достигают анода) $\Gamma(\theta) = 1$ и наблюдается полный дробовой шум. При отсутствии насыщения движения электронов в пространстве катод—анод уже не является независимым, т. к. каждый вылетающий электрон тормозится облаком ранее эмитированных электронов, причем тем сильнее, чем больше было испущено электронов в предыдущий момент. Возникает «отрицательная обратная связь», частично уменьшающая Ф. тока I_a (депрессия дробового шума пространств. зарядом). Коэфф. депрессии $\Gamma(\theta)$ зависит от частоты f , т. к. механизм подавления зависит от времени пролета t электронов между катодом и анодом.

Однако при значит. увеличении пространств. заряда в электронных лампах возникает тепловой шум электронов друг с другом, что ограничивает возможность полного подавления дробовых шумов электронных ламп пространств. зарядом. Дробовой шум сильно зависит от присутствия ионов, т. к. ионы, имеющие большую массу и малую подвижность, очень сильно изменяют пространств. заряд.

Дробовой шум проявляется также в *фотоэлектронных приборах*. В этом случае статистич. характер эмиссии фотоэлектронов из *фотокатода* объясняется Ф. светового потока и вероятностным характером вырывания фотоэлектронов квантами света (см. *Фотоэффект внешний*). В газонаполненных *фотоэлементах* с *внешним фотоэффектом* Ф. несколько выше (см. также *Дробовой эффект*).

Источником Ф. в вакуумных и газонаполненных приборах является также *вторичная электронная эмиссия* с анода и др. электродов (сеток электронных ламп, диодов *фотоэлектронных умножителей* и т. п.), а также перераспределение тока между электродами в многоэлектродных лампах, т. к. при этом увеличивается неопределенность в числе электронов, попадающих на анод в каждый заданный промежуток времени. Спектры таких Ф. аналогичны спектру дробового шума.

В реальных электронных и ионных приборах наблюдаются также медленные изменения эмиссионной способности катода (по времени и по поверхности катода), обуславливающие Ф., спектр к-рых имеет вид $1/f$ и лежит в области низких частот; обычно < 100 гц (фликкер-шум, или шум мерцающей лампы). Фликкер-эффект связан с испарением атомов вещества катода, диффузией их из глубинных слоев к поверхности катода, бомбардировкой катода положит. ионами, структурными изменениями, Ф. слоев посторонних атомов на поверхности катода и др. Т. о., дополнит. импульсы тока должны зависеть от длительности существования таких неоднородностей, что и определяет иной (по сравнению с дробовым шумом) частотный спектр фликкер-шума. Наличие пространств. заряда частично подавляет фликкер-шум.

Шумы в неметаллич. проводниках. При протекании тока через неметаллич. проводники (сопротивления) также наблюдается шум со спектром вида $1/f$. Этот эффект объясняется зернистой структурой материала проводника, при к-рой прохождение тока осуществляется не равномерно по всей массе сопротивления, а в местах контакта отдельных зерен. При протекании тока может происходить локальная перестройка отдельных зерен и контактов между ними, что приводит к медленным импульсным изменениям суммарной величины сопротивления. В металлах этот эффект обычно не наблюдается.

Шумы в полупроводниках обычно также разделяют на тепловой, дробовой и фликкер-шум. Однако, учитывая своеобразие процессов, протекающих в *полупроводниках*, различают: а) *генерационно-рекомбинационный шум*, создаваемый спонтанным Ф. скоростей генерации, рекомбинации, улавливания и т. д. носителей заряда (электронов и дырок), что приводит к Ф. плотности свободных носителей. Для *полупроводниковых приборов*, содержащих *p-n-переходы* (полупроводниковый диод, полупроводниковый триод), этот шум значительно ближе к дробовому, чем для *полупроводниковых материалов* (*термисторы, фотосопротивления*). б) *диффузионный шум*, обусловленный вероятностным характером диффузии носителей, для полупроводниковых материалов является причиной теплового шума, а для приборов с *p-n-переходами* — основной составляющей дробового шума. в) *модуляционный шум*, обусловленный Ф. тока, возникающими из-за нек-рых модуляционных процессов.

Шумы в плазме. Плазма газового разряда при низком давлении является источником широкополосного шума, возникающего благодаря тепловому движению облака электронов. Эффективная шумовая температура этого излучения (см. ниже) близка к электронной темп-ре плазмы, к-рая определяется родом газа и его давлением. Поскольку при разряде через трубку протекает ток, то, помимо шума плазмы, возникает дробовой шум электронного потока.

Вакуумные диоды, шумящие сопротивления и газоразрядные трубки широко применяются в радиоизмерит. технике как шумовые эталоны (см. *Шумовой генератор*).

Технически е Ф. обязаны своим происхождением ряду медленных процессов: изменению темп-ры катодов электронных ламп и сопротивлений проводников; нестабильности утечек тока в схемах; вибрациям и толчкам, приводящим к изменению электрич. параметров; нестабильности источников питания (т. к. спектр этих Ф. лежит в области низких частот, то иногда к технич. Ф. относят и фликкер-шум).

В радиотехнике обычно отвлекаются от учета каждого отдельного источника Ф., а рассматривают некие эквивалентные источники шума (генераторы шумового тока или шумового напряжения). Так, напр., шумовые свойства электронных усилит. ламп характеризуют эквивалентным шумящим сопротивлением, находящимся при темп-ре 290° K и включенным на вход последовательно с источником сигнала (сама же лампа рассматривается как нешумящая). В др. случаях может рассматриваться согласованное с нагрузкой сопротивление, находящееся при некой эквивалентной темп-ре $T_{эвб}$ (шумовая температура). Шумовые свойства электрич. четырехполюсников также характеризуют некими общими параметрами (шум-фактором или шумовой темп-рой).

Ф. сигналов на выходе радиоприемных устройств обусловлены часто не внутр. шумами приемников, а Ф. коэфф. передачи канала связи или наличием внешних помех (см. Помехи радиоприему). Иногда именно эти причины определяют чувствительность — миним. полезный сигнал, к-рый может быть принят приемным устройством (напр., в высокочастотном диапазоне).

Ф. в автоколебат. системах обуславливают хаотич. модуляцию амплитуды и частоты генерируемых колебаний, что приводит к появлению непрерывного спектра излучения вблизи основной генерируемой частоты, т. е. к «уширению» спектральной линии генератора. Фаза колебаний генератора при этом не остается постоянной, а изменяется со временем по д и ф ф у з и о н н о м у з а к о н у: $\Delta\varphi^2 = D\tau$, где $D\tau$ — изменение фазы за время τ , D — «коэфф. д и ф ф у з и и ф а з ы», определяемый параметрами генератора и воздействующих на него шумов. Относительная естеств. ширина линии генераторов, обусловленная тепловым и дробовым шумами, обычно $\sim 10^{-10}$ — 10^{-15} , а технич. ширина линии, определяющая практич. стабильность генератора, может быть на 5—6 порядков больше. При наличии Ф. процесс установления колебаний в генераторах носит вероятностный характер, что, в частности, приводит к «размыванию» переднего фронта импульса, а для генераторов с неск. устойчивыми состояниями может определять характер стационарных колебаний.

Лит.: 1) Г а л а н о в с к и й В. Л., Электрические флуктуации, М.—Л., 1936; 2) Рытов С. М., Теория электрических флуктуаций и теплового излучения, М., 1953; 3) Мак-Дональд Д., Введение в физику шумов и флуктуаций, пер. с англ., М., 1964; 4) Зил А. ван дер, Флуктуации в радиотехнике и физике, пер. с англ., М.—Л., 1958; 5) его же, Флуктуационные явления в полупроводниках, пер. с англ., М., 1961; 6) Бунимович В. И., Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах, М., 1951; 7) Валитов Р. А., Палатов К. И., Черный А. Е., Методы измерения основных характеристик флуктуационных сигналов, Харьков, 1961; 8) Берштейн И. Л., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1950, т. 14, № 2. И. Т. Трофименко.

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ — кратковременная люминесценция со временем затухания $\tau \sim 10^{-8}$ — 10^{-9} сек (в отличие от фосфоресценции, имеющей значит. длительность после прекращения возбуждения). Величина τ , экспоненциальный закон затухания, характер поляризации Ф. указывают на то, что Ф., как правило, является спонтанным дипольным излучением.

В атомных парах наблюдается резонансная флуоресценция. Ф. двухатомных, многоатомных и сложных молекул происходит в достаточно разреженных парах.

Увеличение давления паров или добавление посторонних газов приводит обычно к тушению Ф. Имеется огромное число органич. веществ, особенно среди ароматич. соединений, обладающих Ф. в жидких и твердых растворах при обычных условиях. Многие вещества флуоресцируют при понижении темп-ры или замораживании растворов.

Изучение Ф. растворов в зависимости от концентрации дает информацию о взаимодействии молекул. Так, напр., концентрационная деполяризация Ф. доказывает резонансную миграцию энергии возбуждения между молекулами. Изменение спектров поглощения и выхода Ф. с концентрацией позволяют изучать процессы ассоциации молекул. С помощью Ф. и спектров поглощения молекулярных кристаллов исследуют структуру кристаллов и экситонные процессы (см. Спектроскопия кристаллов, Экситон). Поляризация Ф. связана со структурой молекул, их симметрией и взаимодействием (см. Поляризованная люминесценция). Связь свойств Ф. со структурой молекул сложна и недостаточно изучена. Существенно наличие в молекуле конъюгированных связей, или π -связей (π -электронов): для «квазисвободных» π -электронов потенциальные поверхности возбужденного и основного состояний подобны, что способствует малой вероятности безызлучат. переходов. Уменьшение выхода Ф. может происходить под действием различных факторов — повышения темп-ры, увеличения концентрации и добавления посторонних примесей (см. Тушение люминесценции). Ряд свойств Ф. в конденсированных средах — спектры, длительность — не зависит от вида возбуждения (ультрафиолетовый свет, жесткая радиация, катодные лучи и т. п.). Однако выход Ф. при этом различен. Так, выход Ф. при возбуждении α -, β - и γ -лучами примерно на порядок меньше, чем при фотовозбуждении (см. Радиолюминесценция). Наблюдение Ф. является ценным и тонким методом изучения структуры, энергетики и взаимодействия молекул, а также исследования жидкостей, кристаллов и биологич. объектов (напр., клеточных структур).

Лит.: 1) Г а л а н и н М. Д., Резонансный перенос энергии возбуждения в люминесцирующих растворах, «Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева», 1960, т. 12, с. 3; 2) Борисевич Н. А., Некоторые особенности флуоресценции паров сложных молекул, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1963, т. 27, № 4 с. 562; 3) Феофанов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; 4) Теренин А. Н., Фотохимия красителей и родственных органических соединений, М.—Л., 1947; 5) Бродуе В. Л. и др., Некоторые вопросы люминесценции кристаллов, «УФН», 1959, т. 67, вып. 1, с. 99, а также см. лит. при ст. Люминесценция. Н. Д. Жевандров.

ФЛУОРОМЕТРИЯ — методы измерения времени затухания флуоресценции.

Ф. осуществляется как при возбуждении люминесценции светом, так и при иных видах возбуждения: электронным пучком, рентгеновскими лучами, радиоактивным излучением. В 1-м случае применяется фазовый метод при возбуждении синхронизованно модулированным светом (см. Флуорометры). Ф. при корпускулярном возбуждении производится осциллографированием импульсов сцинтилляции или методом отражения импульсов в короткозамкнутой линии [1, 2]. Разработаны также методы измерения очень коротких времен затухания при помощи электроннооптич. преобразователей [3].

Термином Ф. (или флуориметрия) наз. также измерение интенсивности люминесценции для целей люминесцентного анализа. Соответствующие приборы наз. флуорометрами или флуориметрами [4].

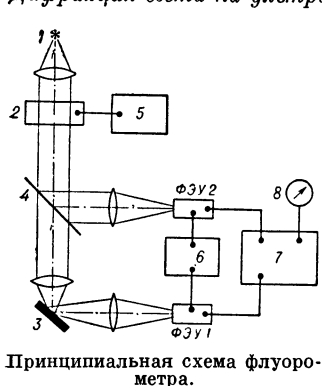
Лит.: 1) Elliot J. O. [a. o.], «Rev. Scient. Instruments», 1950, ч. 21, № 7, p. 631; 2) Г а л а н и н М. Д., Чижиков А. А., «Оптика и спектроскопия», 1961, т. 11, № 2, с. 271; 3) Завойский Е. К., Фанченко С. Д., «ДАН СССР», 1955, т. 100, № 5, с. 661; 4) Люминесцентный анализ, под ред. М. А. Константиновой-Шлеингер, М., 1961.

В. И. Грибков.

ФЛУОРОМЕТРЫ — приборы для измерения времени затухания флуоресценции с длительностью $\sim 10^{-8}$ — 10^{-9} сек. Действие Ф. основано на том, что при высокочастотном модулированном возбуждении люминесценции последняя модулирована с той же частотой, причем вследствие конечной длительности свечения она отстает по фазе от модуляции возбуждения. При синусоидальной модуляции возбуждения с циклич. частотой ω и экспоненциальном ходе затухания флуоресценции $I = I_0 \exp(-t/\tau)$ (τ — постоянная, характеризующая среднее время возбужденного состояния), угол сдвига фаз $\varphi = \text{arctg}(\omega\tau)$, а амплитуды модуляции люминесценции A и возбуждения A_0 связаны соотношением $A_0/A = \sqrt{1 + \omega^2\tau^2}$. Измерение φ или отношения A_0/A достаточно для определения времени затухания τ . При неэкспоненциальном ходе затухания величина τ , вычисленная т. о., также определяет среднее время жизни возбужденного состояния [1]; однако закон затухания по флуорометрич. измерениям определить нельзя. По нарушению соотношения между φ и A_0/A можно лишь установить степень отклонения затухания от экспоненциального хода.

Наиболее распространены фазовые Ф., непосредственно измеряющие угол φ [1, 3]. В Ф. этого типа приемниками света служат фотоэлектронные умножители (ФЭУ) и φ определяется как разность фаз между соответствующими фототоками. Ф. работают по двухканальной схеме. В одном из каналов фиксируется фаза модуляции возбуждения, в другом — люминесценции.

Высокочастотная модуляция света в первых конструкциях Ф. осуществлялась Керра ячейками [4]. Более совершенны модуляторы, основанные на дифракции света на стоячей ультразвуковой волне (см. Дифракция света на ультразвуке, Модулятор света).



Принципиальная схема флуорометра.

Принципиальную схему современного фазового Ф. см. на рис. От источника 1 световой поток параллельным пучком проходит сквозь модулятор 2 и фокусируется на исследуемое вещество 3, люминесценция к-рого направляется в фотоумножитель ФЭУ 1 (основной канал). Часть светового потока полупрозрачным зеркалом 4 отражается на ФЭУ 2 (канал сравнения). Стоячие ультразвуковые волны в модуляторе возбуждаются генератором 5. Частота модуляции равна удвоенной частоте ультразвука f . От генератора 6 подается переменное напряжение с частотой f_1 на один из диодов каждого ФЭУ. В результате смещения частот ($2f$ и f_1) в колебаниях фототоков возникает низкочастотная компонента $2f - f_1$. Обычно исходные частоты выбираются так, чтобы результирующее колебание имело частоту в неск. кгц. Отфильтрованные фототоки низкой частоты поступают в фазометрич. часть 7. Индикатором фазы служит или электронно-лучевая трубка, или фазовый детектор 8.

В процессе измерения на оба ФЭУ подают возбуждающий свет (исследуемое вещество заменяют рассеивателем) и добиваются совпадения фаз в обоих каналах Ф. При замене рассеивателя на люминесцирующий объект возникающую разность фаз вновь компенсируют до нуля градуированным фазовращателем, по показаниям к-рого и определяется искомым сдвиг фаз. Разработаны также Ф., работающие при возбуж-

дении электронным пучком или рентгеновскими лучами [5, 6].

При заданной точности измерения φ точность измерения τ зависит от частоты модуляции ω . Макс. точность достигается при $\omega\tau = 1$, так что при $\tau = 10^{-9}$ сек наилучшая частота модуляции ~ 160 Мгц (обычно для измерения $\tau \sim 10^{-7}$ — 10^{-10} сек достаточною точность дает частота модуляции 10 Мгц).

Лит.: 1) Кузнецова Л. А. [и др.], «Оптика и спектроскопия», 1957, т. 2, вып. 5, с. 578; 2) Галанин М. Д., «ДАН СССР», 1950, т. 73, № 5, с. 925; 3) Борисов А. Ю., Тумерман Л. А., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1959, т. 23, № 1, с. 97; 4) Gaviola E., «Z. Phys.», 1927, Bd 42, H. 11—12, S. 853; 5) Клилин С. Ф. [и др.], «ПТЭ», 1956, № 2, с. 50; 6) Вуртоп М., Uguera J., «Nucl. Electronics», 1962, v. 1, p. 71. В. И. Гривков.

ФЛЮКСМЕТР (в е б е р м е т р) — прибор для измерения изменений потока магнитной индукции, сцепленного с замкнутой на Ф. измерит. катушкой. Простой Ф. — гальванометр магнитоэлектрической измерительной системы, у к-рого момент инерции подвижной рамки и моменты упругости подвеса и токоподводящих пружинок настолько малы, что при умеренном электрич. сопротивлении измерит. катушки он действует как баллистический гальванометр в сильно переусукоенном («флюксметровом») режиме [1, 2]. Чувствительность стрелочных приборов такого типа $\sim 10^{-4}$ вб (10^4 мкс) на деление шкалы. Чувствительность $\sim 10^{-8}$ вб/дел может быть достигнута в схеме с «обыкновенным» зеркальным гальванометром при оснащении его фотоэлементным отсчетным устройством и усилителем с сильной отрицат. обратной связью, создающей «флюксметровый» режим работы гальванометра [3].

Лит.: 1) Вусч Н., «Z. techn. Phys.», 1926, Bd 7, № 8, S. 361; 2) Калашников А. Г., Флюксметр, М.—Л., 1949; 3) Капца С. П., «ЖТФ», 1955, т. 25, № 7.

Р. И. Янус.

ФЛЮОРИТ (п л а в и к о в ы й ш п а т) — минерал состава CaF_2 ; часто содержит примеси редких земель, Mn, U, может содержать до 50% YF_3 и до 55% CeF_3 . Кристаллы кубич. системы, $a = 5,45$ Å. Пространств. группе $Fm\bar{3}m - O_h^2$. Количество молекул в ячейке M-4. Атомы Ca занимают вершины и центры граней элементарной ячейки, атомы F — центры восьми малых кубов. Кордана. число для Ca и F равно 8 и 4. Спайность весьма совершенная по {111}, излом раковистый. Твердость

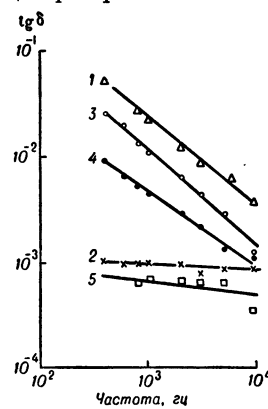


Рис. 1.

Рис. 2. Проводимость флюорита (1 — чистого, 2 — с 0,01% Eu^{2+}) в зависимости от обратной темп-ры.

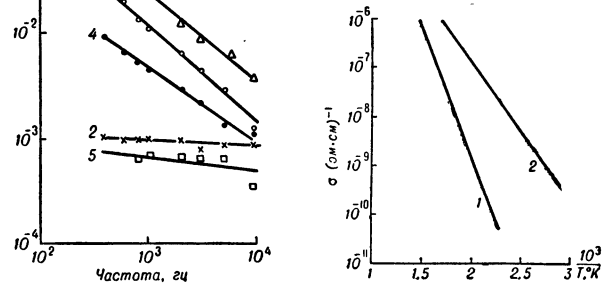


Рис. 2.

по Моосу 4. Уд. вес $3,10$ — $3,20$ г/см³. Окраска розовая, фиолетовая, желтая, бурая, бесцветная; часто зонарная, полихромная. Под действием рентгеновских лучей зеленая окраска переходит в розовую. Блеск стеклянный. Показатель преломления $N_D = 1,4339$; дисперсия

$N_F - N_C = 0,00454$. При повышении темп-ры на 1° величина N снижается на 0,00001. Прозрачен в широком диапазоне длин волн от 0,125 μ до 9,5—10 μ . Большинство кристаллов обладает флюоресценцией. При облучении рентгеновскими лучами в кристаллах возникает фотопроводимость. Диэлектрич. потери и электропроводность см. на рис. 1, 2. Кристаллы весьма успешно выращиваются из расплава в вакууме. В кристаллы вводятся различные добавки, в основном редких земель.

Применяется для изготовления призм вакуумных и рентгеновских спектральных приборов, для ахроматич. оптич. систем, в сцинтилляц. счетчиках; кристаллы с примесями редких земель и U — в *оптических генераторах*.

Лит.: Б е т е г и н А. Г., Минералогия, М., 1950, с. 319—321; «ФТТ», 1961, т. 3, вып. 10, с. 3224—27; Рост кристаллов, Докл. на Первом совещании по росту кристаллов, М., 1957, с. 229—41. М. О. Кляя.

ФОКА МЕТОД ФУНКЦИОНАЛОВ — особый способ формулировки ур-ний *квантовой теории поля* и *квантовой теории многих тел*, основанный на введении спец. функционального аргумента, носящего вспомогат. характер и по выполнению всех выкладок устремляемого к нулю. Соответствующие ур-ния имеют вид ур-ний в вариационных производных, и их явное решение может быть представлено в виде континуального интеграла. Ф. м. ф. получил в последние годы бурное развитие, и с функциональным подходом связаны обнадеживающие перспективы эффективного выхода за рамки *возмущений теории*.

В своей первоначальной форме Ф. м. ф. был основан на *Фока представлении* волновой ф-ции системы с переменным числом частиц через волновые ф-ции подпространств с фиксированным числом частиц $\psi^{(n)}(k_1, \dots, k_n)$, где k_i — совокупность всех переменных, характеризующих i -ую частицу. Введение функционального аргумента $\varphi(k)$ позволяет построить производящий функционал для этих волновых ф-ций

$$\Omega(\varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} (1/V^n n!) \int dk_1 \dots dk_n \psi^{(n)}(k_1, \dots, k_n) \times \varphi(k_1) \dots \varphi(k_n)$$

(для простоты рассматривается случай бозе-частиц). Амплитуда $\psi^{(n)}$ может быть тогда получена из Ω путем вариационного дифференцирования

$$\psi^{(n)}(k_1, \dots, k_n) = \frac{1}{V^n n!} \left. \frac{\delta^n \Omega(\varphi)}{\delta \varphi(k_1) \dots \delta \varphi(k_n)} \right|_{\varphi=0}$$

Если $a(k)$ и $a^+(k)$ — операторы уничтожения и рождения, то состоянию $a^+(k)\psi$ отвечает производящий функционал $\varphi(k)$. Соответственно, из перестановочных соотношений $[a^+(k), a(k')] = \delta(k' - k)$ следует, что состоянию $a(k)\psi$ отвечает функционал $\delta\Omega/\delta\varphi(k)$. Таким образом, ур-ние Шредингера с гамильтонианом $H(a^+(k), a(k))$, содержащим операторы рождения и уничтожения, в Ф. м. ф. имеет вид

$$\left[i \frac{\partial}{\partial t} - H(\varphi(k), \delta/\delta\varphi(k)) \right] \Omega\{\varphi\} = 0.$$

В случае ферми-частиц функциональный аргумент уже нельзя считать просто ф-цией; ему необходимо приписать операторные свойства антикоммутации с самим собой и с вариацией $\delta\varphi(k)$. При этом, как и в случае бозе-поля, операторы рождения и уничтожения в гамильтониане следует заменить соответственно через $\varphi(k)$ и $\delta/\delta\varphi(k)$. Эффективное решение ур-ний Ф. м. ф. на языке обычно применяемых в физике математич. величин весьма затруднительно. Эти ур-ния можно свести к бесконечной совокупности «зацепляющихся» ур-ний, связывающих между собой амплитуды с разным числом частиц. При этом получаются, в частности, ур-ния *Тамма — Данкова метода*.

В развиваемых в настоящее время вариантах функционального подхода в качестве функционального аргумента используют внешние токи или внешние поля, а в качестве самого функционала — вакуумное среднее матрицы рассеяния (в квантовой статистике — статистич. сумму), *Грина функции* и т. п.

Лит.: 1) Ф о к В. А., Работы по квантовой теории поля, Л., 1957; 2) Н о в о ж и л о в Ю. В., Т у л у б А. В., Метод функционалов в квантовой теории поля, «УФН», 1957, т. 61, вып. 1, с. 53; 3) Б е р е с т е ц к и й В. Б., Г а л а н и н А. Д., Вводная статья, «Проблемы соврем. физики», 1955, вып. 3; 4) Ф р а д к и н Е. С., «ДАН СССР», 1955, т. 100, № 5, с. 897; 5) е г о ж е, «ЖЭТФ», 1955, т. 28, вып. 6, с. 750; 6) е г о ж е, «Nucl. Phys.», 1963, ч. 49, № 4, p. 624. Д. А. Кирижниц.

ФОКА ПРЕДСТАВЛЕНИЕ (Фока пространство) — особый метод описания квантовой системы с переменным (или вообще неопределенным) числом частиц, использующий тем не менее конфигурационное пространство; применим для описания процессов испускания, поглощения частиц, внутр. структуры частиц (напр., протона, к-рый может быть с определ. вероятностью обнаружен в диссоциированном на нейтрон и л-мезон состоянии) и т. п. В Ф. п. волновая ф-ция системы Ψ выражается через волновые ф-ции, отвечающие подпространствам с определ. числами частиц,

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi^{(0)} \\ \Psi^{(1)}(x_1) \\ \Psi^{(2)}(x_1, x_2) \\ \dots \\ \Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n) \\ \dots \end{pmatrix}$$

Здесь $\Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n)$ — амплитуда вероятности обнаружить систему состоящую из n частиц в точках x_1, \dots, x_n . При действии на Ψ операторов рождения $\psi^+(x)$ и уничтожения $\psi(x)$ для бозе-частиц в каждой строчке Ψ происходит замена типа

$$\Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n) \rightarrow \sqrt{n+1} \Psi^{(n+1)}(x, x_1, \dots, x_n)$$

и

$$\Psi^{(n)}(x_1, \dots, x_n) \rightarrow (1/\sqrt{n}) \sum_{k=1}^n \delta(x - x_k) \times \Psi^{(n-1)}(x_1, \dots, x_{k-1}, x_{k+1}, \dots, x_n)$$

(для ферми-частиц, кроме того, меняется знак). Соответственно выражаются в Ф. п. и операторы физ. величин, напр. гамильтониан. Ур-ние Шредингера в Ф. п. имеет вид системы зацепляющихся ур-ний для ф-ций $\Psi^{(0)}, \Psi^{(1)}, \dots$, каждое из к-рых аналогично обычному ур-нию Шредингера в конфигурационном пространстве соответствующего числа измерений. Ф. п. используется, хотя и в видоизмененной форме, в ряде методов теории *сильных взаимодействий*, входящих за рамки теории возмущений (см., напр., *Тамма — Данкова метод*).

Лит.: 1) Ф о к В., «Z. Phys.», 1932, Bd 75, H. 9—10, S. 622; 2) Ш в е б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, [пер. с англ.], М., 1963. Д. А. Кирижниц.

ФОКА УСЛОВИЯ СИММЕТРИИ — условия, налагаемые *Паули принципом* на координатную часть волновой ф-ции системы тождественных частиц со спином $1/2$ в состоянии с определенным значением суммарного спина (когда силы взаимодействия между частицами не зависят от спина). Волновая ф-ция антисимметрична лишь по отношению к перестановкам всех (в т. ч. и спиновых) координат; перестановочная же симметрия пространственной части волновой ф-ции может иметь сложный характер, зависящий от значения суммарного спина s . Так, для системы двух частиц координатная волновая ф-ция симметрична в состоянии с $s = 0$ (парасостояние) и антисимметрична в состоянии с $s = 1$ (ортосостояние).

В общем случае перестановочная симметрия координатной волновой ф-ции указывается Юнга схемами. В наиболее важном частном случае частиц со спином $1/2$ волновая ф-ция системы N частиц имеет вид:

$$\Psi(r_1, \sigma_1; \dots; r_N, \sigma_N) = \sum_{(\alpha_1, \dots, \alpha_k)} F_{\alpha_1, \dots, \alpha_k}(\sigma_1, \dots, \sigma_N) \times \\ \times (-1)^{P_{\alpha}} \hat{P}_{\alpha} \psi(r_1, \dots, r_N).$$

Здесь ψ — координатная, F — спиновая части волновой ф-ции (σ_i — проекция спина i -ой частицы); сумма берется по всем наборам значений $\alpha_1, \dots, \alpha_k$ из совокупности $1, 2, \dots, N$, где $k = 1/2 N - s$ — число пар частиц со скомпенсированным спином; \hat{P}_{α} — оператор перестановки координат $r_1, \dots, r_N \rightarrow r_{\alpha_1}, \dots, r_{\alpha_N}$ четности \mathcal{P}_{α} . Координатная часть волновой ф-ции $\psi(r_1, \dots, r_k, r_{k+1}, \dots, r_N)$ удовлетворяет след. Ф. у. с.: а) антисимметрия относительно перестановок аргументов r_1, \dots, r_k ; б) то же для перестановок аргументов r_{k+1}, \dots, r_N ; в) выполнение равенства

$$[1 + P_k + P_k^2 + \dots + P_k^{N-k}] \psi = 0,$$

где P_k — оператор циклич. перестановки аргументов r_k, r_{k+1}, \dots, r_N , сопровождаемой изменением знака для нечетных значений величины $N - k + 1$.

Лит.: 1) Фок В. А., «ЖЭТФ», 1940, т. 10, вып. 9—10, с. 961; 2) Веселов М. Г., Обзор новейшей литературы, появившейся после выхода английского издания, в кн.: Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949. Д. А. Нуржичи.

ФОКАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ — поверхность изображения, получаемого от плоского предмета в оптич. системе. Рассматривая образование изображения в оптич. системе не только в области парааксиальных лучей, но и косых и краевых, можно убедиться, что вследствие всех геометрич. aberrаций изображение плоского, расположенного перпендикулярно к оптич. оси, объекта не получается плоским, а образует некую в общем случае весьма сложную поверхность, к-рая и наз. Ф. п.

ФОКАЛЬНЫЕ ТОЧКИ (фокусы) — две основные точки всякой оптич. системы; если точечный источник света помещен в одной из них, то из системы выходит параллельный пучок лучей, и, наоборот, если на систему падает параллельный пучок лучей, то он сходится в одной из этих точек (см. *Кардинальные точки оптической системы*). Ф. т. в пространстве изображений, или задний фокус системы, есть изображение бесконечно удаленной точки в пространстве предметов, т. е. параллельный пучок, падающий на систему, сходится в заднем фокусе. Ф. т. в пространстве предметов, или передний фокус, обладает тем свойством, что изображение этой точки получается в бесконечно удаленной точке на оси системы. В собирающих оптич. системах задний фокус лежит по другую сторону от входящего луча, в рассеивающих системах — со стороны входящего пучка. Соответственно этому в первом случае в заднем фокусе пересекаются сами лучи и фокус является действительным, а во втором случае в заднем фокусе пересекаются продолжения лучей и фокус является мнимым. См. также *Геометрическая оптика*.

ФОККЕРА — ПЛАНКА УРАВНЕНИЕ определяет вероятность различных состояний системы, рассматриваемых как непрерывная цепь Маркова, см. *Эйнштейна — Фоккера уравнение*.

ФОКУС — см. *Фокальные точки*.

ФОКУСИРОВКА ЗВУКА — трансформация плоских или расходящихся сферич. или цилиндрич. акустич. волн в сходящиеся. Так же, как для оптич. волн и радиоволн, Ф. з. осуществляется методами отражения (см. *Зеркало акустическое*) или преломления (см. *Длинны акустические*). Естественная Ф. з. наблю-

дается, напр., в пещерах со сводчатым потолком. Частичная Ф. з., приводящая к образованию каустик, наблюдается при сверхдальнем распространении звуковых волн в морях и океанах. В отличие от оптич. волн, где вследствие малости длины волны для описания процессов фокусировки в огромном большинстве случаев можно пользоваться методами геометрич. оптики, для описания Ф. з. методы *геометрической акустики* применимы лишь в качестве самого грубого приближения. Конечность длины волны даже на сравнит. высоких ультразвуковых частотах приводит к необходимости учета дифракции в фокусе.

При наличии безабберационного сходящегося фронта основными характеристиками Ф. з. являются форма и размеры фокальной области и т. н. коэфф. усиления по звуковому давлению, представляющий собой отношение звукового давления в центре (или на оси) фокальной области к давлению на входе системы. Для простейшего случая осесимметрич. круглого пучка, сходящегося под малым углом, основная энергия оказывается сосредоточенной внутри т. н. фокального пятна, представляющего собой в данном случае окружность радиусом $r_0 = 0,61\lambda F/R$, а коэфф. усиления, без учета потерь, равен $K_p = \pi R^2/\lambda F$, где λ — длина волны, F — фокусное расстояние, R — радиус зрчка фокусирующей системы. Усиление цилиндрич. систем всегда меньше, чем систем с осевой симметрией.

По своему назначению акустич. фокусирующие системы могут быть развиты на три основные группы: излучающие, приемные и системы для получения звуковых изображений. Излучающие системы применяются для создания высокой интенсивности в фокальной области (см. *Концентратор акустический*) — для целей ультразвуковой технологии, а также при медицинских и биологич. исследованиях. При приеме акустич. волн Ф. з. применяется для повышения остроты характеристики направленности приемных устройств, что особенно существенно при наличии диффузного поля помех. Преобразователь располагается в фокальном пятне приемной системы. К системам, предназначенным для образования звукового изображения, предъявляются более жесткие требования, аналогичные требованиям, предъявляемым к оптич. объективам. Наряду с разрешающей способностью, определяемой размерами фокального пятна, требуется также отсутствие геометрич. и волновых aberrаций (см. *Аберрации оптических систем*) в пределах заданного угла наблюдения. Получающееся в фокальной плоскости фокусирующей системы звуковое изображение, представляющее собой пространственное распределение звуковой энергии, спец. методами преобразуется в видимое (см. *Визуализация звуковых полей*).

Лит.: 1) Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; 2) Розенберг Л. Д., Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949; 3) е го же, О концентраторах ультразвука, «Тр. Комис. по акустике», 1955, сб. № 8, с. 102. Л. Д. Розенберг.

ФОКУСИРОВКА ЧАСТИЦ в ускорителе λ — заключается в создании таких условий, когда малые поперечные отклонения ускоряемых частиц от расчетной траектории остаются ограниченными и не нарастают со временем, т. е. в обеспечении поперечной устойчивости движения. Устойчивость движения в продольном направлении — т. н. фазировка частиц (см. *Фазовые колебания*), существенная для процесса ускорения, в большинстве случаев в циклич. ускорителях не связана с Ф. ч. Это позволяет рассматривать Ф. ч. независимо от ускорения, т. е. при движении частиц в постоянном магнитном поле с постоянной энергией.

При инжекции пучок частиц имеет разброс по координатам, углам и энергиям вблизи расчетных значений, т. е. занимает нек-рый фазовый объем в про-

странстве этих величин. Кроме того, в процессе ускорения частицы неизбежно подвергаются действию различных возмущений, связанных с несовершенством магнитной системы, ускоряющих устройств, неполным вакуумом и т. д. Ф. ч. должна быть достаточно сильной, чтобы совокупность всех этих факторов не приводила к существ. потерям частиц на стенках вакуумной камеры ускорителя. Чем сильнее фокусировка, тем больший фазовый объем при прочих равных условиях могут занимать частицы в камере ускорителя.

Типы фокусировки. Если обеспечена Ф. ч., т. е. устойчивость орбиты, то малые случайные отклонения от нее приводят к нарастающим поперечным колебаниям, к-рые наз. бетатронными, или свободными. Частота их тем выше, чем больше квазиуругие силы, возвращающие частицы на орбиту, и, следовательно, может служить мерой силы фокусировки. Различают ускорители со слабой Ф. ч., когда за один оборот совершается меньше одного бетатронного колебания, и с сильной Ф. ч., когда частота бетатронных колебаний больше частоты обращения. Для обеспечения Ф. ч. магнитное поле вблизи орбиты должно удовлетворять спец. требованиям, смысл которых особенно нагляден на примере азимутально-симметричного поля. Частица, вышедшая из плоскости орбиты, будет испытывать возвращающую силу F_z (рис. 1), если силовые линии выгнуты наружу, т. е. если магнитное поле B спадает с радиусом.

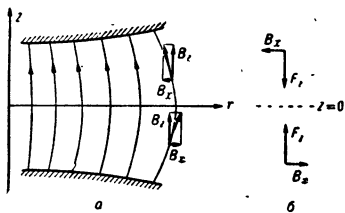


Рис. 1. а — примерный вид силовых линий магн. поля в плоскости (r, z) ; б — вертикальная возвращающая сила, связанная с действием B_z .

С др. стороны, движение по окружности радиуса R будет устойчиво в радиальном направлении, если сила Лоренца, или магнитное поле, спадает с радиусом не быстрее чем r^{-1} при $r \approx R$. Совместные условия Ф. ч. можно записать в виде:

$$0 < n < 1; \quad n = - \left. \frac{\partial \ln B}{\partial \ln r} \right|_{r=R}; \quad (1)$$

величина n наз. показателем магнитного поля. В азимутально-симметричном поле малые радиальные (x) и вертикальные (z) бетатронные колебания являются независимыми и гармоническими. Их частоты, выраженные в единицах частоты обращения, равны

$$v_x = (1 - n)^{1/2}, \quad v_z = n^{1/2}. \quad (2)$$

Из (1) и (2) видно, что $v_{x,z} < 1$, т. е. Ф. ч. в таком поле всегда слабая, причем увеличение устойчивости в одном из направлений (напр., по радиусу) приводит к ослаблению Ф. ч. в др. направлении (по вертикали). Качественно этот результат остается правильным и для ускорителей с разрезным магнитом, состоящим из одинаковых слабофокусирующих секторов, разделенных свободными от поля промежутками (см. *Синхротрон, Синхрофазотрон*).

Преодолеть это затруднение можно с помощью сильной Ф. ч. ($v > 1$), отказавшись от азимутальной симметрии поля и перейдя к показателю n , меняющемуся вдоль орбиты с достаточно большой частотой и амплитудой. Кольцевой магнит сильнофокусирующего ускорителя создают из большого числа чередующихся секторов, в к-рых магн. поле по радиусу либо резко увеличивается ($n \ll -1$), либо резко уменьшается ($n \gg 1$). Проходя последовательность этих секторов, частица поочередно сильно фокусируется и дефокусируется в каждом из данных направлений (x или z).

При правильно подобранных параметрах суммарный эффект оказывается фокусирующим. Критерий устойчивости в таких системах гораздо сложнее неравенства (1). Для грубой ориентировки можно считать, что должно выполняться условие $N \approx (2 - 3) \sqrt{|n|}$, где N — число пар секторов (т. е. число элементов периодичности системы) на одном обороте. В совр. больших ускорителях обычно $n \approx 200 - 400$, $N = 40 - 50$ и частота бетатронных колебаний оказывается в 5—10 раз больше частоты обращения. Ф. ч. такого типа иногда наз. также знакопеременной, указывая на изменение знака n вдоль орбиты. По существу, она эквивалентна Ф. ч. квадрупольным магнитным линзам или применяемыми для фокусировки пучков в линейных ускорителях (см. ниже). В циклич. ускорителях квадрупольные линзы применяются в основном для коррективки Ф. ч.

В общем случае некруговой орбиты $n = - \partial \ln B / \partial \ln r$ — производной поля по нормали к орбите. Поэтому эффект знакопеременной Ф. ч. можно, напр., получить в поле, нарастающем по абсолютной величине с радиусом, вводя участки орбиты с отрицат. кривизной, как это делается в кольцевых фазотронах. Орбита в этих ускорителях имеет волнообразную форму (рис. 2), и эффективный показатель

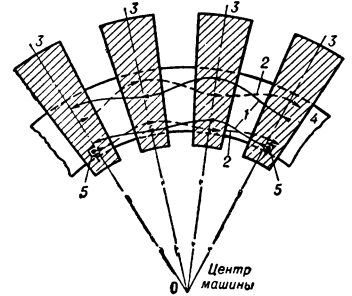


Рис. 2. Часть симметричного кольцевого фазотрона: 1—2 — орбиты частиц, обращающихся в противоположные стороны; 3 — магниты; 4 — вакуумная камера; 5 — инжектор.

Ф. ч. за счет локального изменения n можно получить также, вводя в систему квадрупольные линзы или сжимая края магнитных секторов так, чтобы орбита выходила из них не под прямым углом (рис. 3); такая Ф. ч. наз. краевой. Ее естеств. обобщением на случай, когда размер области с измененным n сравним

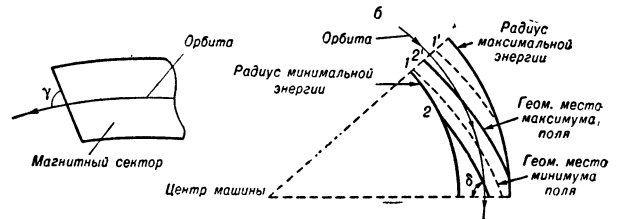


Рис. 3. а — схема краевой фокусировки. б — схема спирального кольцевого ускорителя. Орбита частиц пересекает поочередно минимумы (долины) и максимумы (гребни) поля. Магн. поле возрастает с радиусом орбит, когда частицы движутся от гребня к долине, и спадает при их движении к гребню. Попеременный спад и возрастание поля создают сильную фокусировку. Среднее возрастание поля с радиусом (необходимое для процесса ускорения) обеспечивается тем, что в гребне 2' (долине 1') поле больше, чем в 2 (1).

с размером сектора, является секторная и спирально-гребневая Ф. ч., применяемые в изохронных циклотронах. В основе всех этих методов лежит один принцип — создание такой зависимости показателя поля вдоль орбиты, при к-ром оба типа бетатронных колебаний одновременно устойчивы.

Общие условия Ф. ч. в идеальных магнитных системах. Ур-ния для малых отклонений по нормали (x) и вертикали (z) от орбиты в произвольном поле, имеющем плоскость симметрии, независимы и имеют вид $\frac{d^2x}{d\phi^2} + \frac{K^2}{K_0^2}(1-n)x = 0, \frac{d^2z}{d\phi^2} + \frac{K^2}{K_0^2}nz = 0, (3)$

где кривизна орбиты K и показатель n, взятый по нормали к орбите, — периодич. ф-ция обобщенного азимута $\phi = \sigma K_0$ (σ — длина дуги орбиты, а $2\pi/K_0$ — ее периметр). Период их изменения в идеальных системах равен $\phi_0 = 2\pi/N$.

После прохождения одного элемента периодичности векторы колебаний $\begin{pmatrix} x \\ dx/d\phi \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} z \\ dz/d\phi \end{pmatrix}$ претерпевают нек-рое линейное преобразование, описываемое матрицами перехода M_x и M_z (способ их нахождения см. ниже). Общее условие устойчивости имеет вид

$$|\text{Sp } M_{x,z}| = 2|\cos \mu_{x,z}| < 2, (4)$$

где $\mu_{x,z}$ — т. н. характеристич. числа. Если условие (4) выполнено, то решение каждого из ур-ний (3) может быть записано в виде

$$(x, z) = af_{x,z}(\phi) e^{i\nu x, z\phi} + \text{к.с.}, \nu = N\mu/2\pi, (5)$$

где a — комплексная амплитуда колебаний (постоянная), а f(φ) — комплексная периодич. ф-ция, имеющая период магнитной системы (ф-ция Флоке), к. с. означает комплексно-сопряж. выражение. Т. о., μ имеет смысл фазового сдвига колебаний на одном элементе периодичности. Из (4) видно, что в пределах области устойчивости μ меняется от 2πk до π(2k+1), где k — целое. Обычно в ускорителях используется первая область устойчивости, соответствующая k=0 (см. ниже), так что частота бетатронных колебаний ν может варьироваться от 0 (отсутствие Ф. ч.) до N/2 (предел, за к-рым наступает неустойчивость).

Согласно (5), бетатронные колебания в произвольных системах представляют собой негармонич. колебания с частотой ν и огибающей |f(φ)|. Последнее означает, что поперечный размер пучка является ф-цией азимута и периодичен с периодом магнитной системы.

Вид огибающей и глубина ее модуляции существенно зависят от структуры элемента периодичности. Для простейшей системы (т. н. системы ФОДО), состоящей из одинаковых фокусирующих (Ф) и дефокусирующих (Д) секторов, разделенных небольшими прямолинейными промежутками (О), глубина модуляции ~ 30% для центра области устойчивости (ν = N/4), сильно увеличивается при ν → N/2 и обращается в нуль при ν → 0, когда колебания становятся почти гармоническими. Наличие модуляции — отрицат. фактор, снижающий эффективность Ф. ч., поэтому значение ν обычно не выбирается вблизи верхней границы.

Фокусирующие свойства магн. системы можно наглядно изобразить на фазовых плоскостях (ж, p_x) и (z, p_z), где p_{x,z} — поперечный импульс, соответствующий данной степени свободы. Площадь, ограниченная макс. фазовой траекторией, допустимой в данном ускорителе, наз. акцептансом ускорителя и характеризует максимальный фазовый объем колебаний. Очевидно, что фазовый объем пучка, выходящего из инжектора (эмиттанс), не должен быть существенно меньше акцептанса, т. к. иначе возможности фокусирующей системы будут использованы не полностью, и не должен превышать его (см. Синхрофазотрон). Площадь фазового пространства, к-рая является адиабатич. инвариантом, сохраняется и при медленном изменении параметров, в частности энергии частицы. Отсюда следует, что в процессе ускорения амплитуда бетатронных колебаний изменяется про-

порционально $\langle B \rangle^{-1/2}$, т. е. уменьшается с ростом среднего магн. поля на орбите $\langle B \rangle$. Это затухание, наз. часто адиабатическим, обеспечивает обычно уменьшение поперечных размеров пучка в 10—30 раз, что заметно противодействует влиянию различных возмущающих факторов.

Определение фокусирующих свойств магнитной системы. Во многих случаях матрица M является произведением матриц отдельных составных частей элемента периодичности, взятых в соответствующей последовательности (магнитные блоки с различными n, прямолинейные промежутки, квадрупольные линзы). В общем случае участку орбиты длиной l с постоянной кривизной K соответствует матрица

$$M = \begin{pmatrix} \cos \psi & (lK_0/\psi) \sin \psi \\ -(\psi/lK_0) \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix}. (6)$$

Наиболее часто встречающиеся частные случаи:

а) Магнитный сектор угловой протяженностью $\phi_m = lK_0$. В этом случае $\psi = \phi_m \sqrt{n} K/K_0$ для z-колебаний и $\psi = \phi_m \sqrt{1-n} K/K_0$ для x-колебаний. При больших |n| одна из этих величин мнимая.

б) Прямолинейный участок орбиты длины l, свободный от поля, описывается той же матрицей, но при $K \rightarrow 0$, т. е. при $\psi \rightarrow 0$.

в) Квадрупольная магн. линза длины l с градиентом в плоскости орбиты $G = \partial B_z/\partial x$; при этом $K \rightarrow 0$ и $n \rightarrow eG/K^2 pc$, где e и p — заряд и импульс ускоряемой частицы. Т. о., $\psi_{x,z} = l (\mp eG/pc)^{1/2}$. В пиклич. ускорителях удобнее заменить e/pc на $-K_0/\langle B_z \rangle$, где $\langle B_z \rangle$ — среднее поле на орбите.

г) Краевая фокусировка рассеянным полем при скошенном крае магн. сектора может рассматриваться как результат действия тонкой магнитной линзы, матрица к-рой равна $M_{x,z} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \mp (K/K_0) \text{ctg } \gamma & 1 \end{pmatrix}$, где γ — угол между границей сектора и орбитой (рис. 3, а).

Приведенные выражения часто достаточны для ориентировочного расчета фокусирующих свойств ускорителя или системы инжекции пучка. Так, для симметричной системы ФОДО с показателями поля в соседних секторах n_1 и $-n_2$ произведение соответствующих четырех матриц приводит к выражению:

$$\cos \mu_x = \cos \psi_1 \text{ch } \psi_2 + 1/2(\psi_2/\psi_1 - \psi_1/\psi_2 - \lambda \psi_1 \psi_2) \times \times \sin \psi_1 \text{sh } \psi_2 + \lambda (\psi_2 \cos \psi_1 \text{sh } \psi_2 - \psi_1 \sin \psi_1 \text{ch } \psi_2), (7)$$

где $\psi_{1,2} = \sqrt{n_{1,2}} \phi_m$, а λ — отношение длины прямолинейных участков орбиты к криволинейным ($\cos \mu_x$ получается из (7) заменой $n_1 \rightarrow -1 + n_2, n_2 \rightarrow n_1 - 1$). Вид совместной области устойчивости показан на рис. 4. По мере возрастания параметров ψ_1 и ψ_2 проходится бесконечная последовательность таких областей, к-рые, однако, гораздо меньше первой и, следовательно, более критичны к неточностям в выборе параметров (поэтому они обычно не имеют практич. значения).

Более точный расчет Ф. ч. проводится обычно численными методами после определения реальной топографии магнитн. поля. Для этого достаточно проинте-

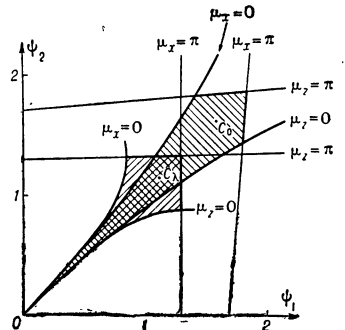


Рис. 4. Совместная область устойчивости в системе ФОДО. Точки C₀ и C_λ означают центры областей устойчивости (μ_x = μ_z = π/2) соответственно при λ = 0 и λ = 1.

грировать ур-ния (3) на одном элементе периодичности $0 < \vartheta < \vartheta_0$. Если найдены 2 решения $x_1(\vartheta)$ и $x_2(\vartheta)$, удовлетворяющие начальным условиям $x_1(0) = 1, x_1'(0) = 0, x_2(0) = 0, x_2'(0) = 1$, то $\cos \mu_x = 1/2 [x_1(\vartheta_0) + x_2(\vartheta_0)]$, и аналогично для z -движения.

Во многих случаях, особенно при сложных магн. системах, полезны приближенные аналитич. ф-лы, применимые в основном, когда длина волны бетатронных колебаний велика по сравнению с периодом магн. системы, т. е. когда Ф. ч. не слишком сильна. При этом Ф. ч. определяется гл. обр. усредненными по элементу периодичности квазиупругими силами. С помощью таких ф-л можно, напр., получить приближ. выражение для частот бетатронных колебаний в ускорителях с магнитным полем сложной конфигурации, таких, как изохронные циклотроны и кольцевые фазотроны:

$$v_x^2 \approx 1 - n_0 + \frac{n_0^2 S^2}{N^2}, \quad v_z^2 \approx n_0 + \frac{n_0^2 S^2}{N^2} + 2\Phi^2 (\text{tg}^2 \delta + 1/2),$$

$$v \ll N/2, \quad N \gg 1, \quad (9)$$

где члены $\pm n_0$ обязаны фокусировке средним вдоль азимута градиентом магн. поля, члены $\sim S^2$ возникают из-за волнообразности орбиты, а слагаемое $\sim \Phi^2$ — из-за азимутальной вариации поля. Величины $S^2 = 2 \sum_{k=1}^{\infty} |b_k|^2 / k^2 |b_0|^2$ и $\Phi^2 = 4 \sum_{k=1}^{\infty} |b_k|^2 / |b_0|^2$

определяются амплитудами азимутальных гармоник поля b_k , а δ есть угол наклона спиралей (рис. 3, б). «Спиральность» поля, характеризуемая углом δ , в первом приближении влияет только на z -фокусировку, что особенно важно в ускорителях циклотронного типа.

Ф. ч. в неидеальных системах и нелинейные эффекты. В реальной магн. системе все N элементов периодичности не могут быть идентичными. Наличие «низочастотных» (с номером $< N$) азимутальных гармоник в поле приводит к появлению нек-рых резонансных явлений, т. е. полос неустойчивости. Так, k -я гармоника искажения поля ($k < N$) вызывает соответствующую гармонику искажения орбиты, k -рая особенно велика, если число k близко к собств. частоте бетатронных колебаний v (т. н. простой или целой резонанс). Кроме того, k -я гармоника градиента поля вызывает неустойчивость, т. е. дефокусировку при $v \approx k/2$ (параметрический, или полудельный резонанс). Физически это соответствует случаю, когда на одном обороте укладывается целое или полуцелое число волн бетатронных колебаний. Наконец, если сумма или разность бетатронных частот для x - и z -колебаний близка к k , то искажение поля приводит к резонансам с v и, заключающимся либо в одновременном росте амплитуд x - и z -колебаний, либо в перекачке энергии из одного вида колебаний в другой. Общее условие резонансов для малых колебаний:

$$k_x v_x + k_z v_z \approx k, \quad |k_x| + |k_z| \leq 2; \quad (10)$$

k_x, k_z, k — целые.

Наличие резонансов приводит к тому, что диаграмма устойчивости на рис. 4 оказывается пересеченной в разных направлениях «запрещенными» полосами. Эти полосы разбивают всю область устойчивости на ячейки, внутри которых и должна быть выбрана рабочая точка. Размер такой ячейки тем меньше, чем больше N , т. е. чем сильнее Ф. ч., что кладет технич. предел ее повышению. Для оценки соответствующих допусков можно считать, что k -я азимутальная гармоника искажения вертикального (радиального) поля b_k вызывает k -ю гармонику радиального (вертикального) искажения орбиты, равную $b_k / \langle B_z \rangle K_0 (v^2 - k^2)$.

Искажение поля b может быть, напр., связано со смещением магн. блоков, причем смещение орбиты оказывается, как правило, гораздо больше, чем ошибка в расстановке магнитов, и очень чувствительно к выбору v . Для больших сильнофокусирующих ускорителей коэфф. увеличения равен 10—20, так что, напр., неточность в установке магнита на $\pm 0,5$ мм приводит к среднеквадратичным искажениям орбиты в 0,5—1,0 см.

Требование, чтобы рабочая точка не приближалась к запрещенным резонансным полосам, и требование узости полос параметрич. резонанса приводит к допуску на разброс показателя поля в различных секторах, k -рый в сильнофокусирующих установках оказывается $\sim 1\%$. Аналогичные допуски связаны и с резонансами связи.

Разброс частиц по энергиям, неизбежный в реальном ускорителе, также оказывает влияние на условия Ф. ч., k -рая зависит от положения и формы орбиты. Т. к. v может меняться лишь в пределах рабочей ячейки ($\Delta v_{\text{max}} = \pm 0,25$), это ограничивает допустимый разброс по энергиям, особенно в сильнофокусирующем магните.

Все сказанное выше относится к достаточно малым отклонениям от орбиты, когда поперечное движение может описываться линейными ур-ниями (3). Для больших бетатронных колебаний характерны нелинейные эффекты, k -рые, в основном, сводятся к следующему:

а) Частота бетатронных колебаний зависит от их амплитуды и от положения орбиты в камере.

б) Появляются дополнит. резонансы, вызванные возмущениями поля. Их общее условие — приближ. равенство $k_x v_x + k_z v_z = k$, где k_x, k_z, k — любые целые числа. Хотя нелинейные резонансы на возмущениях опасны, по-видимому, лишь при $|k_x| + |k_z| \leq 4$, соответствующие резонансные полосы разбивают и без того малую рабочую ячейку на еще более мелкие ячейки и, следовательно, приводят к повышенным требованиям на допуски.

в) Нелинейные резонансы при $k = N$, возможные для первой области устойчивости уже при $|k_x| + |k_z| = 3$, проявляются даже в идеальном поле без низочастотных гармоник искажения поля. Поскольку N -я гармоника поля всегда выражена очень сильно, они представляют серьезную опасность, особенно в установках с сильно нелинейным полем (изохронные циклотроны, кольцевые фазотроны). Даже вдали от такого резонанса может существовать предельная амплитуда бетатронных колебаний, превышение k -рой приводит к дефокусировке.

Влияние излучения и пространственного заряда на Ф. ч. Для электронных ускорителей характерно наличие интенсивного электромагнитного излучения, k -рое уже при энергии ~ 300 Мэв начинает сказываться на условиях фокусировки (см. также *Фазовые колебания, Излучение электронов в ускорителях*). В основном это влияние приводит к экспоненциальному затуханию бетатронных колебаний с декрементами $\xi_{x,z}$, пропорциональными средней за оборот интенсивности излучения W . Для орбиты, состоящей из прямолинейных участков и дуг окружностей с относительной длиной σ , эти декременты равны

$$\xi_x = \frac{1}{2} \frac{W}{E} \left(\frac{\alpha}{\sigma} - 1 \right), \quad \xi_z = \frac{1}{2} \frac{W}{E}, \quad (11)$$

где α — коэфф. расширения орбит. В сильнофокусирующем ускорителе, где $\alpha \approx 5/|n| \ll 1$ (для центра области устойчивости), затухание смещается раскачкой с довольно малым временем нарастания. Эта радиационная неустойчивость устраняется либо снижением среднего магнитного поля (уменьшением W) с тем, чтобы время раскачки превышало время ускорения,

либо введением в магнитную систему спец. «демпфирующих» элементов, изменяющих декремент ξ_x .

Влияние пространств. заряда пучка на Ф. ч. можно оценить, предположив, что в поперечном сечении пучок представляет собой равномерно заряженный круг. Тогда уменьшение частот бетатронных колебаний, связанное с пространств. зарядом, определяется ф-лой

$$\Delta\nu^2 \approx -\frac{2\pi e^2 \mathcal{N}}{m_0 \omega^2} \gamma^{-3}, \quad \gamma = \frac{E}{m_0 c^2}; \quad (12)$$

где ω — частота обращения, а \mathcal{N} — пространств. плотность частиц в пучке. Обычно считается опасным сдвиг рабочей точки до ближайшего резонанса, т. е. $\Delta\nu_{\max} \approx -0,25$. Найденный отсюда предельный пространств. заряд пропорционален γ^3 . Если, однако, на поле пучка существенно влияют проводящие стенки вакуумной камеры, то предельная плотность при больших энергиях пропорциональна γ , а не γ^3 .

Фокусировка и дефокусировка электрич. полей применяется только при небольших энергиях из-за трудности создания электрич. полей большой напряженности. Наибольшую роль она играет в электростатич. ускорителях и циклотронах и с принципиальной точки зрения ничем не отличается от методов *электронной оптики*. В линейных резонансных ускорителях электромагнитная волна, ускоряющая частицы, дефокусирует их, т. е. приводит к расхождению пучка, если обеспечены условия фазовой устойчивости сгустка. Особенно наглядно это видно, если перейти в систему координат, движущуюся вместе с частицей и с ускоряющей волной. В этой системе существует только электростатич. поле, потенциал к-рого не имеет максимумов и минимумов. Это значит, что если, напр., движение в продольном направлении устойчиво, то в поперечном направлении оно будет неустойчивым. Поэтому для обеспечения радиальной Ф. ч. в линейных ускорителях приходится либо закрывать входные отверстия пролетных трубок спец. фокусирующими сетками, либо накладывать дополнит. продольное магнитное поле, либо, наконец, использовать метод сильной Ф. ч. В последнем случае Ф. ч. принципиально не отличается от фокусировки в циклич. ускорителях. Практически сильная Ф. ч. в линейном ускорителе осуществляется магнитными квадрупольными линзами, к-рые создают поперечное поле, равное нулю на оси линзы и линейно нарастающее с расстоянием от оси. При прохождении последовательности линз частица, отклонившаяся от оси, испытывает поочередно импульсы фокусирующих и дефокусирующих квазиупругих сил, приводящих при правильном выборе параметров к фокусирующему эффекту. Матрица перехода для квадрупольной линзы дается ф-лой (6), но расчет системы выполняется численными методами, поскольку на поперечное движение существ. влияние оказывает также ВЧ поле, так что условия Ф. ч. в данном случае оказываются связанными с фазовыми колебаниями. Недостаток такой системы — жесткие требования к допускам на параметры и установку линз, но это компенсируется возможностью получить интенсивность ускоренного пучка гораздо большую, чем при использовании Ф. ч. сетками (см. *Линейный ускоритель*).

Ф. ч. в линейных ускорителях существенна лишь для тяжелых частиц, скорости к-рых невелика. В электронных ускорителях темп изменения энергии сравнительно велик, масса частицы быстро увеличивается и поперечное отклонение, связанное с дефокусировкой, возрастает очень медленно (логарифмически). Поэтому во многих случаях электронные линейные ускорители работают вообще без поперечной Ф. ч.

Ф. ч. электрич. полей применяется также в циклотронах на начальной стадии ускорения, т. е. в центре магнита, где n очень мало и, следовательно, вертикальная магнитная Ф. ч. отсутствует. Механизм ее действия связан с тем, что ускоряющий промежуток между дуантами можно рассматривать как совокупность двух линз, первая из к-рых фокусирует, а вторая дефокусирует пучок. Однако первую половину пути в промежутке частица проходит при меньшей энергии, чем вторую, причем и само напряжение уменьшается за время пролета, так что суммарный эффект ускоряющего промежутка — фокусирующий. Нек-рая модификация этого метода применяется также в *микротроне*.

В принципе, возможна Ф. ч. полей пространств. заряда, основанная на том, что дефокусирующее действие поперечного поля пучка электронов почти полностью при релятивистских энергиях компенсируется магн. полей. Поэтому достаточно лишь небольшого количества медленных положит. ионов в пучке, чтобы суммарное поле было для электронов фокусирующим. В то же время магн. поле на медленные ионы не действует, и они также фокусируются, поскольку плотность электронов в пучке значительно превышает плотность ионов. Условие одновременной фокусировки в такой системе

$$\mathcal{N}_i < \mathcal{N}_e < \mathcal{N}_i \gamma^2, \quad (13)$$

где \mathcal{N}_e и \mathcal{N}_i — плотность электронов и ионов соответственно. Такая самофокусирующаяся система при больших токах плохо описывается изложенной выше простой теорией, не учитывающей коллективного взаимодействия частиц. В частности, возможно появление специфич. неустойчивостей, связанных с коллективным поведением частиц, для преодоления к-рых необходимо, по-видимому, комбинировать фокусировку пространств. зарядом с внешней магн. фокусировкой того или иного типа.

Лит.: 1) Cougant E. D., Snyder H. S., «Ann. Phys.», 1958, т. 3, № 1; «Проблемы современной физики», 1958, № 4, с. 91; 2) Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; 3) Ускорители. Сб. статей, пер. с англ. и нем., под ред. Б. Н. Яблокова, М., 1962; 4) Международная конференция по ускорителям, Дубна, 1963 г., Труды..., М., 1964. А. Н. Лебедев.

ФОКУСНОЕ РАССТОЯНИЕ — расстояние от главной точки оптич. системы до соответствующего ей фокуса (см. *Кардинальные точки оптической системы*, *Фокальные точки*). В зависимости от того, принадлежит ли фокус и главная точка пространству предметов или пространству изображений, различают переднее Ф. р. f и заднее Ф. р. f' . Если показатель преломления среды в пространстве предметов n , а в пространстве изображений n' , то $f'/n' = f/n$. Если по обе стороны оптич. системы находится одна и та же среда и $n = n'$, то $f' = f$. Ф. р. — важная характеристика оптич. системы, от к-рой зависят увеличение системы, светосила и др.

ФОН — единица *уровня громкости* звука. Уровень громкости N в Ф. определяется через десятич. логарифм отношения измеряемого звукового давления p (в $\text{дин}/\text{см}^2$ или $\text{н}/\text{м}^2$) к звуковому давлению стандартного чистого тона (частотой 1000 гц) на пороге слышимости ($p_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ дин}/\text{см}^2 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ н}/\text{м}^2$); $N = 20 \lg(p/p_0)$. Для чистого тона Ф. совпадает с децибелом (см. *Децибел шкала*).

ФОНЕМА — наименьшая единица устной речи. Аналогично классификации букв и звуков, имеются гласные и согласные Ф., шумовые и озвученные Ф. и т. д. Одной и той же букве могут соответствовать разные Ф., а в нек-рых случаях — комбинации из Ф. Поэтому любой текст может быть записан в виде последовательностей Ф., к-рые могут значительно отличаться от буквенных последовательностей.

Каждая из Φ . имеет варианты. Согласно фонологич. теории Пайка [1], каждый из многочисленных вариантов Φ . представляет конкретный звук речи, поэтому произносимые звуки могут значительно отличаться от своей Φ ., являющейся инвариантом этого класса звуков. По теории Шаумяна [2], произносится не Φ ., а фонемойд — физич. реализация варианта Φ . Соответственно этому устная речь может быть записана точно только в виде последовательностей вариантов Φ ., или вариантов фонемойдов.

Лит.: 1) P i k e K. L., Language in relation to a unified theory of the structure of human behavior, pt 2, Glendale (Californie), 1955; 2) Ш а у м я н С. К., Проблемы теоретической фонологии, М., 1962. М. А. Сапожков.

ФОНОГРАММА — носитель записи звука, на к-ром записаны звуковые колебания.

ФОНОМЕТР — прибор для субъективного измерения уровня громкости исследуемого звука или шума. См. *Шумомер*.

ФОНОН — квант поля колебаний кристаллич. решетки (по аналогии с квантом электромагнитного поля — *фотоном*). Рассмотрение *колебаний кристаллической решетки* основано на д и а б а т и ч е с к о м п р и б л и ж е н и и, в рамках к-рого совокупности ее структурных элементов (атомов, молекул, ионов) можно приписать потенциальную энергию U , зависящую только от координат ядер. Эта энергия далее разлагается в ряд по степеням малых смещений ядер из положения равновесия: $U = U_0 + U_1 + U_2 + U_3 + \dots$. Постоянный член разложения U_0 (энергия кристалла в равновесном состоянии) устраняется выбором начала отсчета энергии, а линейный член U_1 обращается в нуль, т. к. разложение ведется ок. положения равновесия (подробнее см., напр., [1], [2]). Если смещения малы, можно ограничиться г а р м о н и ч е с к и м приближением $U = U_2$. Приведение квадратичной формы U_2 к сумме квадратов соответствует введению н о р м а л ь н ы х к о о р д и н а т. При этом кристалл эквивалентен системе независимых гармонич. линейных осцилляторов, а его состояние в общем случае описывается суперпозицией *нормальных колебаний*. В частности, уровни энергии колебаний кристалла, в соответствии с квантовой механикой, определяются ϕ -лой:

$$E = \sum_{\beta=1}^{3Nr} \hbar \omega_{\beta} (n_{\beta} + 1/2), \quad (1)$$

где $n_{\beta} = 0, 1, 2, \dots$; β — индекс нормального колебания. Число независимых нормальных колебаний равно числу координат ядер, т. е. $3Nr$ для кристалла, содержащего Nr атомов (N элементарных ячеек, по r атомов в каждой ячейке).

Отдельное нормальное колебание обычно представляется стоячей волной, к-рая может быть разложена на две бегущие волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Каждая бегущая волна характеризуется к в а з и л о н о в ы м вектором k , вектором поляризации $e_j(k, \alpha)$ ($j = 1, 2, \dots, r$ — номер атома в элементарной ячейке), в общем случае комплексным, и частотой $\omega(k, \alpha)$. Индекс $\alpha = 1, 2, \dots, 3r$ определяет тип и поляризацию волны. Соответственно этому $\omega(k, \alpha)$ — неоднозначная ϕ -ция k и состоит из $3r$ ветвей. При малых k ($ka \ll 1$, a — постоянная решетки) три из этих ветвей характеризуются линейным законом дисперсии: $\omega(k, \alpha) = C(n, \alpha)k$, где $C(n, \alpha)$ — скорости звука, $n = k/k$, $k = |k|$, $\alpha = 1, 2, 3$. Они наз. а к у с т и ч е с к и м и и соответствуют упругим волнам обычной теории упругости. Для остальных $3(r - 1)$ ветвей: $\omega(0, \alpha) \neq 0$, причем смещения атомов происходят так, что центр масс отдельной элементарной ячейки покоится. Если в ячейке содержатся ионы противоположного знака (как, напр., в *ионных кристаллах*),

то движение такого типа можно возбудить переменным электрич. полем, напр. световой волной (соответствующие частоты, как правило, принадлежат инфракрасной области). Поэтому ветви с $\omega(0, \alpha) \neq 0$ наз. о п т и ч е с к и м и.

Частота $\omega(k, \alpha)$ при каждом α — симметричная и периодич. функция k :

$$\omega(-k, \alpha) = \omega(k, \alpha); \quad \omega(k + 2\pi b_s, \alpha) = \omega(k, \alpha),$$

где b_s ($s = 1, 2, 3$) — основные периоды *обратной решетки*; любые два значения k , отличающиеся на вектор обратной решетки, эквивалентны. Для устранения многозначности, связанной с периодичностью, ограничивают область значений k первой зоной Бриллюэна (см. *Бриллюэна зоны*) или любой др. эквивалентной областью (напр., основной ячейкой обратной решетки).

В то время как в континууме частота неограниченно возрастает с ростом k , в кристалле, в силу периодичности $\omega(k, \alpha)$ и конечности сил междоатомного взаимодействия, существует максимум частоты ω_m . Колебания с большими частотами не могут распространяться в кристалле, т. е. спектр «обрезан» (см. также *Колебания кристаллических решеток*).

Каждой плоской бегущей волне типа α с квазивольновым вектором k , согласно квантовомеханич. *соответствия принципу* можно сопоставить совокупность движущихся *квазичастиц* или квантов с *квазимпульсом* $\hbar k$ и энергией $\hbar \omega(k, \alpha)$, к-рые и наз. Φ . Скорость Φ . определяется скоростью соответствующих классич. волн $v(k, \alpha) = \nabla \omega(k, \alpha)$. Термины « Φ .» и «волна решетки» близки по смыслу, но не являются синонимами. Возбужденное состояние решетки можно представить как идеальный газ Φ ., свободно движущихся в объеме кристалла. Φ -ла (1) для полной энергии системы вполне соответствует такому представлению, причем число $n_{k\alpha}$ [$\beta \equiv (k, \alpha)$] имеет смысл числа Φ . в состоянии (k, α) . Т. к. $n_{k\alpha}$ могут принимать любые значения, Φ . подчиняются Б о з е статистике (независимо от статистики, к-рой подчиняются структурные элементы решетки). Полное число частиц в равновесном газе Φ . не является заданным и само определяется условиями равновесия; поэтому его *химический потенциал* равен 0. Фононный газ описывается теми же математич. методами, к-рыми пользуются в теории излучения черного тела.

Представление колебаний решетки в виде идеального газа фононов связано с представлением потенциальной энергии в виде U_2 . Это приближение, в общем, достаточно для объяснения *теплоемкости*, упругих и оптич. свойств кристаллов. Учет ангармоничности, т. е. высших членов разложения U_3 и U_4 , соответствует введению взаимодействия между Φ ., в процессе к-рого Φ . могут возникать, аннигилировать и рассеиваться друг на друге с изменением частоты и поляризации. При этом суммарная энергия и квазимпульсы сохраняются (но последний лишь с точностью до вектора обратной решетки).

Ангармонич. взаимодействие является единственным механизмом, посредством к-рого распределение Φ ., как частиц, может быть приведено в состояние термодинамич. равновесия. Оно играет важную роль в определении времени жизни Φ . Последнее существенно зависит от темп-ры. При высоких темп-рах ($kT \sim \hbar \omega_m$) среднее время жизни τ пропорционально $1/T$, при низких темп-рах ($kT \ll \hbar \omega_m$) для идеальных кристаллов достаточно больших размеров (когда можно пренебречь рассеянием на дефектах и поверхностях) τ пропорционально $\exp(\hbar \omega_m/kT)$. Более строго указанные зависимости характеризуют вероятность *переброса процессов*, определяющих решеточное теплосоппротивление. При комнатной темп-ре

для обычных кристаллов $\tau \sim 10^{-12}$ сек, при $T \sim 188^\circ \text{K}$ $\tau \sim 10^{-11}$ сек.

Взаимодействие между Ф. позволяет объяснить тепловое расширение, различие и темп-рное изменение удельных теплоемкостей при постоянном давлении (C_p) и постоянном объеме (C_v), зависимость упругих постоянных от темп-ры и давления. При этом смещения из положения равновесия по-прежнему предполагаются малыми по сравнению с межатомными расстояниями. В обычных кристаллах это условие выполняется вплоть до точки плавления. На языке взаимодействия с Ф. могут быть сформулированы многие задачи о взаимодействии различного рода излучений с колеблющимися атомами кристалла (*рассеяние нейтронов* и рентгеновских лучей, *Мессбауэра эффект*, инфракрасное поглощение и т. д.), а также рассеяние электронов на тепловых колебаниях решетки в *металлах* и *полупроводниках*. Только учет электронофононного взаимодействия позволил объяснить *сверхпроводимость*.

Для термодинамич. описания кристалла исчерпывающим является знание ф-ции распределения частот фононного спектра $g(\omega)$. Она обычно нормируется

на единицу ($\int_0^{\omega_m} g(\omega) d\omega = 1$) и определяется так,

что $3Nrg(\omega) d\omega$ равно числу состояний Ф. (или числу нормальных колебаний) в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$. Если известен закон дисперсии, то $g(\omega)$ может быть вычислена по ф-ле:

$$g(\omega) = \frac{V}{3r(2\pi)^3} \sum_{\alpha=1}^{3r} \int_{\omega(k, \alpha) = \omega} \frac{d\Omega_k}{|\nabla \omega(k, \alpha)|}, \quad (2)$$

где интегрирование производится по поверхности $\omega(k, \alpha) = \omega$, расположенной в пределах первой зоны Бриллюэна (V — объем элементарной ячейки). Благодаря обращению в 0 градиента $\Delta \omega(k, \alpha)$ в нек-рых точках $k = k_c$ обратного пространства, у ф-ции $g(\omega)$ должно существовать конечное число изолированных критич. точек $\omega_c = \omega(k_c, \alpha)$, в к-рых сама ф-ция $g(\omega)$ остается непрерывной, но ее производная испытывает скачок, так что [3]:

$$g(\omega) = \begin{cases} g(\omega_c) \pm D(\omega_c - \omega)^{1/2} + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega < \omega_c \\ g(\omega_c) + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega > \omega_c \end{cases} \quad (3)$$

или

$$g(\omega) = \begin{cases} g(\omega_c) + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega < \omega_c \\ g(\omega_c) \pm D(\omega - \omega_c)^{1/2} + O(\omega - \omega_c) & \text{при } \omega > \omega_c \end{cases} \quad (3')$$

(D — постоянная).

Непосредственный расчет спектра Ф. конкретных структур — весьма трудная задача. Часто его моделируют простыми ф-циями, из к-рых наиболее распространена дебаевская (см. *Дебаевская модель твердого тела*): $g(\omega) = 3\omega^2/\omega_m^3$ ($0 \leq \omega \leq \omega_m$, ω_m — обрезывающая дебаевская частота).

Очевидно, что никакие модели не в состоянии заменить знание точного фононного спектра. Экспериментальный метод его определения основан на измерении сечения неупругого (однофононного) некогерентного рассеяния медленных нейтронов в зависимости от энергии, переданной кристаллу (см. *Рассеяние нейтронов*). Из опытов по когерентному однофононному рассеянию медленных нейтронов для достаточно простых кристаллов можно определить также закон дисперсии и комплексные векторы поляризации Ф. [4]. Это наиболее прямой метод, отличающийся значительной точностью. Нек-рые сведения о фононном спектре могут быть получены также из экспери-

ментов по определению интенсивности инфракрасного поглощения и комбинационного рассеяния, теплоемкости, вероятности эффекта Мессбауэра и др. Фононный спектр принципиально может быть также определен из экспериментов типа Мессбауэра, в к-рых резонансное поглощение γ -квантов сопровождается испусканием или поглощением одного Ф. Однако практич. использование таких однофононных процессов ввиду их чрезвычайно малой интенсивности находится пока за пределами имеющихся экспериментальных возможностей.

До сих пор речь шла об идеальных кристаллах. Введение примесных атомов может существенно изменить фононный спектр даже при их малой концентрации и привести к появлению новых частот [5] (локальные уровни) или к возрастанию статистич. веса нек-рых участков исходного спектра [6] (квазилокальные уровни). Изменение спектра, в свою очередь, сказывается на термодинамич. и др. свойствах твердых тел [7]. В неупругих структурах отдельные нормальные колебания описываются уже не плоскими волнами, а более сложными выражениями, учитывающими рассеяние на примесях [5].

Коллективные возбуждения типа Ф. не обязательно связаны с кристаллич. структурой. Так, при самых низких темп-рах они могут, напр., возникать в Бозежидкости (жидкий He^4).

Лит.: 1) Пайерлс Р., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; 2) Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; 3) Нова Л. ван, «Phys. Rev.», 1953, v. 89, № 6, p. 1189; 4) Каган Ю., «ЖЭТФ», 1962, т. 42, вып. 5, с. 1375; 5) Лифшиц И. М., там же, 1947, т. 17, вып. 11, с. 1017, вып. 12, с. 1076; «УМН», 1952, т. 7, вып. 1, с. 171; «Nuovo cimento», 1956, т. 3, suppl. 4, p. 716; 6) Лифшиц И. М., Степанова Г. И., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 5, с. 938; 7) Каган Ю., Иосилевский Я., там же, 1962, т. 42, вып. 1, с. 259; 1964, т. 46, вып. 6, с. 2165; 8) и х же, там же, 1963, т. 45, вып. 3, с. 819. Я. А. Иосилевский.

ФОРВАКУУМ — предварит. разрежение ($10^{-1} - 10^{-3}$ мм рт. ст.), создаваемое в вакуумной системе насосами предварит. разрежения (форвакуумы) перед включением высоковакуумных насосов и поддерживаемое на их выпуске (см. *Вакуумная техника*).

ФОРВАКУУМНЫЙ НАСОС — см. *Насос предварительного разрежения*.

ФОРМАНТА — область концентрации энергии в спектре звука речи и певческого голоса, а также в спектре музыкального инструмента (см. *Тембр*), в той или иной степени определяющая узнаваемость звука. Для каждого звука речи, певческого голоса и музык. инструмента может быть несколько Ф. Наряду с этими Ф. для звуков речи существуют ложные Ф., отличающиеся от обычных (характерных) тем, что они никак не способствуют узнаванию звука, а иногда и мешают этому. Нек-рые из ложных Ф. характеризуют индивидуальность произношения и являются Ф. голоса.

Каждая из Ф. характеризуется средней частотой, шириной по спектру и уровнем («амплитудой»). За эти величины соответственно принимаются спектр. моменты 0-го, 1-го и 2-го порядков, определенные в каждой формантной области. При хорошей дикции и точном произношении звука речи каждой Ф. соответствует только один максимум спектра. В этих условиях максим. уровень спектра — уровень Ф., частота спектр. максимума — частота Ф. и ширина полосы спектра на уровне -3 db относительно максим. уровня — ширина Ф. Частота, уровень и частично ширина Ф. непрерывно изменяются в процессе произношения звуков речи.

Лит. см. *Речь, Голос, Тембр, Музыкальные инструменты*. М. А. Саложков.

ФОРМВАР — синтетич. смола, соединение поливинилового спирта с формальдегидом. Ф. характери-

зуются незначит. изменением механич. свойств (предел прочности при растяжении 600—700 кгс/см²) в широком интервале темп-р (до -40° С) и пониженной растворимостью. Применяется как компонент лаков, клеев и герметизирующих составов.

ФОРМ-ФАКТОР (в теории элементарных частиц) — ф-ция, описывающая влияние протяженности частицы на ее взаимодействие с др. частицами и полями. Термин Ф.-ф. заимствован из теории рассеяния рентгеновских лучей (см. *Атомный фактор*), а его применение основано на наглядном представлении о том, что, напр., протон проводит часть времени в виртуальном состоянии «нейтрон + π⁺-мезон». Поэтому заряд его оказывается «размазанным» с нек-рой плотностью $e\rho(r)$. Тогда, напр., амплитуда рассеяния электронов на таком размазанном протоне отличается от амплитуды рассеяния на точечном протоне множителем, наз. Ф.-ф. протона:

$$F(q) = \int \rho(r) \exp(iqr) dV,$$

где q — передаваемый при рассеянии импульс.

В последоват. релятивистской локальной теории реальное размазывание невозможно, а строгий смысл термина Ф.-ф. в ней определяется след. рассуждением. Плотность энергии взаимодействия электромагнитного поля, описываемого 4-потенциалом $A_\mu(x)$, со свободным фермионом, волновая ф-ция к-рого $\psi(x)$, имеет вид:

$$H(x) = ie\bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x) A_\mu(x) \equiv j_0^\mu(x) A_\mu(x),$$

где γ^μ — Дирака матрицы, а j_0^μ наз. электромагнитным током свободных фермионов. Но само взаимодействие меняет оператор тока j_0^μ . Матричный элемент электромагнитного тока взаимодействующего протона, взятый между состояниями реального протона с 4-импульсами p и p' , с учетом релятивистской инвариантности, Дирака уравнения и сохранения заряда, в общем случае можно записать в виде:

$$\langle p' | j^\mu(0) | p \rangle = (4p_0 p'_0)^{-1/2} \bar{u}(p') \{ \gamma^\mu F_1(q^2) + i\sigma^{\mu\nu} q_\nu F_2(q^2) \} u(p),$$

где $q = p - p'$, $\sigma^{\mu\nu} = (i/2)(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)$. Входящие сюда скалярные ф-ции $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ наз. электр. и магн. Ф.-ф. протона; о них заранее можно утверждать лишь то, что в пределе $q \rightarrow 0$, для длинных волн или малых передаваемых импульсов, $F_1(0) = e$, где e — наблюдаемый заряд, а $F_2(0) = \mu$, где μ — полный магн. момент протона. Для свободной частицы $F_1(q^2) \equiv e$, а $F_2(q^2) \equiv \mu_0$, где μ_0 — «нормальный» магн. момент дираковской частицы с зарядом e , $\mu_0 = e\hbar/2mc$. В системе координат, где $q_0 = 0$, выражения $\rho_{1,2} = (2\pi)^{-3} \int dq \exp(iqr) F_{1,2}(-q^2)$ можно считать пространств. распределениями соответственного заряда и магнитного момента взаимодействующей частицы. Благодаря Ф.-ф. F_1 и F_2 взаимодействующий протон выглядит протяженным; однако нельзя говорить о реальном физ. размазывании протона, поскольку взаимодействующий ток остается локальным оператором и условие микропричинности не нарушается. Аналогично электромагнитным Ф.-ф. F_1 и F_2 можно ввести мезонные Ф.-ф. нуклона, описывающие соответствующий эффект при взаимодействии реального нуклона с мезонным полем, и т. п. Ф.-ф.

В *нелокальной квантовой теории поля* Ф.-ф. описывает реальное размазывание частицы. В этом случае плотность энергии взаимодействия фермиона с электромагн. полем записывается в виде:

$$H(x) = ie \int d^4y d^4z F(x, y, z) \bar{\psi}(y) \gamma^\mu \psi(z) A_\mu(x) = j^\mu(x) A_\mu(x).$$

Релятивистски-инвариантная ф-ция $F(x, y, z) =$

$= f((x-y), (x-z))$ наз. Ф.-ф. в x -представлении, а ее фурье-образ,

$$\tilde{f}(p, q) = \int d^4x d^4y f(x, y) \exp(-ipx - iqu),$$

наз. Ф.-ф. в p -представлении, или обрезаным множителем. Благодаря Ф.-ф. взаимодействие размазано по всей области, где $F(x, y, z) \neq 0$. С одной стороны, это приводит к нарушению микропричинности. С др. стороны, подходящий выбор убывания $\tilde{f}(p, q)$ при больших значениях ее аргументов позволяет устранить «ультрафиолетовые» расходимости, присущие локальной теории. Для точечного взаимодействия $F(x, y, z) = \delta^4(x-y) \delta^4(x-z)$, $\tilde{f}(p, q) \equiv 1$, а ток $j^\mu(x)$ превращается в $j_0^\mu(x)$ — ток свободных частиц в локальной теории.

Лит.: 1) Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; 2) Дрелл С. Д., Захарияев Ф. Электромагнитная структура нуклонов, пер. с англ., М., 1962.

В. П. Павлов.

ФОРСТЕРИТ — минерал состава $Mg_2[SiO_4]$; относится к группе *оливина*.

ФОРТРА ДИАГРАММА — графич. способ описания частот линий вращат. структуры электронно-колебат. полос молекулярных спектров поглощения и испускания. См. *Молекулярные спектры*.

ФОСФОР (Phosphorus), P — хим. элемент V гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 15, ат. в. 30,9738. Состоит из одного стабильного изотопа P^{31} . Важнейший β-радиоактивный изотоп P^{32} ($T_{1/2} = 14,22$ дня). Электронная конфигурация $3s^2 3p^3$. Энергия ионизации (эВ): $P^0 \rightarrow P^+ \rightarrow P^{2+} \rightarrow P^{3+} \rightarrow P^{4+} \rightarrow P^{5+} \rightarrow P^{6+}$ 10,55; 19,65; 30,16; 51,35; 65,01; 220,41. Атомный радиус 1,3Å; ионный радиус P^{5+} 0,35Å, P^{3-} 1,86Å.

Известно неск. аллотропич. модификаций Ф. Наиболее распространен белый (или желтый) Ф., получающийся при конденсации пара в жидкость и затвердевании последней, к-рый по виду и строению подобен парафину и является химически наиболее активной формой Ф. Белый Ф. существует в двух формах: высокотемпературной α-форме (кубические кристаллы, $a = 18,5$ Å, в элементарной ячейке 56 молекул P_4 , плотность 1,828 г/см³, теплоемкость 0,1776 кал/г·град, уд. электр. сопротивление 10¹¹ ом·см, уд. магн. восприимчивость — 0,86 · 10⁻⁶, $t_{пл}$ 44,1° С, теплота сублимации 13,4 ккал/моль) и низкотемпературной (темп-ра перехода при 1 ат — 76,9° С) β-форме (плотность 1,88 г/см³, кристаллы ромбические или моноклинные), обладающей двойным лучепреломлением. Красный Ф. существует в нескольких модификациях, отличающихся структурой, напр. красный I — аморфный, красный IV — тетра- или гексагональные кристаллы, красный V — триклинные (теплота сублимации в ккал/моль соответственно 19,7; 28,0; 28,8). В зависимости от метода получения плотность красного Ф. изменяется от 2,0 до 2,4 г/см³, $t_{пл}$ от 585 до 600° С. При темп-ре жидкого азота получен коричневый Ф. Известны также аморфная и кристаллич. формы черного Ф. (плотность 2,25 и 2,69 г/см³). Термодинамически наиболее стабильной формой Ф., по-видимому, является кристаллич. черный Ф.: кристаллы ромбич. системы, параметры решетки (в Å) $a = 3,31$; $b = 4,38$; $c = 40,50$; в элементарной ячейке содержится 8 атомов. Кристалл состоит из волнистых слоев атомов Ф. Электр. сопротивление 0,711 ом·см³ (0° С).

Жидкий Ф. кипит при 280,5° С, критич. параметры 695° С и 82,2 ат, электропроводность при 25° С $4 \cdot 10^{-7}$ ом⁻¹·см⁻¹, диэлектрич. проницаемость 3,85 при 45° С. Парообразный Ф. состоит из тетраэдрич. молекул P_4 , к-рые выше 800° С диссоциируют на молекулы P_2 .

Основная валентность Ф. +5. Белый Ф. самовоспламеняется на воздухе при 44°C , красный — при 260° . Ф. легко соединяется с серой, галогенами и многими металлами. Жидкий Ф. растворяет ртуть. Окисление белого Ф. сопровождается хемилюминесценцией.

Лит.: 1) Везер В.-Дж. Р., Фосфор и его соединения, [т. 1—2], М., 1962; 2) Шатенштейн А. И., Фосфор, 2 изд., М.—Л., 1934. А. М. Евров.

ФОСФОРЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, продолжающаяся значит. время после прекращения возбуждения (в отличие от флуоресценции). Разделение люминесценции по длительности послесвечения на Ф. и флуоресценцию по существу устарело, т. к. не отражает механизма процесса и весьма условно. Так, Ф. продолжается иногда часами и даже сутками, а иногда — неск. микросекунд.

Ф. кристаллофосфоров возникает при рекомбинации электронов и дырок, предварительно разделенных во время возбуждения (см. *Рекомбинационная люминесценция*). Затягивание послесвечения в этом случае связано с захватом электронов и дырок «ловушками», из к-рых они могут освободиться, лишь получив доп. энергию, определяемую глубиной ловушки. Ф. сложных органич. молекул связана с пребыванием молекул в метастабильном возбужденном состоянии, вероятность перехода из к-рого в основное состояние достаточно мала.

Яркость Ф. в органич. молекул уменьшается со временем обычно по экспоненциальному закону, причем скорость затухания Ф. при низких темп-рах T почти не зависит от темп-ры, а с нек-рой T начинает экспоненциально возрастать. При этом в спектре Ф. появляется вторая, более коротковолновая, полоса.

Закон затухания Ф. кристаллофосфоров сложен, в ряде случаев он приближенно описывается ф-лой Беккереля: $B = B_0(1 + at)^{-a}$, где t — время, a и a — постоянные, а B_0 — начальная яркость. Сложность закона обусловлена наличием в кристаллофосфорах ловушек разных сортов. Зависимость скорости затухания Ф. от T объясняется тем, что от T зависит вероятность тепловой флуктуации, необходимой для освобождения электронов и дырок из ловушек. Повышение T , как правило, ускоряет затухание, но в отдельных интервалах времени может наблюдаться и его замедление, обусловленное вовлечением в процесс энергетически более глубоких ловушек.

От интенсивности возбуждения затухание Ф. зависит только в случае рекомбинационной люминесценции. Напр., начальные стадии Ф. кристаллофосфоров резко ускоряются при увеличении интенсивности возбуждения. На поздних стадиях яркость Ф. мало зависит от интенсивности возбуждения (асимптотич. свойство кривых затухания). На Ф. кристаллофосфоров влияют также освещение инфракрасным светом (см. *Высвечивание люминофоров*) и включение электр. поля (см. *Электрофотолюминесценция*).

Лит. см. при ст. *Высвечивание люминофоров* и *Люминесценция*. М. В. Фок.

ФОСФОРОГРАФИЯ — фотографирование в свете флуоресценции. Практич. значение имеют два метода Ф., дающие возможность фотографировать в инфракрасных лучах с помощью спец. экранов, чувствительных к инфракрасному свету. В первом методе на возбужденном фосфоресцирующем экране под действием инфракрасного света, тушащего его фосфоресценцию, возникает светящийся негатив; на прикладываемом затем к экрану фотослое создается позитивное изображение. Во втором методе фосфор под действием инфракрасных лучей дает вспышку видимого света. В этом случае на люминесцирующем экране возникает позитивное изображение, а на фотослое — негативное.

Лит.: 1) Винокуров Л. А., Фотокопирование при помощи люминесцирующего экрана, «ЖЭТФ», 1951, т. 21, вып. 2, с. 338; 2) Моргенштерн З. Л., Применение вспышечных фосфоров для фотографирования в инфракрасной

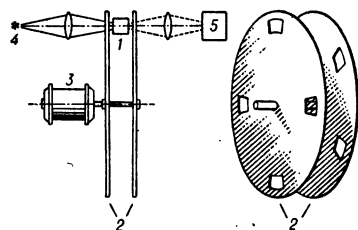
области спектра, «ДАН СССР», 1950, т. 74, № 3, с. 493; 3) Левшин В. Л., Люминесценция и ее технические применения, М., 1956. З. Л. Моргенштерн.

ФОСФОРОСКОПЫ — приборы для измерения длительности и определения закона затухания флуоресценции в пределах 10^{-1} — 10^{-7} сек. Для измерения длительности $t > 10^{-5}$ сек развертку затухания по времени можно осуществлять механич. способами (одно- и двухдисковые Ф. и Ф. с вращающимся зеркалом). Для измерения $t < 10^{-5}$ сек применяются фотоэлектрич. методы развертки в сочетании с импульсным возбуждением (напр., тауметры). Измерение $t \sim 10^{-8}$ — 10^{-9} сек осуществляется также флуорометрами.

В однодисковых Ф. исследуемое вещество наносится на диск узкой полоской вдоль его края. При вращении диска участки люминофора, вышедшие из возбуждающего светового пучка, в процессе затухания удаляются от места возбуждения. Измерения интенсивности I послесвечения на разных угловых расстояниях от места возбуждения позволяют определить временной ход затухания фосфоресценции $I(t)$.

В двухдисковом Ф. (рис.) люминесцирующее вещество помещается между дисками с прорезями, насаженными на одну ось. Прорези в одном диске смещаются на определенный угол ϕ относительно прорезей в другом. Изменение ϕ , а также ω — скорости вращения дисков, позволяет измерять I на разных стадиях затухания. Диапазон измеряемых t зависит от ω и определяется временем между последующими возбуждениями флуоресценции и угловыми размерами прорезей в дисках. В Ф. с вращающимся зеркалом [1] развертка послесвечения осуществляется зеркалом, отражающим на разные места экрана свечение в разных стадиях затухания. Импульсное возбуждение люминесценции синхронизируется с вращением зеркала.

Схема двухдискового фосфороскопа: 1 — люминесцирующее вещество, 2 — диски, 3 — мотор, 4 — источник возбуждения люминесценции, 5 — регистратор послесвечения.



Наиболее распространены фотоэлектрич. Ф. с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) в качестве приемника послесвечения. Фототок от приемника может подаваться на осциллограф или на гальванометр. Аналогом двухдискового Ф. является прибор [2, 3], в к-ром роль второго диска выполняет т. наз. электронный затвор, включающий приемник (обычно ФЭУ) на короткое время в определенный момент после возбуждения флуоресценции.

Лит.: 1) Левшин В. Л., Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М.—Л., 1951; 2) Кондратьева Е. В., Устинов В. В., «Вестник ЛГУ», 1959, № 4; 3) Грибков В. И., «ПТЭ», 1963, № 6, с. 184. В. И. Грибков.

ФОТОРЫ — см. *Кристаллофосфоры*.

ФОТ (ф, ph) — единица освещенности в системе световых единиц СГСЛ (см—г—сек—люмен). 1 Ф. — освещенность поверхности в 1 см^2 равномерно распределенным световым потоком в 1 лм . Размер и размерность: $1 \text{ ф} = (1 \text{ лм}) : (1 \text{ см}^2)$, $[\text{ф}] = \text{см}^{-2} \cdot \text{лм}$. $1 \text{ Ф.} = 10^4 \text{ люкс}$.

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ применяются для получения черно-белого или цветного фотографич. изображения и представляют собой один или несколько светочувствительных слоев, нанесенных на прозрачную (пленки, пластинки) или непрозрачную (бумаги фотографические) подложку.

Черно-белые фотографические материалы на прозрачной подложке в зависимости от назначения раз-

личаются по комплексу основных сенситометрич. характеристик, материалу подложки (горючая нитроцеллюлозная, негорючая триацетатная и др. гибкие пленки, стекло), по форматам и т.д. Выпускаются катушечные и форматные фотопленки общего назначения; кинопленки для съемки различных полупанорамных объектов, для изготовления промежуточных позитивов и копий кинонегативов (контрастные пленки), позитивные кинопленки для получения экранных позитивов, пленки для записи звука, кинопленки для получения черно-белых обращенных изображений; негативные аэропленки; форматные и катушечные фототехнические пленки; фотопластинки общего назначения, для репродукц. работ, диапозитивные для различных научных работ, напр. для спектрографических или ядерных исследований.

Светочувствительный желатиновый слой, содержащий галоидное серебро, представляет собой пленку из эмульсии фотографической толщиной 6—25 мк, свойства к-рой — общая светочувствительность, ее спектральное распределение, максимальный коэффициент контрастности (см. Сенситометрия), разрешающая способность, зернистость почернения и др. зависят от типа Ф. м.

Большинство негативных фотопленок общего назначения, кинопленок и аэропленок относится к типу изопанхроматических или панхроматических, т. е. чувствительных ко всей видимой части спектра. К несенсибилизированным материалам,

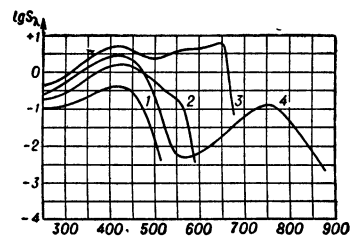


Рис. 1. Энергетич. спектральная чувствительность наиболее часто встречающихся типов фотоматериалов: 1 — несенсибилизированный, 2 — ортохроматический, 3 — изопанхроматический, 4 — инфрахроматический.

чувствительности (рис. 1): несенсибилизированные, и зо ортохроматические (чувствительные к излучению до 560—580 мкм), и зо хроматические (чувствительные до 610—650 мкм без значительного провала в области 500—520 мкм), панхроматические (чувствительные до 650—700 мкм, но с провалом в области 500—520 мкм), и зо панхроматические (аналогичные панхроматическим, но без существенного провала в области 500—520 мкм) и инфрахроматические. Панхроматич. пленки и пластинки чувствительны к излучению до 660—700 мкм, но с существенным понижением чувствительности в области 490—520 мкм. В названии инфрахроматич. пленок и пластинок обычно приводится цифра, указывающая длину волны, соответствующую добавочному максимуму чувствительности материала: напр. «Инфра-760», «Инфра-850».

Фотопленки и кинопленки (табл. 1) общего назначения изготавливаются либо на подкрашенной противоореальной основе (оптич. плотность $D \sim 0,25$), либо на бесцветной основе ($D \sim 0,05$) с нанесенным на нее противоореальным лаком, обесцвечивающимся при проявлении. Фототехнические пленки (для репродукционных работ) выпуска-

ются различной степени контрастности (1-я цифра обозначения) и с различной сенсibilизацией (2-я цифра). Несенсибилизированные (0) и ортохроматические (1) пленки имеют красный, а изопанхроматические (2) зеленый противоореальный и противо-скручивающий контрол-слой, также обесцвечивающийся при химико-фотографич. обработке. Пленки для микрофильмирования имеют высокую разрешающую способность (200—300 мм⁻¹ и выше), светочувствительность 2—7 единиц ГОСТ, макс. коэфф. контрастности — 3,5 и плотность вуали 0,05—0,06. Пленки для микрофильмирования имеют зеленый или синий лаковый противоореальный слой.

Табл. 1. — Сенситометрические характеристики негативных фотопленок общего назначения (1—4) малой (1), средней (2), высокой (3) и высшей (4) светочувствительности; кинопленок (5—11), аэропленок (12—13) и фототехнических пленок (14—19) различных типов. S — светочувствительность в единицах ГОСТ. γ_{max} — макс. коэфф. контрастности, D_0 — оптич. плотность вуали, R — разрешающая способность в мм⁻¹ при апертуре резольвометра 0,2.

№ пл	Наименование пленки	S	γ_{max}	D_0	R
1	Фото-321	32 ³	} $\geq 1,1$	$\leq 0,05$	≥ 115
2	Фото-65	65 ³		$\leq 0,10$	≥ 90
3	Фото-130	130 ³		$\leq 0,15$	≥ 75
4	Фото-2501	250 ³		$\leq 0,20$	≥ 70
5	Кинонегатив КН-1 ¹	11 ⁴	0,9—1,1	0,10	135
6	Кинонегатив КН-2	32 ⁴	0,9—1,1	0,12	100
7	Кинонегатив КН-3 ¹	90 ⁴	0,9—1,1	0,15	80
8	Кинопозитив ²	0,7—1,4 ³	2,5—2,7	0,06	90—100
9	Дубльнегатив ²	0,7—1,4 ³	0,75—0,90	0,06	90—100
10	Дубльпозитив ²	0,7—1,4 ³	1,8—2,0	0,06	90—100
11	Для звукозаписи ЗТ-7 ²	2,8—5,5 ³	2,8—3,2	0,08	90—100
12	Панхром тип 10-Н ⁵	800—1000 ⁴	1,6—1,8	0,20—0,25	80—85
13	Изопанхром тип 17 ⁵	400—500 ⁴	1,7—2,1	0,15—0,20	105—115
14	ФТ-10	3/11 ⁶	2,0	0,06	80—90
15	ФТ-11	11/22 ⁶	1,6	0,06	100
16	ФТ-20	1,8/4,0 ⁶	3,0	0,06	90—100
17	ФТ-21	5,5/8,0 ⁶	2,8	0,06	90
18	ФТ-31	3,5/5,5 ⁶	3,6	0,06	100
19	ФТ-32	8,0/11 ⁶	3,8	0,08	100

¹ Изопанхроматическая. ² Несенсибилизированная. ³ Светочувствительность $S_{0,2}$ по ГОСТ 2817—50. ⁴ Светочувствительность $S_{0,85}$ по ГОСТ 10691—63. ⁵ Граница сенсibilизации 700—710 мкм. ⁶ Числитель — светочувствительность $S_{0,2}$ при источнике света с $T_c = 2850^\circ K$, знаменатель — при искусственном дневном свете.

Фотопластинки различаются по общей светочувствительности, контрастности и т. д. (табл. 2 на с. 336). Спектрографич. фотопластинки типа Сп-I, Сп-II и Сп-III чувствительны к излучениям коротковолновой видимой области спектра и к ближним ультрафиолетовым излучениям, они различаются по общей светочувствительности (от 1 до 22 ед. ГОСТ), контрастности ($\gamma_{max} = 2,5 - 3,5$) и разрешающей способности R. Для наименее чувствительных пластинок Сп-I $R > 100 \text{ мм}^{-1}$. Эти пластинки выпускаются с противоореальной защитой или без нее. Инфра-хроматич. пластинки (табл. 3 на с. 336) изготавливаются двух степеней контрастности: нормальные ($\gamma_{max} = 1,3$) и контрастные ($\gamma_{max} = 1,7$); $R = 50 - 60 \text{ мм}^{-1}$.

Лит.: 1) ГОСТ 2817—50. Фотографические материалы на прозрачной подложке. Метод общесенситометрического испытания. 2) Свойства фотографических материалов на прозрачной подложке. Сенситометрический справочник, под ред. Ю. Н. Гороховского и С. С. Гилева, М., 1955; 3) ГОСТ 5554—63. Пленки фотографические. С. С. Гилев.

Табл. 2. — Сенситометрические характеристики основных типов фотопластинок общего назначения. $S_{0,2}$ — светочувствительность в единицах ГОСТ, γ_{\max} — макс. коэфф. контрастности, D_0 — плотность вуали при проявлении 6 мин, R — разрешающая способность в мм^{-1} .

Степень общей светочувствительности	Светочувствительность $S_{0,2}$	Контрастность	γ_{\max}	D_0	R
Низкая (диапозитивные)	0,2—0,7	Контраст. Особо контраст. Сверхконтраст.	1,7—2,0 2,4—3,0 > 3,0	0,08 *	95—110
		Норм. Контраст. Мягкие	1,2—1,6 1,7—2,0 0,9—1,15		
		Мягкие Норм. Контраст.	0,9—1,15 1,2—1,6 1,7—2,0		
Малая	11—32	Норм. Контраст. Мягкие	1,2—1,6 1,7—2,0 0,9—1,15	0,10—0,12	60—70
Средняя	45—65	Норм. Контраст.	1,2—1,6 1,7—2,0	0,12	60—70
Высокая	90—130	Мягкие Норм. Контраст.	0,9—1,15 1,2—1,6 1,7—2,0	0,14—0,15	60—70
Высшая	180—250	Мягкие Норм.	0,9—1,15 1,2—1,6	0,22—0,30	50—60

* Время проявления 4 мин.

Табл. 3. — Светочувствительность различных типов инфракрасных пластинок (при искусств. дневном свете со светофильтром КС-14).

Название пластинок	Инфра-720	Инфра-760	Инфра-810	Инфра-840	Инфра-880	Инфра-920	Пан-инфра
Светочувствительность $S_{0,2}$	8	5,5	4,0	0,5	0,35	0,12	22,0

Цветные многослойные фотографические материалы — основной вид светочувствительных материалов, применяемых, с одной стороны, в цветной фотографии (и кинематографии), дающей изображения с правильным воспроизведением цветов снимаемого объекта, и, с др. стороны, в *спектральной фотографии*, близкой в принципе к первой, но дающей изображения с сознательно искаженными цветами.

Многослойные Ф. м. состоят из трех (в спектральной фотографии обычно из двух) галогосеребряных эмульсионных слоев, один из которых чувствителен к сине-фиолетовой, второй — к зелено-желтой и третий — к оранжево-красной части спектра. Каждый из слоев содержит спец. органич. вещество, т. н. краскообразующую компоненту (копюлятор), присутствие к-рого необходимо для последующего образования красочного изображения. При фотографировании многоцветных объектов в негативном многослойном материале осуществляется *первичное цветоделение*: изображение, даваемое объективом на поверхности материала, образует в элементарных слоях 3 спектрально разделенных *скрытых фотографических изображений*. При цветном проявлении (см. *Проявление фотографическое*) продукт окисления проявляющего вещества, образующийся в каждом из слоев в результате восстановления галогидного серебра, взаимодействует с соотв. краскообразующей компонентой. В результате в слоях образуются 3 цветоделенных

негативных изображений из красителей, поглощающих по $1/3$ видимого спектра: желтое, пурпурное и голубое (сине-зеленое). Совокупность трех совмещенных красочных изображений позволяет осуществить субтрактивное смешение цветов и получить цветной негатив. Аналогичным образом образуется позитивное цветное изображение при печати с цветного негатива на позитивный материал. В этом случае осуществляется *вторичное цветоделение*: негативное желтое изображение в основном определяет образование изображения в сине-чувствительном слое позитивного материала, негативное пурпурное — в зелено-чувствительном слое и негативное голубое (сине-зеленое) — в красочувствительном слое позитива. После цветного проявления позитива, к-рое протекает так же, как в негативном процессе, образуется цветной позитив, т. е. окончательное цветное изображение.

Строение комплекта из негативного и позитивного материалов должно быть таково, что спектральная зона чувствительности отдельного элементарного слоя негатива и цвет красителя в управляемом им слое позитива должны быть спектрально *дополнительными цветами*. С др. стороны, образование позитивного изображения в том или ином элементарном слое позитива управляется тем элементарным негативным изображением, у красителя к-рого спектральная зона поглощения совпадает со спектральной зоной чувствительности рассматриваемого слоя позитивного материала. На рис. 2 приведены схемы построения негативно-позитивного цветного процесса, удовлетворяющие вышеприведенным требованиям. 1-я схема — самая простая и до сих пор самая распространенная; на ней основано применение отечественных негативных пленок ДС.2 и ДС.3, ЛН.2 и ЛН.3 в сочетании с позитивной

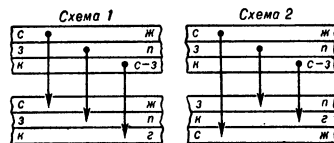


Рис. 2. Различные схемы построения негативно-позитивного цветного процесса. Буквы слева — область спектра, к к-рой чувствителен слой (с — сине-, з — зелено-, к — красочувствительный); буквы справа — цвет образованного после проявления изображения (ж — желтый, п — пурпурный, с-з. — сине-зеленый, г — голубой).

пленкой ЦП.1 или бумагами Ф.1 и Ф.2, немецких материалов Орвоколор, Афгаколор и др. 2-я схема позволяет получать более резкие изображения. Красители многослойных материалов с точки зрения требований к цветной фотографии обладают несовершенными спектральными кривыми поглощения:

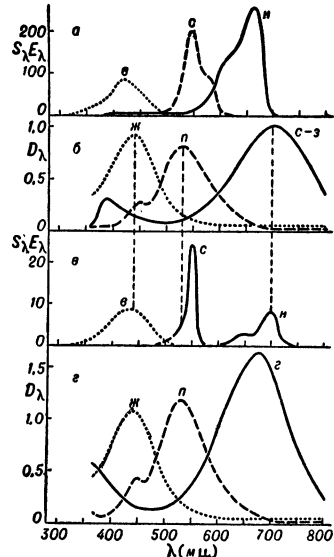


Рис. 3. Типичные кривые спектральной чувствительности негативной пленки ДС.2 (а) и позитивной пленки ЦП.1 (в) и спектральные кривые поглощения красителей в проявленных негативе (б) и позитиве (г), с — верхний, з — средний, н — нижний слой; ж — желтый, п — пурпурный, с-з. — сине-зеленый, г — голубой красители.

пленкой ЦП.1 или бумагами Ф.1 и Ф.2, немецких материалов Орвоколор, Афгаколор и др. 2-я схема позволяет получать более резкие изображения.

Красители многослойных материалов с точки зрения требований к цветной фотографии обладают несовершенными спектральными кривыми поглощения:

их зоны поглощения распространяются за пределы теоретически требуемого — $\frac{1}{3}$ видимого спектра, причем в особенности велико вредное поглощение пурпурного красителя в синей области (рис. 3). Эти недостатки светопоглощения красителей являются основной причиной искажения цветов в цветной фотографии.

Искажение цветов много меньше на обрабатываемых многослойных материалах (см. *Обращение фотографическое*), где позитивное цветное изображение получается без печати на том же материале, на котором производилась съемка. В этом случае имеет место лишь одно цветоделение и это вдвое уменьшает вредную роль паразитного поглощения красителей субтрактивного синтеза цвета. Однако обрабатываемый цветной процесс позволяет получить лишь 1 экземпляр изображения; дублирование последнего приводит к понижению качества изображения до уровня, имеющего место в негативно-позитивном процессе.

Искажение цветов в цветной фотографии можно в большей или меньшей степени устранить с помощью процесса т. н. маскирования, заключающегося в позитивной печати с основного негативного изображения совместно с малококонтрастными позитивными цветоделениями и изображениями (масками) из красителей, поглощающих в той зоне спектра, где надо устранить вредное влияние паразитного поглощения элементарных негативных изображений. Наиболее эффективна желтая маска к пурпурному элементарному изображению. Различают 2 метода маскирования. Внешнее маскирование заключается в наложении на негатив отдельных одно-красочных масок; этот метод позволяет достичь весьма далеко идущего исправления цветов, но он технически громоздок. Внутреннее маскирование осуществляется на специальных материалах, содержащих краскообразующие компоненты особого рода, автоматически образующие маски в слоях негативного материала. Этот метод имеет гораздо меньшие возможности цветоисправления, чем предыдущий, но зато он очень прост и практически не усложняет цветофотографич. процесс. На этом принципе построен комплект отечественных материалов — негативных ДС.5 и ЛН.5 в сочетании с позитивными пленками ЦП.7 и ЦП.8, комплект пленок Истмэнколор и др.

Фотографич. процесс на многослойных Ф. м. в цветоправильной цветной фотографии не позволяет воспроизводить спектральные цвета. Его возможности тем выше, чем менее насыщенны цвета объекта фотографирования.

Лит.: 1) Ньюберг Н. Д., Теоретические основы цветной репродукции, М., 1947; 2) Цветная кинематография, под общ. ред. Е. М. Голдовского, М., 1955; 3) Evans R. M. [а. о.], Principles of color photography, N. Y., 1953; 4) Горюховский Ю. Н., Спектральные исследования фотографического процесса, М., 1960. Ю. Н. Горюховский.

ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТИВ — объектив, предназначенный для получения на светочувствительном слое проективного изображения пространства, находящегося перед ним. Особая категория Ф. о. — репродукционные Ф. о. — применяются для получения изображения плоских предметов, чертежей, карт и т. п. Об оптич. свойствах Ф. о. см. *Объектив*.

В обычных Ф. о. фокусное расстояние и поле зрения — постоянные величины, относит. отверстие может изменяться с помощью диафрагмы переменного диаметра от максим. величины до нек-рого миним. значения. Установка требуемого относит. отверстия производится по спец. шкале, имеющейся на оправе Ф. о., в зависимости от яркости снимаемого объекта, чувствительности фотоматериала и желаемой глубины резкости. Широко применяются Ф. о. с переменным фокусным расстоянием, позволяющие делать в раз-

личных масштабах снимки объекта без изменения расстояния от объекта до камеры.

К совр. Ф. о. предъявляются высокие требования в отношении разрешающей способности и передачи контраста, что приводит к необходимости тщательного исправления всех его аберраций. В нек-рых случаях остаточные аберрации Ф. о. не должны превышать т. н. критерия Релея (т. е. $0,25\lambda$, где λ — длина волны света). Требования к исправлению аберраций не являются универсальными и меняются в зависимости от назначения Ф. о. Так как все аберрации Ф. о. не могут быть исправлены в одинаковой степени хорошо, находят компромиссные решения: напр., в светосильных Ф. о. снижают требования к исправлению полевых аберраций, но тем самым уменьшают возможное поле зрения; у Ф. о. с большими фокусными расстояниями приходится принимать особые меры для исправления хроматич. аберраций и т. п.

Ф. о. могут быть разделены на след. группы: 1) Универсальные Ф. о. — объективы с умеренными оптич. характеристиками: фокусные расстояния ~20—150 мм, относит. отверстия ~1:2,5 — 1:10, поле зрения ~50°. Ф. о. этой группы применяются гл. обр. в любительской фотографии (напр., объективы Индустар, Гелиос, Таир, Юпитер и др.). 2) Светосильные Ф. о. с относит. отверстиями свыше 1:2,5 для фотографирования в условиях пониженной освещенности. 3) Широкоугольные объективы. 4) Специальные Ф. о., напр., для аэросъемки, для фотографирования с экранов телевизионных трубок и т. п. Требования к этим объективам определяются в каждом отдельном случае: это может быть особая ахроматизация, особые требования к исправлению дисторсии (картографические и астрометрич. Ф. о.) и т. п.

Лит.: 1) Волосов Д. С., Методы расчета сложных фотографических систем, М., 1948; 2) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2, М.—Л., 1952, гл. 16; 3) Flügge J., Das photographische Objektiv, Wien, 1955. К. С. Андронников.

ФОТОГРАФИЯ — совокупность методов автоматич. получения неизменяемых во времени вещественных изображений предметов и регистрации разнообразных излучений. Исследование фотографич. процессов является предметом оптики и физич. химии.

Ф. в основном использует в качестве светочувств. вещества галогениды серебра (AgBr, а также AgCl и AgJ), распределенные в виде мельчайших кристаллов в тонком слое связующей среды. За время своего существования Ф. достигла прогресса в светочувствительности галоидосеребряных фотографич. слоев прибл. на 6 порядков.

Аккумулирующая способность фотографич. материалов, т. е. зависимость уровня фотографич. эффекта (оптической плотности почернения) от количества освещения, а не от освещенности, как у большинства др. приемников излучения (т. е. от работы, а не от мощности), делает фотографирующую систему в принципе бесконечно светочувствительной в том смысле, что, регулируя выдержку, можно зарегистрировать сколь угодно малые яркости. По спектральной универсальности фотографич. материалы не сравнимы ни с каким иным приемником излучения: фотографич. могут быть зарегистрированы любые электромагнитные излучения — от гамма-лучей до дальних инфракрасных лучей (см. *Эвалпорография*), равно как и большинство элементарных частиц. Информационная емкость фотографич. изображений не сравнима ни с какими др. видами изображений. При угловых размерах типичного полутонкого объекта фотографирования 45° — 70° максимальное число могущих быть воспроизведенными на снимке деталей объекта может достигать неск. сот тысяч и даже миллионов. Еще большее количество информации может быть зафиксировано на спец. светочувствительных материа-

лах при фотографировании объектов с деталями высокого контраста (напр., печатных текстов). Особенности фотографич. процесса являются также геометрич. точность, документальность и легкость массового размножения изображений, широкая применимость Ф (преимущественно на многослойных фотографических материалах) для регистрации тонких различий в спектральном составе излучений, посылаемых объектами фотографирования, как в видимой части спектра (цветоправильная цветная фотография), так и за ее пределами при использовании принципа цветовой трансформации (см. *Микроскоп ультрафиолетовый* и *Спектральная фотография*).

По назначению Ф. делится на художественную, научно-техническую, регистрационную и репродукционную. Научно-техническая Ф. решает познавательные, контрольно-испытательные или производственные задачи в условиях получения обычного плоского (пространственно двухмерного) изображения. Регистрационная Ф. имеет дело с записью различных, как правило пространственно одномерных, сигналов — световых, электрических и т. п.; сюда относятся применения Ф. для целей спектроскопии, для записи сигналов на экране осциллографа, для фототелеграфии и т. п. По временному характеру изображения Ф. разделяется на статическую (обычную Ф.) и динамическую — кинематографию. Последняя, в свою очередь, делится на разновидности сообразно частоте киносъемки (числу кадров в секунду) и ей пропорциональному временному масштабу кинематографии (отношению частот киносъемки и кинопроекции): нормальную (стандартную), если частота съемки $16 - 24 \text{ сек}^{-1}$ и, следовательно, временной масштаб 1; замедленную (см. *Киносъемка замедленная*) — при частоте съемки 8 сек^{-1} или менее и временном масштабе < 1 ; скоростную — при больших частотах съемки и временном масштабе примерно до 10^8 , и высокоскоростную (до 10^8 сек^{-1}) при масштабе до 10^6 (см. *Киносъемка скоростная*).

По пространственному характеру изображения Ф. разделяется на плоскостную и объемную (стереоскопическую). Практически реальные фотографич. изображения всегда плоски, но на основании жизненного опыта наблюдателя по ним можно распознавать и пространственные (глубинные) соотношения в объекте фотографирования. Однако эффект объемности может быть резко усилен при восприятии двумя глазами определенным образом взаимно ориентированных изображений объекта фотографирования, снятых с разных точек, за счет психофизиологич. особенностей зрения. *Стереофотография* имеет особую ценность преимущественно при фотографировании пространственных объектов, в отношении к-рых у наблюдателей не может быть предварительных представлений. В посл. время выдвигаются предложения о получении истинно-объемных изображений, пространственноподобных самому объекту; предполагается, напр., что этого можно достичь путем локальной фотохимич. окраски монокристаллов нек-рых двухатомных солей с ионной кристаллич. решеткой или путем фотохимического же разрушения заранее наведенной по всей массе такого кристалла окраски.

По вещественной природе фотографич. изображения разделяются на три основные группы. Изображения могут быть серебряными, что имеет место в общераспространенной черно-белой (монокромной) Ф., красочными — одноцветными, если изображения формируется одним красителем (опять-таки — монокромная Ф.), и многоцветными (обычно наз. просто цветными), если изображение формируется тремя или, иногда, иным числом красителей. Они могут быть, наконец, рельефными. В этом случае изображения можно разделить на глубинно- и поверхностно-пиг-

ментные (дающие видимое изображение за счет разных поверхностных концентраций окрашенного вещества внутри рельефного слоя разной толщины или, наоборот, за счет разных количеств того или иного пигмента, прилипающего к поверхности рельефа, обладающего в различно засвеченных местах разной смачиваемостью) и совершенно прозрачные, визуализация к-рых достигается с помощью интерференции света, путем наблюдения в оптич. системе темного поля, методом последовательного контактного считывания и т. п.

Наконец, Ф. может быть классифицирована по характеру физических и химич. процессов, протекающих в светочувствительном слое. Число разновидностей таких процессов очень велико и среди них доминирующее значение имеют процессы ультраслабого фотохимич. разложения кристаллов галоидного серебра (см. *Скрытое фотографическое изображение*), продукт к-рого усиливается в миллионы раз путем проявления фотографического. Можно выделить след. основные группы процессов: а) Фотохимич. процессы в твердом веществе, диспергированном в тонком слое связующей среды, дающие фотографич. изображение за счет продукта реакции без его последующего усиления (напр., прямое почернение на разнообразных солях серебра) или с последующим усилением, наз. проявлением (нормальная Ф. на галогенидах серебра); б) Фотохимич. процессы в веществе, растворенном в связующей среде, дающие фотографич. изображение за счет самого продукта реакции (напр., *диазотипия*) или за счет продукта вторичной реакции с материалом связующей среды (напр., пигментные процессы на хромированном желатине или ином коллоиде, содержащем соли шестивалентного хрома, к-рый при действии ультрафиолетового света превращается в трехвалентный хром, задубливающий этот коллоид, т. е. лишаящий его растворимости); в) Фотоэлектрич. процессы на поверхности тонкого слоя электризованного полупроводника, дающие фотографич. изображение за счет снятия заряда на засвеченных местах с образованием потенциального рельефа, визуализация к-рого достигается путем электростатич. проявления заряженным порошком пигмента или путем считывания самого потенциального рельефа (см. *Электрофотография*); г) Фотохимич. процессы непосредственно в светочувствительном слое полимера (фотополимеризация, фототермографич. процессы и др.) или стекла, активированного ионами серебра.

Наивысшая светочувствительность, достигаемая в совр. фотографич. процессах на галоидосеребряных солях в желатине, может быть охарактеризована следующими цифрами. Для получения на негативном черно-белом материале при норм. условиях проявления почернения с оптической плотностью 1 нужно не менее $0,005 \text{ люкс} \cdot \text{сек}$ дневного света или 200 квантов света с длиной волны $450 \text{ м}\mu$ (максимум собственной чувствительности фотографич. слоев с AgBr), падающих на 1 эмульсионный микрокристалл площадью 1 м^2 . В случае *одноступенного фотографического процесса* эти величины уменьшаются на 1 порядок, а в случае инфрахроматич. материалов с максимумом чувствительности $\sim 800 \text{ м}\mu$ увеличиваются на 1,5—2 порядка. Наивысшее значение *контрастности коэффициента*, достижимое в обычных проявлениях, редко превышает 4. Но в спец. высококонтрастных проявителях на тех же материалах могут быть достигнуты значения, достигающие 15 и более. Наибольшая длина волны электромагнитного излучения, могущая быть зарегистрированной на инфрахроматич. слоях, сенсibilизированных красителями (см. *Сенсибилизация оптическая*), составляет ок. 1300 м μ .

Лит.: 1) Handbuch der wissenschaftlichen und angewandten Photographie, 2 Aufl., 1953; 2) The focal encyclopedia of photography, L. — N. Y., 1956; 3) М и х а й л о в В. Я., Аэро-

фотографии и общие основы фотографии, 2 изд., М., 1959; 5) Джонс Г. А., Прикладная фотография, пер. с англ., М., 1956; 6) Нейбит Ч., Фотография, ее материалы и процессы, пер. с англ., М., 1958; 7) Чибисов К. В., Теория фотографических процессов, т. 1, М., 1935; 8) Катущев В. М., Шиберстов В. И., Основы теории фотографических процессов, 2 изд., М., 1954; 9) Яликов К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960; 10) Гороховский Ю. Н., Спектральные исследования фотографического процесса, пер. с англ., 2 изд., М., 1954; 11) Шиллабер Ч., Микрофотография, пер. с англ., М., 1951; 12) Современное развитие фотографических процессов, под общ. ред. Н. И. Кириллова, М., 1960; 13) Соловьев С. М., Инфракрасная фотография, М., 1960; 14) Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Л., Исследование элементарных частей фотографического метода, пер. с англ., М., 1962; 15) Дубовик А. С., Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов, М., 1964.

ФОТОДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — сенсбилизированное красителем повреждение биологич. материала (живых объектов или отдельных компонентов клетки) видимым светом. Наблюдаются самые различные нарушения — от разрыва колец в ароматич. углеводородах до гибели клеток и более сложных организмов. Из биологически значимых макромолекул наиболее чувствительны к Ф. э. белки, в связи с чем их обычно считают субстратом, ответственным за фотодинамич. реакцию клетки. Для Ф. э. необходим кислород, потребляемый объектом во время освещения. В связи с этим нек-рые авторы сводят понятие Ф. э. к реакции сенсбилизированного фотоокисления биологич. материала.

Общая схема Ф. э. такова: $K + h\nu \rightarrow K^*$, $K^* + B + O_2 \rightarrow K + B_{повр}$, где K и K^* — краситель в основном и возбужденном состоянии, B и $B_{повр}$ — субстрат до и после повреждения. Фотодинамич. активностью обладают лишь флуоресцирующие красители. Доказано участие в Ф. э. триплетно возбужденных молекул сенсбилизатора, адсорбированных на биологич. структурах или растворенных в жидкой фазе.

Физич. механизм передачи энергии возбуждения с сенсбилизатора на субстрат до сих пор не установлен. Неясно также, существует ли единый механизм этой передачи или же их несколько. Предложен ряд механизмов Ф. э., различающихся способом активации субстрата (1—3) или кислорода (4—5): 1) прямая передача энергии возбуждения на субстрат: $K^* + B \rightarrow K + B^*$; $B^* + O_2 \rightarrow B_{повр}$; 2) дегидрирование субстрата: $K^* + B \rightarrow KN + B_{дегидр}$; $KN + O_2 \rightarrow K + H_2O_2$; $B_{дегидр} + H_2O_2 \rightarrow B_{повр}$; 3) активация [КВ] комплекса: $[KB] + h\nu \rightarrow [KB]^*$; $[KB]^* + O_2 \rightarrow K + B_{повр}$; 4) $K + O_2 \rightarrow KO_2$; $KO_2 + B \rightarrow K + B_{повр}$; 5) $K^* + O_2 \rightarrow K + O_2^*$ (O_2^* — метастабильное возбужденное состояние кислорода); $O_2^* + B \rightarrow HO_2 + B_{повр}$; и др. Все эти схемы основаны на изучении реакции сенсбилизированного фотоокисления простых органич. соединений и механич. перенос их на биологич. системы не всегда правомочен. В частности, фотодинамич. нарушение ферментативной активности ряда белков осуществляется в 2 этапа — через стадию образования долгоживущих (дж) скрытых повреждений. Кислород в этом случае вызывает поражение не только во время освещения, но и после его окончания: 6) $K^* + B \rightarrow K + B_{дж}$; $B_{дж} + O_2 \rightarrow B_{повр}$ или 7) $K^* + B \rightarrow [KB]_{дж}$; $[KB]_{дж} + O_2 \rightarrow K + B_{повр}$. Содержится ли скрытое повреждение в самом белке $B_{дж}$ или в его комплексе с красителем $[KB]_{дж}$ — пока неизвестно.

Лит.: 1) Blum H. F., Photodynamic action and diseases caused by light, N. Y., 1941; 2) Clare N. T., Photodynamic action and its pathological effects, в сб.: Radiation biology, ed. by A. Hollaender, v. 3, N. Y., 1956, p. 693—723; 3) Fowles W. L., The mechanism of the photodynamic effect, «J. Invest. Dermatol.», 1959, v. 32, p. 233—42; 4) Кондаков А. Н. В., Изучение механизма фотодинамической инактивации ферментов, М., 1964 (дис.). Л. Х. Эйбус.

ФОТОДИОД — полупроводниковый прибор, действие к-рого основано на *вентильном фотоэффекте*. Включается в электр. цепь последовательно с внешним источником питания как *полупроводниковый диод* с обратным смещением (фотодиодный режим, рис. 1, а). Ф. представляет собой, как и *фотозодемент* с *запирающим слоем*, *p-n-переход* (рис. 1, б), через к-рый при отсутствии освещения (световой поток $\Phi = 0$) и подаче смещения U_a в заперном направлении протекает небольшой (темновой) ток I_T (в соответствии с вольтамперной характеристикой *p-n-перехода*), обусловленный гл. обр. неосновными носителями (рис. 2). При освещении *n-области* Ф. (базы) вблизи ее поверхности возникает пара электронов — дырка. Дырки диффундируют в глубь базы и, подойдя к *p-n-переходу*, увлекаются полем перехода в *p-область*. Увеличение под дейст-

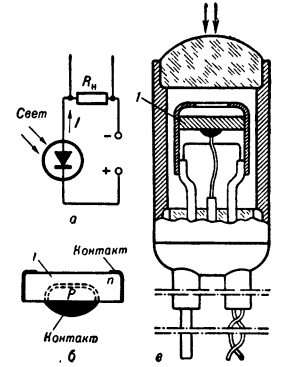


Рис. 1. Конструкция фотодиода: 1 — кристалл полупроводника, в к-ром образован *p-n-переход*.

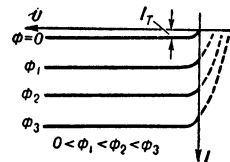


Рис. 2. Вольтамперная характеристика фотодиода.

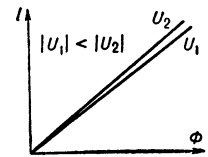


Рис. 3. Световая характеристика фотодиода.

вием света тока I через Ф. вызывает добавочное падение напряжения на нагрузочном сопротивлении R_n .

Световые характеристики Ф. (зависимость тока в цепи Ф. от светового потока), в отличие от вентильного режима, линейны (рис. 3). Форма спектральных характеристик (зависимость тока I от длины волны излучения, рис. 4) зависит от фотоэлектрич. свойств *полупроводниковых материалов*. Инерционность Ф. до времен $\sim 10^{-9}$ сек определяется временем диффузии дырок в базе, поэтому толщину W базы Ф. делают $\ll L_p$ (диффузионной длины дырок в базе). Технич. па-

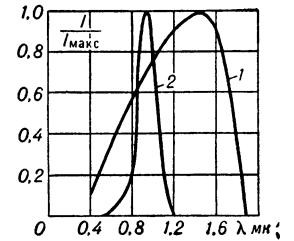


Рис. 4. Спектральные характеристики фотодиода: 1 — германиевого; 2 — кремниевое.

Параметры отечеств. фотодиодов.

Тип	Светочувствит. площадь в $мм^2$	Диапазон рабочих темп-р, $^{\circ}C$	Интегральная чувствительн. γ в $мкА/лм$	Темповой ток I_T в $мкА$	U_p в в
ФД-1 (Ge)	0,8	-60 — +40	20	3,0	15
ФД-2 (Ge)	4,9	-45 — +45	10—20	25	30
ФД-3 (Ge)	2,0	-60 — +60	20	1,5	10
ФДК-1 (Si)		-50 — +80	3	3	20

раметры Φ . — величина I_T , рабочее напряжение U_p , и интегральная чувствительность S .

Преимущества Φ . перед др. *фотоэлементами*: малый вес и габариты, высокая интегральная чувствительность, небольшие рабочие напряжения (см. табл.). Технология изготовления Φ .: плавление, диффузия, вытягивание из расплава (см. *Полупроводниковый диод*).

Лит.: Берковский А. Г. [и др.], Фотоэлектронные приборы, М., 1965; Туркулец В. И., Удалов Н. П., Фотодиоды и фототриоды, М.—Л., 1962; Рыбкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963. Р. Е. Елисеев.

ФОТОДИССОЦИАЦИЯ — см. *Фотохимическая диссоциация*.

ФОТОИОНИЗАЦИЯ — процесс ионизации атомов и молекул газа в результате поглощения фотонов. Φ . протекает различным образом при малых и больших энергиях фотонов. К первым относятся энергии порядка ионизационной, т. е. от неск. *эв* до неск. десятков *эв* (от ближнего до вакуумного ультрафиолета). Фотоны больших энергий такие, энергия к-рых во много раз превышает ионизационную (рентгеновские и гамма-кванты).

Основные методы измерения эффективных сечений Φ . σ_i при малых энергиях можно разделить на 3 группы: 1) Измерение коэффициента поглощения излучения. Этот метод, при к-ром нет необходимости измерять абс. интенсивности излучения, пригоден при условии, что квантовый выход Φ . равен единице (все поглощение обусловлено Φ .). Это справедливо для одноатомных газов и паров вблизи порога ионизации. 2) Измерение числа образующихся ионов. Одна из основных трудностей при применении этого метода — необходимость исключения поверхностных эффектов (фотоэффект, вырывание электронов ионами). 3) Измерение комбинационного свечения. Полученное при этом сечение является сечением захвата электрона, а сечение σ_i можно определить на основе *детального равновесия принципа*. Максимальные значения σ_i 10^{-17} — 10^{-19} см², т. е. на 2—3 порядка меньше, чем сечения ионизации газа электронным ударом. В отличие от последних, максимум σ_i наблюдается при пороговом значении энергии фотона. При уменьшении длины волны ниже пороговой σ_i падает, но для нек-рых атомов и молекул обнаруживает далее немонотонный ход с рядом пиков. Φ . иногда наблюдается и при энергиях фотонов ниже пороговой, с сечением, более или менее круто падающим при возрастании длины волны. В случае молекулярных газов это обычно хорошо объясняется тем, что Φ . происходит с колебательных уровней. Для атомарных газов имеют место различные ступенчатые процессы, в частности возбуждение атомов, при последующем столкновении к-рых образуется молекулярный ион.

Большое число работ посвящено исследованию Φ . различных органич. соединений, что позволило, в частности, получить для них точные значения ионизационных потенциалов.

Строгая теория Φ . развита только для водородоподобных атомов. Ее можно более или менее удовлетворительно применять для электронов, близких к ядру, и для высоковозбужденных уровней валентного электрона. Вычисление σ_i других атомов представляет значит. трудности и может быть проведено приближенно в удовлетворительном согласии с экспериментом. Наиболее слабо развита теория для Φ . молекул.

При прохождении через газ фотонов больших энергий происходит Φ . неск. нейтральных частиц, число к-рых пропорционально энергии фотона. Разница между энергией фотона и энергией ионизации может

перейти в кинетич. энергию свободного электрона, к-рый затем расходует ее на ионизацию неск. атомов. Другая возможность состоит в том, что при поглощении фотона возбуждается электрон с одного из глубинных уровней, а затем происходит автоионизация в результате *Оже эффекта*.

Аналогичным Φ . является фотоотрыв — удаление электрона от отрицательного иона.

Φ . играет существенную роль в процессах ионизации верхних слоев атмосферы, стримерном механизме пробоя при высоких давлениях газа и др.

Лит.: 1) Атомные и молекулярные процессы, под ред. Д. Бейтса, пер. с англ., М., 1964, гл. 3 и 4; 2) Вилесов Ф. И., Фотоионизация газов и паров вакуумным ультрафиолетовым излучением, «УФН», 1963, т. 81, вып. 4, с. 669; 3) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959, гл. 3, § 4; 4) Френсис С. Г., Ионизационные явления в газах, пер. с англ., М., 1964, гл. 2; 5) Weisler G. L., в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. von S. Flügge, Bd 21, В.—[u. a.], 1956, S. 304; 6) «J. Quant. Spectr. Rad. Transf.», 1962, v. 2, № 4, p. 362. Л. А. Сена.

ФОТОКАТОД — катод электровакуумных приборов, эмиттирующий электроны под действием света (см. *Фотоэффект внешний*).

Основным параметром Φ . является спектральная чувствительность S_λ — отношение фотоэлектронного тока I_Φ в режиме насыщения (в *a*) к потоку монохроматич. излучения (с длиной волны λ) (в *вт*) или к *вантовому* в *ыходу* Φ . материала Φ . (отношение числа фотоэлектронов к числу падающих квантов):

$$Y = 1,24 \cdot 10^4 S_\lambda / \lambda \quad (1)$$

(λ в Å). Зависимость S_λ или Y от λ наз. спектральной характеристикой чувствительности (рис. 1). Она может иметь один или неск. максимумов (рис. 2), к-рым соответствуют λ_m и $S_{\lambda m}$,

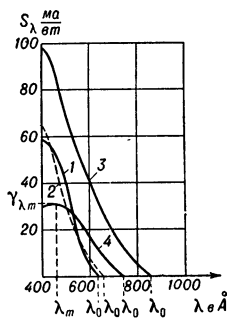


Рис. 1.

Рис. 1. Спектральные характеристики фотокатодов: 1 — CsSb; 2 — Na₂KsB; 3 — Na₂KsB — Cs; 4 — Bi — Ag — O — Cs; λ_0 — пороговая длина волны.

Рис. 2. Спектральная характеристика Ag — O — Cs.

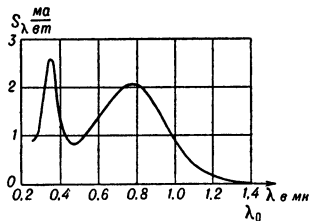


Рис. 2.

и обрывается при длине волны λ_0 (длинноволновый порог фотоэффекта).

Интегральной чувствительностью Φ . S наз. отношение полного фототока (в *мкa*) к световому потоку (в *лм*) от стандартного источника (вакуумная лампа накаливания с вольфрамовой нитью, нагретой до темп-ры 2850° K [1]). S и S_λ связаны соотношением:

$$S = \frac{S_{\lambda m} \int_0^{\lambda_0} S'_\lambda W_\lambda d\lambda}{683 \int_0^{\infty} k(\lambda) W_\lambda d\lambda}, \quad (2)$$

где $S'_\lambda = S_\lambda / S_{\lambda m}$ — относительная спектральная чувствительность; W_λ — спектральная мощность излучения; $k(\lambda)$ — видность (см. *Видности кривая*); $683 \int_0^{\infty} k(\lambda) W_\lambda d\lambda$ — полное излучение источника

в л.м. Зная S и форму спектральной характеристики Φ , можно определить макс. квантовый выход:

$$Y_m = \frac{1,24 \cdot 10^4}{\lambda_m} S \left[\frac{683 \int_0^\infty k(\lambda) W_\lambda d\lambda}{\int_0^{\lambda_0} S'_\lambda W_\lambda d\lambda} \right] = 1,24 \cdot 10^4 K S / \lambda_m. \quad (3)$$

Коэфф. K (л.м./см), наз. коэфф. конверсии, рассчитывают для различных типов Φ ; сопоставляя (2) и (3), получаем: $S_{\lambda m} = K S$.

Термоэлектронный ток Φ . (термоток), обуславливающий темновой ток фотоэлектронного прибора (в отсутствие освещения Φ), зависит от работы выхода Φ материала Φ , его темп-ры и состояния поверхности. Φ характеризуются также термостойкостью (диапазоном рабочих темп-р, в пределах к-рого чувствительность сохраняется в заданных пределах или не претерпевает необратимых изменений) и стабильностью (спад S при отборе тока, восстанавливающийся после «отдыха», наз. утомлением, зависит от режима работы Φ и сопровождается смещением λ_0 в сторону меньших λ ; медленное необратимое изменение чувствительности Φ при хранении приборов наз. старением).

Φ . — металлические или полупроводниковые слои большой поверхности (от единиц до неск. сотен см²), наносятся на металлич. пластинку или стекло (подложка). Это — либо непрозрачные слои, освещаемые со стороны вакуума, либо тонкие полупрозрачные пленки на стеклянной подложке, освещаемые со стороны подложки. Т.к. чистые металлы имеют малое λ_0 , то металлич. Φ . (Mg, реже Ta, Cd, Au, Ni, W и др.) применяются лишь в приборах, чувствительных к ультрафиолетовому излучению. В далекой ультрафиолетовой области ($h\nu \sim 10-20$ эв) квантовый выход чистых металлов достигает значит. величины (0,10—0,15), но вблизи λ_0 он мал. Напр., у Mg ($\lambda_0 = 3300 \text{ \AA}$) при $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ $Y = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ($S'_\lambda = 0,2-0,3 \text{ ма/см}$). Неск. выше квантовый выход бинарных систем (Mg—Ag, Mg—Ba).

Элементарные полупроводники (Ge, Se, Si) и полупроводниковые материалы в виде окислов, сульфидов и др. соединений металлов мало эффективны как Φ . Высокой эффективностью в дальнем ультрафиолете обладают ионные диэлектрич. кристаллы, напр. галлоидные соединения щелочных металлов.

Экспериментально найденные эффективные Φ . составляют особую группу полупроводниковых соединений и диэлектрич. кристаллов, у к-рых Y вблизи λ_0 достигает 0,2—0,4. К ним относятся нек-рые интерметаллич. соединения элементов I—V групп системы Менделеева (Cs_2Sb , Na_2KSb и др.) и I—VI групп (Cs_2Te , Rb_2Te).

Высокая эффективность этих полупроводников связана с особенностями их кристаллической и энергетич. структур. Для наиболее изученных эффективных Φ . установлено, что они обладают кубической кристаллич. решеткой и дырочной проводимостью. Последнее обеспечивает благоприятный для выхода электронов изгиб зон у поверхности Φ . (см. *Поверхностные явления в полупроводниках*).

Высокая эффективность этих Φ . объясняется гл. обр. преобладанием в фотоэффekte межзонных переходов и слабым рассеянием возбужденных электронов при их движении к поверхности Φ , благодаря чему глубина их выхода l того же порядка, что и глубина проникновения излучения $1/\alpha$ (α — коэфф. поглощения света). Малое рассеяние обусловлено тем, что энергия возбужденных электронов, достаточная для их выхода в вакуум $h\nu > h\nu_0 = \Delta E + \chi$ (ΔE — ширина запрещ. зоны, χ — энергия электронного сродства или

внешняя работа выхода), недостаточна для ударной ионизации (образование пар), порог к-рой $h\nu_{\text{п}} = (2-3)\Delta E$, т.к. у этих полупроводников $\Delta E > \chi$.

Полупроводники, у к-рых $\Delta E \sim \chi$ образуют группу менее эффективных Φ . с $Y \sim 10^{-2}$. Полупроводники с $\Delta E < \chi$ из-за низкого порога образования пар имеют еще меньший квантовый выход ($\leq 10^{-3}$) и для изготовления Φ . не применяются [5].

Наиболее распространен сурьмяно-цезиевый Φ . (интерметаллич. соединение Cs_3Sb) — дырочный полупроводник с $\Delta E \sim 1,6$ эв, $\chi \sim 0,4$ эв, $h\nu_0 \sim 2$ эв. Он образуется при воздействии паров Cs на термически испаренный слой Sb. При прогреве Sb в парах Cs ($T = 140-180^\circ \text{ C}$) слой приобретает яркую вишнево-красную окраску и высокое удельное сопротивление ($\sim 10^5$ ом.см). $Y_{\text{макс}} \sim 0,25-0,30$, $\lambda_m = 4000-4200 \text{ \AA}$; спектральная характеристика вблизи λ_0 круто спадает, термоток мал (см. табл.). Обработка небольшим количеством O_2 (сенсibilизация) смещает спектральную характеристику в область больших λ ($\lambda_0 = 7500 \text{ \AA}$) и увеличивает S в 1,5—2 раза (на поверхности Φ . образуется дипольный слой адсорбированных молекул Cs_2O , что снижает χ), но одновременно растут термоток и утомление. Непрозрачные сурьмяноцезиевые Φ . применяются в фотоэлементах с внешним фотоэффектом и однокаскадных фотоэлектронных умножителях (ФЭУ), полупрозрачные — в многокаскадных ФЭУ, в передающих телевизионных трубках и электронно-оптич. преобразователях. При работе полупрозрачных Φ . в условиях высокой освещенности между отдельными участками Φ . может возникнуть значит. разность потенциалов, что искажает траектории фотоэлектронов (нет насыщения фототока). Чтобы избежать этого, фоточувствит. слой наносят на прозрачные проводящие химически стойкие подложки — тонкие металлич. пленки (Cr, Pt) или пленку SnO_2 .

Многощелочные Φ . (многощелочные соединения Sb) также являются дырочными полупроводниками. Распространены двухщелочной Φ . (Na_2K) Sb и особенно трехщелочной (Na_2K) Sb—Cs, отличающийся от первого наличием на поверхности пленки адсорбированных атомов Cs, уменьшающей χ до 0,55 эв ($\Delta E \sim 1$ эв). Трехщелочной Φ . характеризуется большей протяженностью спектральной характеристики в длинноволновую область спектра (близкую инфракрасную часть, $\lambda_0 \sim 0,9$ мк, $\lambda_m = 0,42-0,45$ мк), меньшим I_T , чем у Cs_3Sb и самой высокой из всех известных Φ . интегральной чувствительностью ($S \approx 200-250$ мка/л.м).

Изготавливают многощелочные Φ . последовательным воздействием на Sb паров неск. щелочных металлов [7, 8]. Многощелочные Φ . применяются обычно в виде полупрозрачных пленок. Основным недостатком — сложность технологии. Применяются также Φ .: (CsRb) Sb, отличающиеся от Cs_3Sb большей S и высокой термостойкостью [9]; (KCs) Sb с $S \sim 50-80$ мка/л.м; сурьмяно-литиевый Φ . Li—Sb, являющийся, по существу, многощелочным Φ . типа (NaK) Sb, т.к. при обработке Sb литием в стеклянной колбе происходит ионный обмен щелочных металлов (взаимодействие Sb с K и Na, содержащимся в стекле); по параметрам он сходен с (Na_2K) Sb [10].

Висмута-серебряно-цезиевый Φ . (Bi—Ag—O—Cs) образуется при напылении Ag на окисленный слой Bi с последующей обработкой слоя в парах Cs; по-видимому, основа этого Φ . — Cs_3Bi с включениями мелкодисперсного Ag и пленкой окислов Cs, снижающей работу выхода [11]. Это также дырочный полупроводник, но с меньшей глубиной выхода фотоэлектронов. Он обладает широкой спектральной характеристикой, охватывающей всю видимую область; λ_m лежит вблизи максимума чувстви-

Параметры основных типов фотокатодов.

Тип	λ_m (Å)	Y_m	λ_0 (Å)	S	I_T (а/см ²)
Ag—O—Cs	8000—8500	0,005	12000—15000	20—60	10 ⁻¹³ —10 ⁻¹¹
Sb—Cs	4200—4800	0,20—0,30	6000—7000	60—100	10 ⁻¹⁵
Sb—Cs—O	4400	0,18—0,20	7500	100—180	10 ⁻¹⁴
Bi—Cs—O	3800	0,01	7500	15—30	
Bi—Ag—O—Cs	4500—5000	0,10	7500—8000	30—115	10 ⁻¹⁴ —10 ⁻¹³
Sb—Li	3700		6200	25—40	< 10 ⁻¹⁶
Sb—Na, K	3700	0,25	6700	30—60	< 10 ⁻¹⁶
Sb—Na, K—Cs	4400	0,35—0,40	8700—9000	150—250	10 ⁻¹⁶

тельности глаза (0,5 мк). Применяется в виде полупрозрачных пленок в передающих телевизионных трубах и ФЭУ.

Серебряно-кислородно-цезиевый Ф. — единственный Ф., который чувствителен в инфракрасной области вплоть до $\lambda_0 \sim 1,2—1,5$ мк, образуется при обработке в парах Cs пленки Ag, окисленного в тлеющем разряде в атмосфере O₂. Состоит из окиси Cs с примесью избыточного Cs и вкраплениями коллоидальных частиц Ag. На поверхности этого Ф. лежит пленка адсорбированных атомов свободного Cs. Механизм действия Ag—O—Cs пока еще не вполне ясен, несмотря на то, что это первый Ф., получивший широкое технич. применение. По современным представлениям это двухфазная система, состоящая из: электронного полупроводника (Cs₂O) с низкой работой выхода ϕ и большой плотностью поверхностных состояний; системы коллоидальных частиц Ag с ϕ , пониженным за счет пленки Cs₂O и Cs. Припороговая область спектральной характеристики этого Ф. зависит от размеров частиц Ag: Ф. с однородной мелкозернистой структурой слоя имеют удлиненную спектральную характеристику. Наличие в слое крупных структурных неоднородностей смещает λ_0 в коротковолновую часть [13]. Недостаток Ag—O—Cs—Ф.: большой I_T .

В солнечно-слепых приемниках излучения, чувствительных в ближней ультрафиолетовой области спектра (соответствующей полосе поглощения озона земной атмосферы) и нечувствительных в видимой области Ф., служат пленки диэлектриков (Cs₂Te, Rb₂Te) с $Y \sim 0,10—0,30$ и крутым фронтом спектральной характеристики вблизи λ_0 (рис. 3) [14]. В более далекой ультрафиолетовой области применяются пленки галогенидов соединений щелочных металлов, CuJ и чистые металлы [15, 16].

Лит.: 1) Саммер В., Фотоэлементы в промышленности, пер. с англ., М.—Л., 1961; 2) Engstrom R. W., «RCA Rev.», 1960, v. 21, № 2, p. 184; 3) Лишниц Т. М., Коккина Н. Г., «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, № 8, с. 1267; 4) Spriger W. E., «J. Phys. Chem. Solids», 1961, v. 22, p. 365; 5) Verndt M., G6rlich P., «Physica Status Solidi», 1963, v. 3, № 6, p. 963; 6) G6rlich P., «Advances in Electronics and Electron Phys.», 1959, v. 11; 7) Spriger W. E., Sommer A. H., «J. Phys. Chem. Solids», 1959, v. 8, p. 437; «J. Appl. Phys.», 1960, v. 31, № 12, p. 2077; 8) Мостовский А. А., Воробьева О. Б., Майская К. А., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1958, т. 22, № 5, p. 561; 9) Кънев В., Нанев К., Proceedings of the symposium on electron and vacuum physics, Hungary, 1962, Budapest, 1963; 10) Немилев Ю. А., Привалова В. Е., «ЖТФ», 1956, т. 26, вып. 1, с. 61; 1958, т. 28, вып. 8, с. 1717; 11) Мостовский А. А., Воробьева О. Б., Майская К. А., «ФТТ», 1959, т. 1, вып. 4, с. 643; 12) Борзяк П. Г., Бибик В. Ф., Крамаренко Г. С., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1956, т. 20, № 9, с. 1039; 13) Соболева Н. А., Шефлов А. С., Толмасова В. Н., там же, 1962, т. 26, № 11, с. 1370; 14) Полякова М. А., «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 9, с. 1626; 15) Лукьянов С. Ю., Фотоэлементы, М.—Л., 1948; 16) Берковский А. Г. [и др.], Фотоэлектронные приборы, М., 1965.

ФОТОЛИЗ — то же, что *фотохимическая диссоциация*.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, возбуждаемая электромагнитным излучением видимой или ультрафиолетовой области.

Спектры Ф. в зависимости от вещества и условий могут быть линейчатыми, полосатыми и сплошными. Спектры Ф. достаточно сложных молекул, особенно в конденсированных средах, не зависят от длины волны возбуждающего света (после возбуждения в молекулах происходит перераспределение энергии по возбужденным уровням, в результате к-рого излучение происходит из одних и тех же состояний).

Связь между спектрами поглощения и Ф. сложных молекул определяется *Стокса правилом*, правилом зеркальной симметрии Левшина [1] и универсальным соотношением Степанова [2].

Правило зеркальной симметрии спектров поглощения и Ф. состоит в том, что спектры нек-рых классов сложных молекул, изображенные в ф-ции частоты ν , зеркально симметричны относительно прямой, проходящей перпендикулярно к оси частот через точку пересечения обоих спектров. По оси ординат откладываются величины I/ν^4 и α/ν , где I — интенсивность люминесценции, α — показатель поглощения, а максимумы спектров нормируются к одной и той же величине.

Универсальное соотношение Степанова

$$w_\nu/k_\nu = D(T) \nu^3 \exp(-h\nu/kT)$$

справедливо при равновесном распределении энергии по колебат. степеням свободы (w_ν — мощность люминесценции частоты ν , k_ν — коэфф. поглощения для той же частоты, $D(T)$ — нек-рая ф-ция темп-ры T , частоты ν , числа возбужденных молекул и статистич. весов колебат. уровней).

Квантовый выход Ф., согласно *Вавилова закону*, не зависит от длины волны возбуждающего света в широкой области спектра, но быстро уменьшается в антистоксовой области. Причина уменьшения выхода пока неясна. Возможно, выход в этой области не падает, а наблюдаемое уменьшение I связано с неактивным поглощением, обусловленным примесями. При уменьшении длины волны возбуждающего света, когда энергия возбуждающего кванта превышает удвоенную ширину запрещенной зоны, у нек-рых кристаллофосфоров наблюдается возрастание квантового выхода. Такое явление «размножения фотонов» обусловлено вторичными процессами, происходящими после поглощения кванта достаточно большой энергии (см. также *Радиолюминесценция*).

Большое влияние на свойства Ф. оказывает агрегатное состояние вещества. Люминесценция молекул в газовой фазе имеет существенные отличия от Ф. конденсированных сред. Так, выход, длительность и спектры Ф. паров зависит от длины волны возбуждающего света. В растворах эти зависимости отсутствуют, что связано с передачей избытка колебат. энергии возбужденных молекул растворителю. В спектрах молекулярных кристаллов по сравнению с парами обнаруживаются новые линии, поляризованные по кри-

сталлографич. осям и связанные с экситонными переходами (см. *Спектроскопия кристаллов, Экситон*).
 О Ф. кристаллофосфоров см. *Фосфоресценция*.

Лит.: 1) Левшин В. Л., Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М.—Л., 1951; 2) Степанов Б. И., Грибковский В. П., Введение в теорию люминесценции, Минск, 1963; 3) Степанов Б. И., Закон Вавилова, «УФН», 1956, т. 58, вып. 1, с. 3—36; 4) Феофилов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; 5) Борисевич Н. А., Некоторые особенности флуоресценции паров сложных молекул, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1963, т. 27, № 4, с. 562. Н. Д. Жевандров.

ФОТОМЕТР ШАРОВОЙ (светомерный шар Ульбрихта) — фотометр для измерения светового потока, средней сферич. силы света, а также коэфф. пропускания и отражения светорассеивающих материалов. Устройство и принцип действия Ф. ш. рассмотрены в ст. *Фотометры*.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПАРАДОКС (парадокс Ольберса) — вывод, согласно к-рому при вечном и повсеместном наличии излучающих звезд в бесконечной Вселенной поверхностная яркость неба должна равняться нек-рой средней поверхностной яркости звезд и, следовательно, быть того же порядка, что и поверхностная яркость Солнца (Г. В. Ольберс, Olbers, 1826). При этом плотность излучения в космич. пространстве должна соответствовать темп-ре в тысячи градусов. Ф. п. получается в предположении, что средняя по всему бесконечному мировому пространству звездная плотность (т. е. число звезд на единицу объема) не равна нулю. Предполагается также, что энергия, излученная звездой, не испытывает убыли в пространстве между космич. телами и что не существует также других факторов, ослабляющих видимую поверхностную яркость удаленных источников света. Яркость неба, мало уступающая средней поверхностной яркости звезд, должна создаваться уже звездами, заполняющими достаточно большую конечную область.

В дорелятивистской космологии для устранения Ф. п. были предложены иерархические модели Вселенной (Шарлье), к-рые устраняли также и гравитационный парадокс. О путях устранения Ф. п. в современной космологии см. в статье *Космология*.

ФОТОМЕТРИЯ — раздел физич. оптики, посвященный измерению электромагнитного излучения оптического диапазона.

Под Ф. в широком смысле понимают измерение характеристик процессов испускания, распространения, поглощения и рассеяния излучения в диапазоне от ультрафиолетовых до инфракрасных лучей. Раздел Ф., посвященный измерению т. наз. лучистых (энергетич.) величин, наз. радиометрией. Под Ф. в узком смысле слова понимают световые измерения, т. е. оценку видимого излучения в соответствии с его действием на глаз; спец. разделы Ф. посвящены оценке излучения в соответствии с его действием на др. селективные приемники излучения (листья растений, бактерии, кожа человека и т. п.). Можно сказать, что Ф. занимается оценкой излучения по его действию на неселективные и селективные приемники; поэтому, кроме лучистых величин, в Ф. применяются также эффективные величины, учитывающие спектральные характеристики приемника излучения. Наиболее детально разработана и широко применяется система эффективных световых величин, поэтому ниже рассматриваются только световые измерения. Однако те стороны световых измерений, к-рые не связаны со спектральными характеристиками приемника излучения, остаются неизменными для всех разделов Ф. (Измерение цвета см. *Цветовые измерения*.)

Основные световые величины, измеряемые в Ф., — освещенность, сила света, световой поток и яркость. Для измерения световых величин применяются фотометры. Для хранения световых единиц создан вос-

производимый эталон в виде абсолютно черного тела при темп-ре отвердевания Pt (2042°K). Для того чтобы новые световые единицы не отличались заметным образом от применявшихся ранее, яркость светового эталона считают равной 600 кнт. Отсюда световой эквивалент лучистой мощности $K_m = 683 \text{ лм/вт}$.

Основной недостаток этого эталона — его невысокая темп-ра, вследствие чего спектральные составы излучения светового эталона и применяемых в метрологии и на практике образцовых источников света сильно отличаются. Создание более высокотемп-рного светового эталона, напр. применение вместо Pt Iг с $T_{пл.} = 2716^\circ\text{K}$, связано с большими технич. трудностями. Ведутся исследования, направленные на создание светового эталона не в виде излучателя, а в виде приемника излучения — термоэлемента со светофильтром, коэфф. пропускания к-рого соответствует спектральной чувствительности глаза.

Вначале Ф. базировалась на непосредственных визуальных сличениях, при к-рых глаз должен был устанавливать равенство яркостей двух полей, заполненных сравниваемыми излучениями (визуальная Ф.). Для обеспечения расчетов светового потока по известному лучистому потоку была определена ф-ция видности v_λ (см. *Видности кривая*), характеризуемая обратными значениями мощности монохроматич. излучения, необходимой для обеспечения равной яркости. v_λ имеет максимум при длине волны 555 нм. Ф-ция видности была получена для условий адаптации, соответствующих дневным уровням яркости (более 10 нт при поле зрения около 2°), и стандартизована (ГОСТ 11093—64). Результаты визуальных измерений разноцветных излучений не всегда совпадают с расчетом по ф-ции видности, поэтому все результаты фотометрич. измерений должны быть согласованы с расчетом по ур-нию

$$B = K_m \int e_\lambda v_\lambda d\lambda, \quad (1)$$

где B — яркость (световая); K_m — световой эквивалент лучистой мощности, равный 683 лм/вт; v_λ — ф-ция видности; e_λ — спектральная плотность энергетич. яркости (спектральная яркость).

Значения v_λ приведены в таблице.

λ , нм	v_λ	v'_λ	λ , нм	v_λ	v'_λ
420	0,004	0,0966	80	0,870	0,1212
40	0,923	0,3281	600	0,631	0,03315
60	0,060	0,5670	20	0,381	0,00737
80	0,139	0,7930	40	0,175	0,01497
500	0,323	0,9820	60	0,061	0,00031
20	0,710	0,9350	80	0,017	0,00007
40	0,954	0,6500	700	0,004	0,00002
60	0,995	0,3288			

При снижении яркости поля зрения, начиная с уровня менее 10 нт, чувствительность глаза к синим лучам повышается, а к красным — понижается. Этот эффект объясняется переходом от колбочкового зрения к палочковому (см. *Пуркине явление*). Ф-ция видности для темноадаптированного глаза обозначается v'_λ ; значения v'_λ также приведены в табл. В переходной области яркостей глаз видность глаза определяется яркостью адаптации и занимает промежуточное положение между v'_λ и v_λ (см. *Сумеречное зрение*). В этой области яркостей пользуются понятием эквивалентной яркости, т. е. стандартной, определенной в соответствии с ур-нием (1) яркостью другого поля, излучение к-рого имеет цветовую темп-рату 2042°K и к-рое в определенных условиях наблюдения имеет одинаковую яркость с первым полем. Для измерения эквивалентной яркости предназначен спец. фотометр ВФМ-57 (см.

Фотометры). Расчет эквивалентной яркости производится методом последовательных приближений с использованием значений видности для разных уровней яркости адаптации. Следует подчеркнуть, что функция видности характеризует эффективность монохроматич. излучений только в отношении уровня яркости. Работоспособность глаза обычно определяется уровнем функций зрения — остроты зрения и контрастной чувствительности и др. (см. *Зрение*). Эффективность монохроматич. излучений в обеспечении остроты зрения и контрастной чувствительности существенно отличается от функции видности. Поэтому при одинаковой остроте зрения при освещении излучениями разного спектрального состава яркость поля (или эквивалентная яркость) может отличаться в неск. раз.

Неодинаковые свойства глаз разных наблюдателей, их изменчивость во времени, а также трудоемкость визуальных измерений привели к широкому применению физич. (объективной) Ф. В качестве приемников излучения в физическом Ф. применяют селеновые фотоэлементы, вакуумные фотоэлементы с внешним фотоэффектом, *фотоэлектронные умножители*, фотоматериалы и др. Кривые спектральной чувствительности этих приемников излучения отличаются от кривой видности. Поэтому для приведения кривых чувствительности к кривой видности перед светочувствительной поверхностью приемника излучения помещают соответствующий цветной светофильтр. Из физич. приемников излучения наибольшее применение в Ф. нашли селеновые фотоэлементы вследствие сравнительно высокой чувствительности (400—500 мкА/лм) и наибольшей близости относительной спектральной чувствительности к v_λ .

Для целей Ф. разработаны спец. измерительные вакуумные фотоэлементы с внешним фотоэффектом, конструкция которых обеспечивает низкую величину темнового тока и линейность световой характеристики в широких пределах изменения освещенности катода. Неселективное уменьшение светового потока в известном отношении, необходимое для ряда фотометров, может быть достигнуто увеличением расстояния от источника света до приемника, применением вращающихся поглотителей (дисков с секторными вырезами), диафрагмированием однородного светового пучка. Обычно невелика селективность при ослаблении света поляризацией (двумя скрещенными призмами Николя). Заметной селективностью обладают серые, так называемые нейтральные *светофильтры*.

При измерении очень малых световых потоков применяются фотоумножители, имеющие чувствительность порядка единиц и десятков а/лм. Обычно пороговая чувствительность фотоумножителя несколько выше, чем вакуумного фотоэлемента с усилителем. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом и фотоумножители вследствие малой инерции пригодны для измерения быстрых переменных световых явлений, поэтому указанные приемники света применяются при фотометрировании кратковременных световых вспышек. Этот раздел Ф. наз. и м п у л ь с н о й Ф. В тех случаях, когда из-за малой интенсивности измеряемого излучения (напр., в астрономии) требуется накопление его действия во времени, в качестве приемника излучения применяют фотографич. пластинки.

В. С. Хазанов.

Раздел Ф., использующий для количественной оценки световой энергии *фотографические материалы*, наз. фотографической Ф.

Фотографич. Ф. используется как для оценки мощности излучений и количеств освещения, так и для оценки светопоглощения тел и рассеяния света в них. По сравнению с др. методами Ф. достоинства фото-

графич. Ф. выступают в особенности тогда, когда интенсивность излучения, поглощения или рассеяния очень мала или когда нужно одновременно получить сведения о ряде излучений или свойствах предметов, распределенных в пространстве. Наибольшая точность определения мощности излучений методами фотографич. Ф. достигается тогда, когда на одном участке фотографич. материала надлежащего качества по соседству друг с другом получают два ряда почернений: одно создается оцениваемым излучением, а второе — возможно более близким к первому по спектральному составу излучением, мощность которого установлена независимым способом. В обоих случаях должна применяться одна выдержка, а освещенности, создаваемые сравниваемыми излучениями, изменяться одним и тем же набором спектрально неизбирательных ослабителей, коэфф. пропускания которых известны. Должны быть соблюдены также определенные условия проявления (состав проявителя, гидромеханич. условия и др.). Сдвиг вдоль оси абсцисс двух полученных таким образом характеристик кривых (см. *Сенситометрия*), построенных в координатах «логарифм коэфф. пропускания ослабителя — оптич. плотность почернений», позволяет судить о степени отличия мощности одного излучения относительно мощности второго.

Обычно точность метода фотографич. Ф. составляет около 7—10%, но при соблюдении требований особой тщательности эксперимента она может быть и большей.

Ю. Н. Гороховский.

Лит.: 1) Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962; 2) Walsh J. W. T., Photometry, 2 ed., L., 1953; 3) Keitz H. A. E., Light calculations and measurements, [N. Y.], 1955; 4) Тиходеев П. М., Новый государственный световой эталон СССР, М.—Л., 1949; 5) Справочная книга по светотехнике, М., 1958; 6) Ешков В. В., Основы светотехники, ч. 1, М.—Л., 1957; 7) Sumner W., Photosensors, L., 1957; 8) Юров С. Г., Хазанов В. С., «УФН», 1949, т. 38, вып. 4, с. 547; 9) Хазанов В. С., «ДАН СССР», 1965, т. 163, № 1; 10) его же, «Светотехника», 1965, № 3; 11) Волкенштейн А. А., Визуальная фотометрия малых яркостей, М.—Л., 1965; 12) Гороховский Ю. Н., Левенберг Т. М., Общая сенситометрия. Теория и практика, М., 1963.

ФОТОМЕТРИЯ ПЛАМЕННАЯ — один из видов эмиссионного спектрального анализа. Применяется гл. обр. для количеств. определений в растворах Li, Na, K, Rb, Cs, Ca, Sr, In, Tl и нек-рых редкоземельных элементов по атомным линиям или молекулярным полосам с низкими потенциалами возбуждения. Преимущество Ф. п. — точность, скорость и высокая чувствительность (для щелочных элементов 0,01 мкг/мл, для щелочноземельных 0,1 мкг/мл).

Источником возбуждения является газовой пламя, возникающее при горении светильного газа, водорода, ацетилена или дициана. Дициан-кислородное пламя имеет самую высокую температуру (4800° К), что позволяет увеличить число определяемых элементов за счет появления в спектре линий с более высокими потенциалами возбуждения; однако дициан токсичен, кроме того, чувствительность определения щелочных элементов в дициан-кислородном пламени ниже, чем в др. пламенах. Наиболее распространено водород-кислородное пламя, благодаря достаточно высокой температуре (2900° К), малой интенсивности собств. излучения и отсутствию в пламени твердых частиц при полном сгорании. Анализируемый раствор инжектируется в пламя в виде аэрозоля в токе кислорода или воздуха через распылитель.

Излучение определяемого элемента выделяется узкополосным светофильтром или монохроматором (диспергирующий элемент — призма или дифракц. решетка). Т. н. фильтровые фотометры более дешевы, просты в эксплуатации, однако их аналитич. возможности весьма ограничены из-за низкой чувствительности и влияния излучения близких по длинам волн линий или полос.

Благодаря сравнит. простоте спектров пламени и высокой стабильности излучения измерение интенсивностей спектральных линий производится почти исключительно фотоэлектрически. Приемником излучения служит фотоэлемент или фотоэлектронный умножитель, а регистрирующим прибором — гальванометр или самописец. Регистрация спектральных линий или полос на самописце обычно проводится методом сканирования, т. е. при развертке спектра поворотом призмы или решетки; полученная запись выражает зависимость интенсивности излучения от длины волны. За меру концентрации принимается высота пика от уровня фона. Зависимость высоты пика от концентрации устанавливается по результатам фотометрирования эталонных растворов.

Наиболее распространенные пламенные спектрофотометры: Векман «В» и «DU» (США); Unicam Sp-900 (Англия). В СССР применяются спектрофотометры на базе монохроматоров УМ-2, СФ-4, ИСП-51 с фотоэлектрической приставкой ФЭП-1. Фильтровые фотометры: Zeiss III, Lange VI (ГДР); ППФ-УНИИЗ, ФПФ (СССР).

Воспроизводимость определения методом Ф. п. можно довести до 1%. Чувствительность определения зависит от состава пламени, расхода и давления горючих газов, скорости подачи раствора, способа регистрации.

Лит.: 1) Гейдон А., Спектроскопия пламени, пер. с англ., М., 1959; 2) Полукто в Н. С., Методы анализа фотометрии пламени, М., 1959; 3) Бурриель-Марти Ф., Рамирес-Муньос Х., Фотометрия пламени, пер. с англ., М., 1962; 4) Неггманн Р., Алкмаде С. Т., *Flammenphotometrie*, 2 Aufl., В., 1960. Ш. Г. Меламед.

ФОТОМЕТРИЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ — см. *Фотометрия*.

ФОТОМЕТРЫ — приборы, служащие для измерения фотометрич. величин: освещенности, силы света, светового потока, яркости, коэфф. пропускания и отражения. *Освещенность* измеряют люксметрами; для измерения *силы света* служат: фотометрич. скамья, свечемеры и различные универсальные приборы; *световой поток* определяют непосредственно с помощью шарового Ф. или рассчитывают по данным об угловом распределении силы света, полученным на распределительном Ф.; *яркость* измеряют яркострами; коэфф. пропускания и отражения определяют по измерениям освещенности и яркости. Приборы для измерения цвета описаны в ст. *Колориметр*. В зависимости от того, какие приемники излучения (глаз или физ. приемник) применяются, Ф. наз. з р и т е л ь н ы м и (визуальными) или ф и з и ч е с к и м и.

Приемник люксметра представляет собой обычно селеновый фотоэлемент с запирающим слоем, фототок к-рого измеряется микроамперметром, проградуированным в люксах.

Люксметр Ю-16 имеет 3 предела измерений — 25, 100 и 500 лк с возможностью расширения пределов измерения в 100 раз при использовании поглощающей насадки на фотоэлемент. Люксметр Ю-17 имеет пределы измерения 1, 10 и 100 лк. Селеновый фотоэлемент снабжен насадкой, исправляющей угловую характеристику чувствительности фотоэлемента. Оба люксметра не имеют светофильтров, исправляющих спектральную чувствительность. Погрешность люксметров 10—15%.

Исправление спектральной чувствительности селенового фотоэлемента производится с помощью стеклянных светофильтров ЖЭС-18 и ЗС-8. Селеновые фотоэлементы с исправленной спектральной чувствительностью имеют марку ФЭС-10 или ФЭС-25, определяемую площадью чувствительной поверхности в см².

Для измерения силы света в лабораторных условиях широко применяют фотометрич. скамью, или линей-

ный Ф. Фотометрич. скамья состоит из двух направляющих длиной от 3 до 5 м, на к-рых располагаются источники, поглотители и приемники света, а также экраны, защищающие Ф. от постороннего излучения (рис. 1). При сравнении силы света образцовой

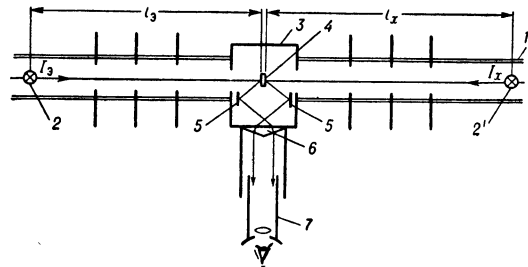


Рис. 1. Схема измерения силы света на фотометрической скамье: 1 — фотометрич. скамья; 2 и 2' — сравнимые источники света; 3 — фотометрич. головка; 4 — белая пластинка; 5 — зеркало; 6 — бипризма; 7 — окуляр. В окуляр наблюдают два смежных поля, яркость к-рых пропорциональна яркости сторон пластины 4, в свою очередь определяемой освещенностью пластинки источниками света.

лампы I_0 и измеряемой I_x находят такое соотношение расстояний l_0 и l_x от лампы до белой пластинки фотометрич. головки, при к-ром освещенности, а значит и яркости, двух сторон пластинки оказываются равными. Тогда $I_x = I_0 l_x^2 / l_0^2$. Сравнение силы света источников на фотометрич. скамье производят как визуальными, так и физич. Ф.

Для измерения углового распределения силы света источников служат распределительные Ф., позволяющие при неподвижном источнике света направлять идущие от него в разных направлениях лучи света на приемник излучения. Для этой цели применяют одно или два вращающихся зеркала, а иногда перемещают приемник излучения. Одна из возможных схем распределительного Ф. приведена на рис. 2. При необходимости производить массовые измерения распределительные Ф. связывают с вычислительной машиной,

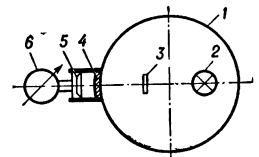
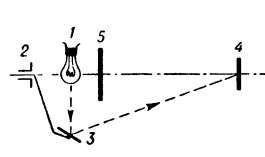


Рис. 2.

Рис. 3.

Рис. 2. Схема распределительного фотометра: 1 — источник света; 2 — подшипник; 3 — зеркало, поворот к-рого отсчитывается по угломерному лимбу; 4 — приемник излучения; 5 — экран, защищающий приемник от прямого света.

Рис. 3. Схема измерения светового потока шаровым Ф.: 1 — сфера, внутренняя поверхность к-рой покрыта белой диффузно отражающей краской; 2 — источник света; 3 — экран; 4 — окно, закрытое молочным стеклом; яркость стекла измеряется фотоэлементом 5; 6 — микроамперметр.

к-рая управляет работой Ф., выдает в графич. виде результаты измерений, а также рассчитывает световые потоки, излучаемые в отдельные угловые зоны.

Непосредственное измерение светового потока источника света производят шаровым (интегрирующим) Ф. (рис. 3). Для градуировки Ф. применяют образцовые лампы светового потока. Теория многократных отражений света внутри сферы устанавливает, что освещенность окна Ф. равна $E = (F/4\pi R^2) \cdot [\rho/(1-\rho)]$, если между источником и окном находится непрозрачный экран (F — световой поток источника, находящегося внутри сферы; R — радиус сферы; ρ — коэфф. от-

ражения поверхности сферы). Т. о., E пропорциональна F . Световой поток F_x измеряемого источника света определяют сравнением его с F_0 образцовой лампы: $F_x = F_0 n_x / n_0$, где n_x , n_0 — показания микроамперметра. Шаровой Ф. применяется также для измерения коэф. отражения и пропускания. При этом сфера должна иметь 2-е окно, к к-рому прикладывается измеряемый образец (см. также *Пропускания коэффициенты*, *Отражения коэффициенты*). При значениях ρ , близких к 1, световой поток внутри шарового Ф. вследствие многократных отражений может оказаться значительно больше светового потока F , испускаемого источником. Это необходимо учитывать при измерении светового потока очень коротких световых вспышек, т. к. действительное изменение F во времени и измеренное на выходе Ф. не совпадают. Искажение шаровым Ф. временного хода F тем больше, чем больше R и ρ .

Универсальный лабораторный Ф. АФМ-61 состоит из яркомера, свечемера и люксметра. Схема Ф. для измерения яркости приведена на рис. 4.

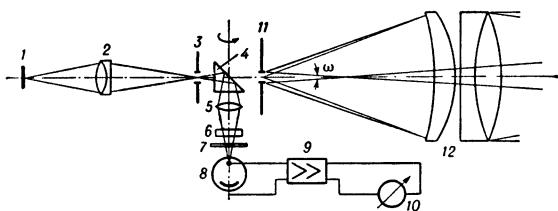


Рис. 4. Принципиальная схема фотометра АФМ-61 (вариант для измерения яркости). Для измерения яркости объекта 1 при помощи объектива 2 создается изображение объекта в плоскости диафрагмы 3. Пронесший через диафрагму световой поток поступает в призму 4, затем на линзу 5 и через сменный серый и исправляющий светофильтры 6 и 7 попадает на вакуумный фотоэлемент с внешним фотоэффектом 8; 11 — фокальная диафрагма; 12 — объектив. Оптич. система позволяет измерять яркость площадки диаметром до 0,4 мм. Электрич. схема состоит из двухкандиодного усилителя фототока 9 и микроамперметра 10.

При измерении силы света призму Ф. поворачивают на 180° . Измерение силы света производится свечемерной частью Ф. на основе телецентрического метода: фокальная диафрагма пропускает на фотоэлемент лишь те лучи от объектива, к-рые источник света излучает в пределах угла ω (рис. 4). При этом световой поток, попавший на фотоэлемент, пропорционален силе света источника, усредненной в пределах угла ω . Для измерения необходимо, чтобы линейные размеры светящего тела были меньше светового диаметра объектива.

При измерении освещенности призма поворачивается на 90° и оказывается установленной против молочного стекла (на рис. 4 не показано). На фотоэлемент попадает световой поток, пропорциональный освещенности молочного стекла. Чувствительность прибора по яркости — 1 нт/дел (для площадки диаметром 1 мм), по силе света — $1 \cdot 10^{-3} \text{ св/дел}$, по освещенности — $1 \cdot 10^{-2} \text{ лк/дел}$. Для расширения пределов измерений Ф. снабжен серыми светофильтрами, ослабляющими интенсивность света в 10^4 раз, и десятикратным электр. шунтом.

В переносном яркомере ЯКП-1, принципиальная схема к-рого близка к схеме яркомерной части Ф. АФМ-61, приемником служит вакуумный фотоэлемент с висмут-цезиевым катодом, снабженный исправляющим светофильтром. Ф. имеет два предела измерений — около 60 и 200 нт при угле зрения $1,5^\circ$. Абс. погрешность 5%.

Для измерения эквивалентной яркости необходима лампа сравнения. Визуальный Ф. ВФМ-57 (рис. 5), предназначенный для этой цели, снабжен

внутренней лампой сравнения, излучение к-рой ослабляется серыми светофильтрами (ступенями) и фотометрич. клином (плавно). Диапазон измерений от 10^{-4} нт до 200 нт. Минимальный диаметр измеряемой площадки 12 мм.

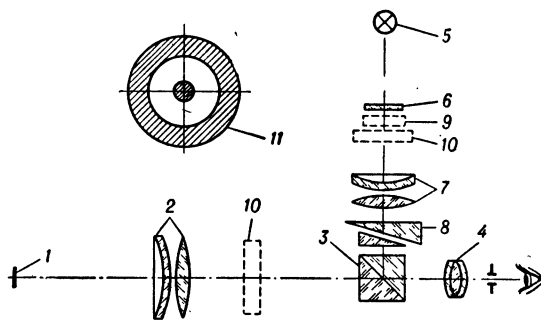


Рис. 5. Принципиальная схема фотометра ВФМ-57: 1 — объект измерения; 2 — объектив; 3 — фотометрический кубик; 4 — окуляр; 5 — лампа накаливания; 6 — молочное стекло; 7 — конденсор; 8 — фотометрич. клин с подклином; 9 — цветной светофильтр; 10 — серые светофильтры; 11 — фотометрич. поле.

Для измерения освещивания (произведения силы света на время) импульсных источников света служит импульсный свечемер ИСМ-57. Оптич. схема ИСМ-57 подобна свечемерной части Ф. АФМ-61. Электронная схема свечемера позволяет измерять количество электричества, пропорциональное освещиванию, при длительности вспышек не менее 10 мксек. Электронная схема Ф. УИФ-1 позволяет измерять освещивание и регистрировать временной ход импульсов длительностью до 0,5 мксек.

Градуировку Ф. производят обычно по образцовым светозмерительным лампам, в качестве к-рых применяются лампы накаливания спец. конструкций (см., напр., *Лампа ленточная*). Градуировку импульсных Ф. производят также с помощью генератора образцовых световых импульсов.

Часто Ф. называют различные *денситометры*, *нефелометры*, *колориметры* и т. п. приборы. Большинство этих приборов представляет собой специализированные *спектрофотометры*.

Лит.: 1) Лукин Н. И., «Светотехника», 1965, т. 11, № 2; 2) Дружков С. А., там же, 1961, т. 7, № 7; 3) Гуревич И. М., «Успехи науч. фотографии», 1959, т. 6; 4) Хазанов В. С., Крайман Т. Я., «Светотехника», 1963, т. 9, № 1; 5) Волькенштейн А. А. и др., «Светотехника», 1965, т. 11, № 3, см. также лит. при ст. *Фотометрия*. В. С. Хазанов.

ФОТОН — квант поля электромагнитного излучения; элементарная частица, участвующая лишь в *электромагнитных взаимодействиях* (и не участвующая в слабых и сильных). Ф. часто наз. также световыми квантами или γ -квантами (в зависимости от их энергии).

Ф. обладает нулевой массой покоя и скоростью, равной скорости света c . Энергия Ф. $\epsilon = \hbar\omega$, где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , ω — частота излучения. Ф. не имеет ни электрического заряда, ни магнитного момента. Как всякая квантовая частица он может находиться, напр., в состоянии с определенным значением количества движения p и неопределенным значением углового момента (момента количества движения). Это соответствует Ф. в плоской монохроматич. электромагнитной волне. Импульс такого Ф. $p = \hbar\omega/c$. Ф., обладающий определенным угловым моментом (и неопределенным импульсом), испускается, напр., при переходах атомов (или ядер) из одного квантового состояния в другое, при к-рых момент количества движения атомов изменяется на целое число \hbar . Разделение момента такого Ф. на орбитальную и спиновую части имеет ограниченный физ. смысл, т. к.

вследствие нулевой массы покоя Φ . обычное определение спина как момента количества движения покоящейся частицы в данном случае применить нельзя. Тем не менее, можно произвестить формальное разбиение момента Φ на орбитальную и спиновую составляющие; при этом из вида спиновых операторов следует, что спин Φ . $s = 1$. Однако состояния с определенными значениями орбитального и спинового моментов, вообще говоря, не обеспечивают поперечного характера электромагнитного поля излучения. Число возможных ориентаций Φ . по отношению к некоторому выделенному направлению равно двум, что отличается от числа возможных ориентаций $2s + 1 = 3$, к-рыми обладала бы частица со спином 1 и отличной от нуля массой покоя. При заданном импульсе Φ . возможны 2 линейно независимых вектора поляризации Φ ., к-рые и соответствуют двум значениям проекции спинового момента Φ . Состояние Φ . определяется однозначным образом, напр., если заданы его энергия, полный момент, проекция момента и четность. По четности состояния Φ . делятся на состояния электрического и магнитного типа, причем излучение Φ ., находящийся в таких состояниях, определяется соответственно электрическим или магнитным моментами системы зарядов, излучающих данный фотон.

Φ . являются бозонами и подчиняются Бозе—Эйнштейна статистике. Они взаимодействуют электромагнитным образом со всеми элементарными частицами. С помощью этих взаимодействий, в частности, определяют внутреннюю электромагнитную структуру частиц (см. *Форм-фактор*). Основные процессы взаимодействия Φ . — излучение, поглощение, упругое рассеяние; при достаточной энергии Φ . может образовать пару из частицы и античастицы (см. *Пар образования*).

Классич. теория излучения Φ . основывается на Максвелла уравнениях. Квантовая теория взаимодействия Φ . — квантовая электродинамика — наиболее полно и детально разработанная квантовая теория взаимодействующих полей, к-рая успешно объяснила многие экспериментальные факты.

Лит.: 1) А х и е з е р А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 2) П а й е р л с Р. Е., Законы природы, пер. с англ., М., 1957, с. 173.

ФОТОНЫ ПРОДОЛЬНЫЕ И СКАЛЯРНЫЕ — понятия, связанные с использованием в квантовой электродинамике для описания фотонов не напряженностей электромагнитного поля, а 4-вектор-потенциала A_μ . Реальные свободные фотоны обладают нулевой массой покоя и имеют только 2 состояния поляризации (спиральности ± 1), в к-рых $A_0 = 0$ и A перпендикулярно к вектору импульса p . Вместе с тем, если поле с данным 4-импульсом $p_\mu = (p, E = c|p|)$ описывается при помощи вектор-потенциала $A_\mu = (A, A_0)$, то возможны 4 состояния поляризации: 2 поперечных ($s = 1, 2$; поперечные фотоны),

$$A_\mu(x) = (A^\perp(p, s), 0) e^{ipx/\hbar}, \quad pA^\perp(p, s) = 0, \quad (1)$$

$(px = p\mathbf{x} - Et);$

одно продольное (продольный фотон),

$$A_\mu(x) = (nA''(p), 0) e^{ipx/\hbar}; \quad n = p/|p|; \quad (2)$$

одно скалярное (скалярный, или «временной» фотон),

$$A_\mu(x) = (0, A_0(p)) e^{ipx/\hbar}. \quad (3)$$

Φ . п. и с. не соответствуют к.-л. реальным свободным квантам электромагнитного поля. Однако они встречаются, напр., при описании электростатич. поля с помощью разложения на плоские волны. Их определение (2) и (3) существенно зависит от системы отсчета (нековариантно) в противоположность определению (1) поперечных фотонов, соответствующих

реальным квантам электромагнитного поля. Невяная ковариантность определения (1) обусловлена тем, что преобразования Лоренца можно сопровождать соответствующими калибровочными преобразованиями.

Φ . п. и с. определены неоднозначно из-за калибровочного произвола в выборе A_μ . Различные формулировки квантовой электродинамики, использующие вектор-потенциал, отличаются выбором калибровки, а значит, и местом, отводимым в них Φ . п. и с.:

а) продольную и скалярную составляющие A_μ можно исключить из основных ур-ний теории — ур-ний Максвелла и ур-ний для заряженных полей. Это приводит (Дирак) к т. н. калибровке и излучения (или кулоновской калибровке). В этой формулировке электродинамики взаимодействие между частицами осуществляется двояким образом: путем обмена поперечными фотонами и через кулоновский потенциал, эквивалентный исключенным Φ . п. и с.;

б) но можно (Ферми, Гупта) Φ . п. и с. не исключать, а ограничить векторы реальных состояний Φ дополнит. условием

$$\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}\right)_+ \Phi = 0, \quad (4)$$

где $(\partial A_\mu / \partial x_\mu)_+$ — положительная-частотная часть оператора $\partial A_\mu / \partial x_\mu$. В этом случае ур-ния Максвелла для вектор-потенциала можно заменить ур-нием Даламбера, что также позволяет провести квантование. Условию (4) удовлетворяют состояния с определенным числом поперечных фотонов n_1 и n_2 , но с неопределенным числом Φ . п. и с.:

$$\Phi = \Phi_0 + a_1\Phi_1 + a_2\Phi_2 + \dots, \quad (5)$$

где a_1, a_2, \dots — произвольные численные коэффициенты, а $\Phi_0, \Phi_1, \Phi_2, \dots$ — уже совершенно определенные суперпозиции состояний $\Phi_{n_1, n_2, n_3, n_0}$, в к-рых, кроме n_1 и n_2 , фиксированы числа Φ . п. и с. n_3 и n_0 с данным импульсом:

$$\Phi_0 = \Phi_{n_1, n_2, 0, 0},$$

$$\Phi_1 = \Phi_{n_1, n_2, 1, 0} - \Phi_{n_1, n_2, 0, 1}, \quad (6)$$

$$\Phi_2 = \Phi_{n_1, n_2, 2, 0} - \sqrt{2}\Phi_{n_1, n_2, 1, 1} + \Phi_{n_1, n_2, 0, 2}.$$

Норма состояний, содержащих нечетное число скалярных фотонов, отрицательна. Поэтому здесь используется метрика индефинитная. Вместе с тем дополнит. условие (4) обеспечивает положительность нормы физич. состояний (5). Действительно, норма состояния Φ_0 положительно определена, нормы состояний Φ_1, Φ_2, \dots равны нулю, и все Φ_i ортогональны между собой. По этой же причине Φ . п. и с. не вносят вклада в среднее значение энергии поля и вообще не приводят ни к каким наблюдаемым эффектам. Они не излучаются, т. к. в допустимых состояниях (5) вероятность излучения продольного фотона компенсируется «отрицательной вероятностью» излучения соответствующего скалярного фотона. В то же время в виртуальных процессах Φ . п. и с. принимают существенное участие. В частности, кулоновское взаимодействие осуществляется вследствие обмена именно этими фотонами.

Кроме понятий Φ . п. и с. в трехмерном смысле (2) и (3), употребляют также ковариантное понятие фотона, продольного в 4-мерном смысле. Вектор-потенциал такого фотона направлен по его 4-импульсу $p_\mu = (p, E)$ (продольная волна):

$$A_\mu(x) = p_\mu A^{\text{прод}}(p) e^{ipx/\hbar}. \quad (7)$$

Калибровочная инвариантность обеспечивает отсутствие взаимодействия у таких фотонов; они не излучаются, не поглощаются и не участвуют в виртуальных процессах (Фейнман).

В формулировках квантовой электродинамики, использующих не A_{μ} , а только измеримые на опыте напряженности электромагнитного поля E и H , вообще не возникает понятия свободных Φ . п. и с.

Лит.: 1) А х и е з е р А. И., Б е р е с т е ц к и й В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, 316; 2) Б о г о л ю б о в Н. Н., Ш и р к о в Д. В., Введение в теорию квантовых полей, М., 1957, § 5; 3) Г а й т л е р В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956, § 6 и § 10; 4) J a u c h J. M., R o h r l i c h F., The theory of photons and electrons, [L.], 1955, ch. 6; 5) Новейшее развитие квантовой электродинамики. Сб. статей, М., 1954, с. 183—85.

В. Н. Огиевский, И. В. Полубаринов.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ — изменение электропроводности веществ под действием электромагнитного излучения. Φ . — следствие изменения распределения электронов по энергетич. состояниям в конденсированных средах, к-рое вызывает поглощением электромагнитного излучения. Основным видом Φ . является Φ ., обусловленная внутренним фотозффектом [1, 2], при к-ром изменение электропроводности происходит вследствие оптич. возбуждения носителей заряда из связанных состояний в свободные и соответственного увеличения концентрации электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне (концентрация Φ .). Если Δn — увеличение концентрации свободных носителей заряда e , а μ — их подвижность, то Φ . (световая добавка к электропроводности) при внутр. фотозффекте:

$$\Delta\sigma = e\mu\Delta n. \quad (1)$$

Помимо этого вида Φ ., обнаружены и исследуются др. ее виды. Φ . имеет место при внутризонном поглощении излучения свободными носителями заряда [3]. Электроны проводимости (или дырки), двигаясь в кристалле, рассеиваются на колебаниях кристаллич. решетки или на дефектах. Т. к. подвижность электронов μ зависит от их времени свободного пробега τ : $\mu = e\tau/m^*$ (m^* — эффективная масса электрона), а последнее, в свою очередь, зависит от энергии электронов, то электромагнитное излучение, поглощаясь электронами проводимости и увеличивая их энергию, изменяет подвижность и, следовательно, электропроводность вещества. Φ . в этом случае наз. подвижной, или μ - Φ ..

$$\Delta\sigma_{\mu} = e\mu\Delta\mu. \quad (2)$$

Экспериментально μ - Φ . легко отличить от концентрационной, т. к. последняя может иметь место лишь при энергиях фотонов, превышающих энергию ионизации атомов примесей или ширину запрещенной зоны полупроводника $\Delta\mathcal{E}$, а μ - Φ ., наоборот, существует при малых энергиях фотонов, обычно много меньших энергии ионизации самых мелких примесных центров.

Спектральная характеристика μ - Φ . определяется зависимостью поглощения излучения свободными носителями от частоты излучения ω :

$$\Delta\sigma_{\mu} \sim 1/[1 + (\omega\tau)^2].$$

В противоположность концентрационной Φ ., μ - Φ . ограничена со стороны больших частот, изменяясь как $1/\omega^2$ при $\omega \gg 1/\tau$. При $\omega \ll 1/\tau$ μ - Φ . перестает зависеть от частоты. $\Delta\sigma_{\mu}$ в постоянном электрич. поле E (приложенном гальванически к образцу) такое же, как и в переменном поле электромагнитной волны при $\omega \ll 1/\tau$, что позволяет связать величину $\Delta\sigma_{\mu}$ с нелинейностью статич. вольтамперной характеристики проводника:

$$j = \sigma(E)E,$$

где σ — статич. электропроводность в электрич. поле E , j — плотность тока. За меру нелинейности этой характеристики принимают коэфф. [4] $\beta = \frac{1}{\sigma(E)} \cdot \frac{d\sigma}{d(E^2)}$. Величина μ - Φ . на ед. поглощенной мощности:

$$\Delta\sigma_{\mu}/W_{\text{полг}} \sim \beta E/\sigma(E) V$$

(V — объем образца). β и $\Delta\sigma_{\mu}$ максимальны в невырожденных полупроводниках с малой эффективной массой носителей и малой концентрацией рассеивающих центров (ионизованных примесей) и возрастают при понижении темп-ры. Из известных полупроводниковых материалов наибольшим $\Delta\sigma_{\mu}$ обладает чистый InSb с проводимостью n -типа, охлажденный до гелиевой темп-ры. Фотосоприятие из InSb позволяет регистрировать очень слабое излучение ($\sim 10^{-13}$ вт при ширине полосы пропускания измерит. устройства $\Delta f = 1$ гц). Спектральную область μ - Φ . можно продлить в сторону высоких частот ($\omega > 1/\tau$) за счет резонансного поглощения в магнитном поле [5] [см. Диамагнитный (циклотронный) резонанс]. В этом случае максимум $\Delta\sigma_{\mu}$ имеет место при циклотронной частоте $\omega_H = eH/mc$ и $\Delta\sigma_{\mu}$ уменьшается вдвое при изменении частоты на $\Delta\omega \approx 1/\tau$.

Φ . может возникать также за счет оптич. переходов между двумя связанными состояниями. При этом переход носителя из более глубокого состояния в свободную зону осуществляется при одновременном или последоват. поглощении фотона и фонона. В последнем случае носитель заряда, оказавшись после поглощения фотона в одном из возбужденных состояний, выбрасывается затем в зону проводимости термически (если энергия ионизации возбужденного состояния $\mathcal{E}_i \leq kT$). Переход в зону проводимости может быть обусловлен внешним электрич. полем (Шоттки эффект или ударная ионизация др. свободными носителями). Возможно также термич. разрушение экситона, приводящее к образованию свободных электрона и дырки и, следовательно, к Φ .

Примесная Φ . может быть индуцирована в полупроводнике при освещении его коротковолновым светом соответствующей области собств. поглощения [1]. Это

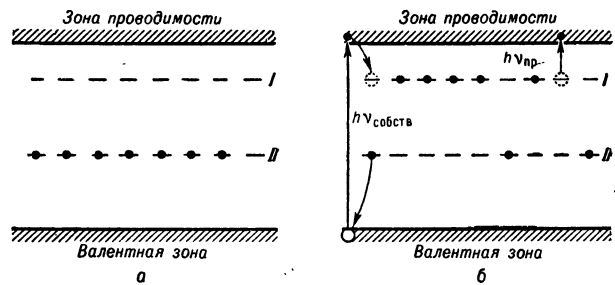


Рис. 1. Примесная фотопроводимость: I — доноры; II — акцепторы.

явление может наблюдаться в полупроводнике, содержащем донорные и акцепторные примеси (рис. 1) и охлажденном до низкой темп-ры. В отсутствие освещения имеет место равновесное заполнение примесных уровней электронами. При этом, если число состояний типа II \geq числу состояний I, а темп-ра достаточно низка, то уровни I, опустошены и примесная Φ ., соответствующая оптич. ионизации этих уровней, отсутствует (рис. 1, а). Если такой полупроводник осветить «собственным» светом, то в результате захвата образующихся свободных электронов на пустые доноры, а дырок — на заполненные акцепторы возникнет неравновесное заполнение примесных центров. Часть доноров окажется занятой электронами (рис. 1, б). При низкой темп-ре такое неравновесное заполнение примесных центров может сохраняться очень долго (после прекращения засветки) и полупроводник при облучении светом, способным ионизовать уровни I, будет обнаруживать примесную Φ .

Если примесные уровни I неглубокие, а концентрация примесей достаточно велика, так что волновые ф-ции примесных состояний частично перекрываются,

то электрон может в результате туннельных переходов перемещаться от одного примесного центра к др. Во внешнем электрич. поле это приводит к прыжковой электропроводности по примесям. Освещение полупроводника собств. светом, вызывающее появление (или увеличение числа) электронов на уровнях I, приводит к возникновению



или увеличению прыжковой электропроводности («прыжковая Ф.») (рис. 2) [9]. В Ge, легированном примесями элементов III и V гр. табл. Менделеева, прыжковая Ф. наблюдается при гелиевой темп-ре при концентрации примесей $\geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Еще



Рис. 2. Схема электронных переходов при фотопроводимости, связанной с междупримесными оптич. переходами: 1 — оптич. переход между примесями разного сорта с поглощением фотона; 2 — прыжковая электропроводность по примесям одного сорта с частично перекрывающимися электронными состояниями; E — внешнее электрич. поле.

один вид Ф. возможен в полупроводнике, легированном примесями двух сортов, создающих 2 различных примесных энергетич. уровня. При достаточно высокой концентрации примесей, когда волновые ф-ции примесных состояний частично перекрываются, становятся возможными оптич. туннельные переходы носителей заряда между близко расположенными примесными центрами разного сорта [6]. Если концентрация центров с менее глубоким уровнем велика, то носитель заряда, оказавшись после оптич. перехода на одном из этих центров, может участвовать в прыжковой проводимости по ним. Т. о., возникает Ф., при к-рой носители заряда переходят только из одних примесных состояний в др. и не попадают в зону проводимости. Во всех случаях, когда Ф. связана с оптич. переходами между связанными состояниями, спектральная зависимость Ф. имеет вид узких пиков, на длинноволновом участке спектральной характеристики внутри фотоэффекта или за его длинноволновой границей.

Своеобразная Ф. имеет место в сверхпроводниках [7] (см. *Сверхпроводимость*). Для ее качеств. описания удобно воспользоваться энергетич. схемой распределе-

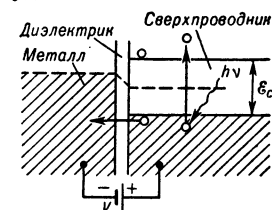


Рис. 3. Фотопроводимость в сверхпроводниках.

ния *квазичастиц* в сверхпроводнике, согласно которой сверхпроводник при температурах ниже критической подобен собств. полупроводнику с зависящей от темп-ры шириной запрещенной полосы ϵ_c (равной ширине энергетич. щели в сверхпроводнике) и с равными эффективными массами электронов и дырок. Если сверхпроводник и металл разделены тонкой диэлектрич. пленкой и между ними приложено небольшое напряжение V (туннельный контакт, рис. 3), то при $eV < \epsilon_c$ туннельный ток через пленку диэлектрика определяется плотностью термически возбужденных носителей. Если сверхпроводник облучать потоком фотонов с энергией $h\nu > \epsilon_c$, то в результате оптич. переходов через энергетич. щель в сверхпроводнике возникнет дополнительный поток носителей, способных туннелировать сквозь пленку. Соответственно этому во внешней цепи возрастает ток на величину, пропорциональную числу поглощенных фотонов. Длинноволновая граница $\lambda_{\text{макс}}$ такой Ф. определяется энергетической щелью сверхпроводни-

ка; в Al, напр., $\lambda_{\text{макс}} = 3,9 \text{ мм}$ ($\epsilon_c = 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ эв}$), в Pb $\lambda_{\text{макс}} = 0,46 \text{ мм}$ ($\epsilon_c = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ эв}$). Туннельный ток, возникающий при оптич. переходах, зависит (помимо др. факторов) от времени жизни возбужденных носителей τ . Если τ не слишком мало ($> 10^{-6} \text{ сек}$), то такой фотодетектор может оказаться одним из лучших длинноволновых детекторов [8].

Лит.: 1) Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; 2) Бьюб Р., Фотопроводимость твердых тел, пер. с англ., М., 1962; 3) Rollin B. V., «Proc. Phys. Soc.», 1961, v. 77, № 5, p. 1102; 4) Коган Ш. М.; «ФТТ», 1962, т. 4, № 7, с. 1891; 5) Goodwin D. W., Jones R. H., «J. Appl. Phys.», 1961, v. 32, № 10, p. 2056; Brown M. A. C. S., Kimmitt M. F., «Brit. Commun. and Electronics», 1963, v. 10, № 8, p. 609; 6) Коган Ш. М., Лифищ Т. М., Сидоров В. И., «ЖЭТФ», 1964, т. 46, № 1, с. 395; 7) Burstein E., Langenberg D. N., Taylor B. N., «Phys. Rev. Letters», 1961, v. 6, № 3, p. 92; 8) Moss T. S., «J. Phys. Chem. Solids», 1961, v. 22, p. 117; 9) Доброго В. В., Рывкин С. М., «ФТТ», 1962, т. 4, вып. 2, с. 553; 1964, т. 6, вып. 4, с. 1203. Т. М. Лифищ.

ФОТОПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение ЭДС в одноуровневом полупроводнике при одновременном одностороннем его сжатии и освещении. ЭДС возникает на гранях, перпендикулярных направлению сжатия. Величина и знак этой ЭДС зависят от направления сжатия и освещения относительно кристаллографических осей полупроводника. Ф. э. наблюдался на образцах Ge с проводимостью n-типа, вырезанных так, чтобы освещаемая поверхность образца совпадала с кристаллографич. плоскостью (111), а направление приложенной силы совпадало с направлением проекции оси [100] на эту плоскость. ЭДС Ф. э. пропорциональна давлению и интенсивности света. Ф. э. обусловлен анизотропией коэфф. диффузии носителей заряда, вызванной односторонней деформацией кристалла.

Лит.: 1) Кикоин И. К., Лазарев С. Д., «ЖЭТФ», 1964, т. 47, вып. 2 (8), с. 780; 2) Roosboeck W., Pfann W. G., «J. Appl. Phys.», 1962, v. 33, № 7.

ФОТОРЕГИСТРАТОР (фотохронограф) — прибор для регистрации развития быстропротекающих явлений (взрыв, горение, детонация, электрич. разряд и т. п.) в одном заданном направлении. См. *Развертка оптическая*.

ФОТОРОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ — процесс образования мезонов на ядрах и элементарных частицах (обычно на нуклонах) под действием фотонов (γ -квантов) высокой энергии. Ф. м. тесно связано с фундаментальным процессом *квантовой теории поля*, при к-ром сильно взаимодействующие частицы виртуально испускают и поглощают мезоны. Взаимодействие электромагнитного поля с движущимися продуктами такой виртуальной диссоциации частицы может привести к реальному испусканию мезона — к фоторождению. Поглощение γ -квантов характеризуется константой электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, а испускание мезонов — константой *сильного взаимодействия* $g^2/\hbar c = 1-10$.

Сечения процессов Ф. м., благодаря участию в них γ -квантов, примерно на 3 порядка меньше сечений ядерных взаимодействий мезонов. Несмотря на это, процессы Ф. м. принадлежат к наиболее простым и доступным для экспериментального исследования процессам с участием мезонов, поскольку интенсивности пучков фотонов высокой энергии на 3—5 порядков превышают достижимые интенсивности потоков мезонов. Поскольку мезоны обладают массой покоя, реакция Ф. м. идет при энергиях фотонов, больших пороговой (табл. 1).

В лабораторных условиях процесс Ф. м. [заряженных *пи-мезонов* (π^\pm)] впервые наблюдался в 1949 г. в ядерной лаборатории г. Беркли (США) и в Физическом институте АН СССР. Мезоны образовывались на ядрах под действием γ -квантов *тормозного излучения* электронов, ускоренных до энергий 250—300 Мэв.

Табл. 1. — Пороговая энергия $h\nu$ (в лабораторной системе) некоторых реакций фотообразования мезонов на нуклонах (см. также табл. 2 в статье *Пи-мезоны*).

Процесс	$\gamma + N \rightarrow N + \pi$	$\gamma + N \rightarrow \Lambda + K$	$\gamma + N \rightarrow \Sigma + K$	$\gamma + N \rightarrow N + \eta$	$\gamma + N \rightarrow N + \rho$
$h\nu$ (Бэв)	0,15	0,89	1,04	0,71	1,09

Среди процессов Ф. м. наиболее полно изучены реакции

$$\begin{aligned} \gamma + p &\rightarrow p + \pi^0 (\pi^0) & \gamma + n &\rightarrow p + \pi^- (\pi^-) \\ \gamma + p &\rightarrow n + \pi^+ (\pi^+) & \gamma + n &\rightarrow n + \pi^0 (n\pi^0). \end{aligned} \quad (1)$$

Значительный экспериментальный материал накоплен о фотообразовании π -мезонов на ядрах. Процессы фоторождения K -мезонов

$$\gamma + N \rightarrow \Lambda + K, \quad \gamma + N \rightarrow \Sigma + K \quad (2)$$

и процессы множественного Ф. м. исследованы менее подробно. Получены первые сведения о реакциях

$$\gamma + N \rightarrow N + \eta, \quad \gamma + N \rightarrow N + \rho.$$

Общие сведения о реакциях Ф. м. Процессы Ф. м. относятся к классу *электромагнитных взаимодействий* сильно взаимодействующих частиц. Поэтому им присущи нек-рые черты как электромагнитных, так и ядерных взаимодействий. В частности, в процессах Ф. м. выполняются законы сохранения и правила отбора, характерные для этих взаимодействий. Напр., наблюдаемый факт только ассоциативного рождения K -мезонов (2) обусловлен сохранением *странности* в процессах Ф. м.

Спецификой процессов Ф. м., связанной с их электромагнитной природой, являются эффекты запаздывания во взаимодействии фотонов с движущимися заряженными продуктами реакций фоторождения. Энергия этого взаимодействия E , от которой зависит амплитуда поглощения γ -кванта, а следовательно, и амплитуда Ф. м., равна для частиц с электрич. зарядом e , движущихся со скоростями v , близкими к скорости света c , $E = e v A / [1 - (v/c) \cos \theta]$, где A — вектор-потенциал электромагнитного поля, а θ — угол между v и направлением движения фотона. Поэтому

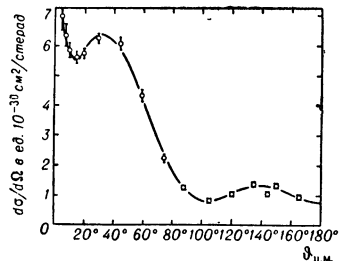


Рис. 1. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ в системе центра масс при энергии γ -квантов $h\nu = 1,1$ Бэв. Характерная немонотонность в области углов вылета мезона $\theta_{\pi} \sim 0^\circ$ обусловлена эффектом запаздывания.

му дифференциальное сечение Ф. м. будет содержать характеризующие запаздывание слагаемые, пропорциональные $[1 - (v/c) \cos \theta]^{-1}$ и $[1 - (v/c) \cos \theta]^{-2}$. Запаздывание приводит к немонотонностям в угловых распределениях фотомезонов, к-рые особенно ярко проявляются при $v/c \rightarrow 1$ и $\theta \approx 0^\circ$, напр. в процессе $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+$ (рис. 1).

Важную роль в реакциях Ф. м. играет изотопич. инвариантность (см. *Изотопический спин*) сильных взаимодействий. Можно показать, что в первом порядке теории возмущений по $e^2/\hbar c$ оператор Ф. м. состоит из двух слагаемых, преобразующихся в изотопич. пространстве как скаляр S и третья компонента век-

тора V_3 . Нетривиальное следствие этого — существование связи между амплитудами нек-рых процессов Ф. м. Напр., амплитуды четырех процессов (1) выражаются через 3 матричных элемента операторов S и V_3 : $\langle T_i = 1/2 | S | T_f = 1/2 \rangle$, $\langle T_i = 1/2 | V_3 | T_f = 1/2 \rangle$, $\langle T_i = 1/2 | V_3 | T_f = 3/2 \rangle$ (T_i и T_f — изоспины систем сильно взаимодействующих частиц в начальном и конечном состоянии).

Распространение идей *унитарной симметрии* на процессы с участием фотонов позволило предсказать ряд соотношений между амплитудами Ф. м., принадлежащих к различным изотопич. мультиплетам.

Удобная классификация переходов для реакций Ф. м. основана на различении электромагнитной волны по мультиполям. Благодаря короткодействующему характеру сильных взаимодействий в этих реакциях участвует (если исключить эффекты запаздывания) лишь небольшое число мультипольных амплитуд, приводящих к Ф. м. в низших состояниях по орбитальному квантовому числу l . Напр., за образование мезонов в процессах (1) и (2) в S - и P -состояниях ответственны только 4 мультипольные амплитуды (табл. 2). Участие огранич. числа парциальных волн

Табл. 2. — Классификация переходов для фоторождения псевдоскалярных мезонов в S - и P -состояниях на частицах со спином $1/2$ (напр., $\gamma + N \rightarrow N + \pi$); J — полный момент, P — четность, l — орбитальный момент.

Начальное состояние $\gamma + N$					Конечное состояние $\pi + N$ (J и P — те же)	Амплитуда перехода	Угловое распределение мезонов
$j\gamma$	$l\gamma$	тип мультиполя	J	P			
1	0,2	$E1$	$1/2$	—	0	E_{1+}	Изотропное
1	1	$M1$	$1/2$	+	1	M_{1-}	Изотропное
1	1	$M1$	$3/2$	+	1	M_{1+}	$2 + 3 \sin^2 \theta$
2	1,3	$E2$	$3/2$	+	1	E_{1+}	$1 + \cos^2 \theta$

обеспечивает достаточно плавный характер угловой зависимости сечения Ф. м. и позволяет описать ее простой ϕ -лой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A + B \cos \phi + C \cos^2 \phi + D \cos^3 \phi + E \cos^4 \phi \quad \text{при } l \leq 2, \quad (3)$$

где ϕ — угол вылета мезона в системе центра масс (рис. 2, 3). Короткодействующий характер ядерных сил определяет зависимость сечений Ф. м. от импульса мезона p вблизи порога фоторождения

$$\sigma \sim \text{const} \cdot p^{2l+1}. \quad (4)$$

Экспериментальные данные указывают, что вблизи порога π^+ -мезоны образуются на нуклонах преимущественно в S -состоянии, π^0 — в P -состоянии; K -мезоны в реакции $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ рождаются в S -состоянии. Как следует из табл. 2, образование π -мезонов в S -состоянии в процессах (1) происходит за счет электрич. дипольного поглощения γ -квантов. Поэтому вблизи порога сечения этих процессов, будучи пропорциональными квадратам дипольных моментов πN -системы в конечном состоянии, относятся между собой как

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^+) : \sigma(\pi^-) : \sigma(\pi^0) : \sigma(n\pi^0) = \\ = 1 : (1 + \mu/M)^2 : 1/2 (\mu/M)^2 : 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где μ и M — массы мезона и нуклона. Отсюда, в частности, следует малость сечения фоторождения π^0 -мезонов в S -состоянии и хорошо согласующаяся с данными опыта величина отношения $\sigma(\pi^-)/\sigma(\pi^+) = 1,3$.

Роль сильных взаимодействий в процессах Ф. м. ярко иллюстрируется резонансным характером зависимости сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + \pi$ от энергии (рис. 2, а также рис. 10 в ст. *Пи-мезоны*). Причина такой зависимости — резонансные взаимодействия π -мезона и нуклона в конечном состоянии. Первый резонанс в сечении этих процессов обусловлен магнитным дипольным поглощением γ -кванта с рождением мезона в состоянии $l = 1, J = 3/2, T = 3/2$ (J — полный момент πN -системы). Второй резонанс

ходов в состоянии с $J = l \pm 1/2$ и $T = T_f$ можно представить в виде

$$E_{l\pm}^{T_f}(M^{T_f}) = \mathcal{E}_{l\pm}^{T_f}(\mathcal{M}_{l\pm}^{T_f}) \exp i\delta_{l\pm}^{T_f}, \quad (6)$$

где $\mathcal{E}(\mathcal{M})$ — действит. числа, $\delta_{l\pm}^{T_f}$ — фазы πN -рассеяния.

Эксперименты по Ф. м. ставятся уже давно, однако количеств. изучение этих процессов только начинается. Опыты проводятся в области энергий фотонов k_γ от порога до 4 — 5 *Бэв*; дифференциальные сечения измеряются с точностью 5—10%. Начаты поляризационные эксперименты. Измерена поляризация протонов отдачи в процессе $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ (рис. 4), поляризация Λ -гиперонов в реакции $\gamma + p \rightarrow \Lambda + K^+$ [к-рая, напр., для $k_\gamma = 1,055$ *Бэв*, $\theta = 80^\circ$ составила $(39 \pm 8)\%$ в направлении, перпендикулярном плоскости рождения]; измерены сечения процессов (1) с поляризованными γ -квантами. Поляризационные эксперименты необходимы для проведения полного опыта в процессах Ф. м. Начато изучение реакции $\gamma + p \rightarrow p + \eta$, сечение к-рой при $k_\gamma \approx 1$ *Бэв* оказалось равным $d\sigma/d\Omega(\theta = 80^\circ) = (2-5) \cdot 10^{-32}$ *см*²/*стерад*. Зарегистрирован процесс $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$.

Из процессов множественного Ф. м. наиболее полно изучены процессы фоторождения пар π -мезонов, гл. обр. реакция $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$. Полное сечение этой реакции быстро растет с энергией, достигая при $k_\gamma \approx 600$ *Мэв* макс. значения $\sigma \approx 60 \cdot 10^{-30}$ *см*², и затем медленно спадает. Изучение энергетич. спектров мезонов в этой реакции показало, что значит. роль в процессах фоторождения пар π -мезонов играют резонансные $\pi\pi$ - и πN -взаимодействия в конечном состоянии. При энергиях $k_\gamma > 1$ *Бэв* процессы множественного Ф. м. имеют полные сечения, сравнимые с сечениями одиночного фоторождения π -мезонов.

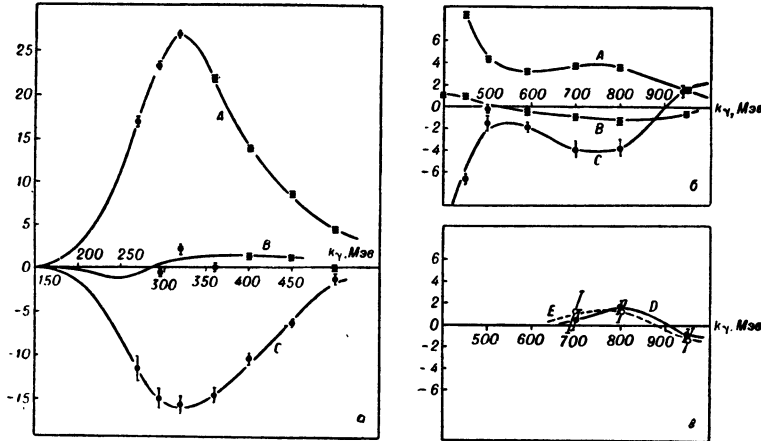


Рис. 2. Коэффициенты A, B, C, D, E в единицах 10^{-30} *см*²/*стерад* формулы (3) для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$.

вызывается электр. дипольным переходом в состояние $l = 2, J = 3/2, T = 1/2$. Резонансы удовлетворительно описываются f -лами типа Брейта — Вигнера формулы. Резонансная структура сечений Ф. м. имеет место во всей изученной области энергий фотонов вплоть до 3—4 *Бэв*.

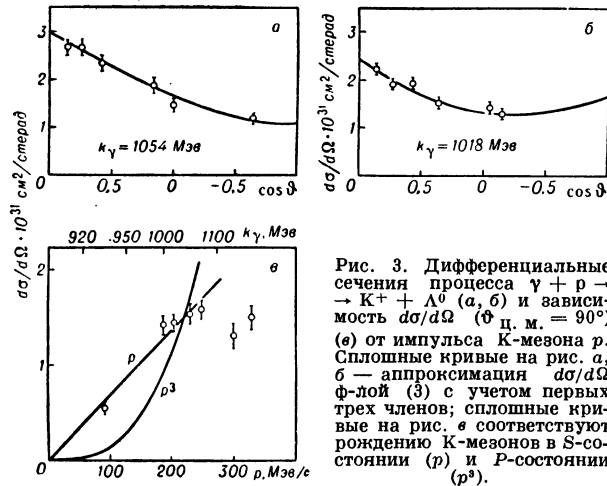


Рис. 3. Дифференциальные сечения процесса $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0$ (а, б) и зависимость $d\sigma/d\Omega$ ($\theta_{ц. м.} = 90^\circ$) (в) от импульса K -мезона p . Сплошные кривые на рис. а, б — аппроксимация $d\sigma/d\Omega$ f -лой (3) с учетом первых трех членов; сплошные кривые на рис. в соответствуют рождению K -мезонов в S -состоянии (p) и P -состоянии (p^3).

Связь между процессами Ф. м. и рассеяния мезонов не исчерпывается эффектами взаимодействия в конечном состоянии. Благодаря унитарности S -матрицы (см. *Матрица рассеяния*) и инвариантности сильных и электромагнитных взаимодействий относительно обращения времени, фазы мультипольных амплитуд фоторождения при энергиях ниже порога рождения двух мезонов просто выражаются через фазы рассеяния мезонов. Напр., для процесса $\gamma + N \rightarrow N + \pi$ амплитуды электрических $E_{l\pm}^{T_f}$ и магнитных $M_{l\pm}^{T_f}$ пере-

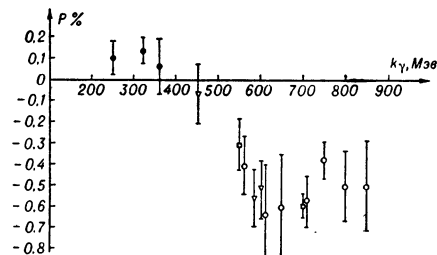


Рис. 4. Поляризация нуклонов отдачи P в процессе $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ (в направлении, перпендикулярном плоскости рождения π^0) для угла вылета мезона $\theta_{ц. м.} = 90^\circ$.

Процессы Ф. м. на ядрах более сложны, чем на свободных нуклонах. При их рассмотрении пользуются приближением, согласно к-рому амплитуда Ф. м. на ядре складывается из амплитуд фоторождения на отдельных нуклонах ядра. При определенных условиях возможна интерференция мезонных волн, образовавшихся на различных нуклонах, к-рая приводит к когерентному процессу Ф. м., имеющему характерное угловое распределение фото-мезонов (рис. 5). Совокупность экспериментальных данных о фоторождении π -мезонов на ядрах показывает, что полное сечение этих процессов зависит от атомного номера как $A^{2/3}$. Это означает, что рождение

мезонов на связанных нуклонах ядра подавлено по отношению к рождению их на свободных нуклонах.

Благодаря существованию распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 2\gamma$, возможен процесс рождения этих мезонов при взаимодействии падающих фотонов с кулоновским полем ядра. Характерная особенность такого

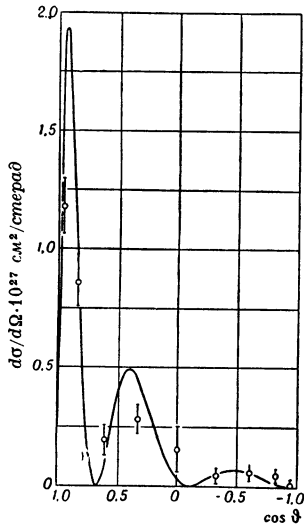


Рис. 5. Дифференциальное сечение фоторождения π^0 -мезонов на ядре Та при $k_\gamma = 182 \text{ Мэв}$. Сплошная кривая рассчитана в предположении когерентного фотообразования π^0 -мезонов на ядрах.

кулоновского Ф. м. — преимущественное испускание фотомезонов под очень малыми углами θ (при $k_\gamma \sim 1 \text{ Бэв}$, $\theta_{\pi^0} \approx 0,5^\circ - 2^\circ$). Особенности методики экспериментального изучения процессов Ф. м. Основной источник фотонов для исследования процессов Ф. м. — тормозное излучение электронов, ускоренных в циклич. и линейных ускорителях до энергий выше порога мезообразования. Малость сечений процессов Ф. м. и непрерывный спектр фотонов тормозного излучения создают нек-рые специфич. трудности при экспериментальном исследовании этих процессов. Трудные фоновые условия преодолеваются тщательной экранировкой детекторов частиц, применением методики совпадений, очисткой пучка γ -квантов пер- от электронов с помощью магнитного поля и т. д. Для фиксации энергии первичного фотона либо пользуются различными способами монохроматизации γ -квантов, либо проводится полный кинематич. анализ конечного состояния реакций фоторождения, либо используют метод «разности фотонов». В большинстве экспериментов по Ф. м. на водороде применяют криогенную водородную мишень.

Состояние теории эффектов Ф. м. Последоват. теории, описывающей процессы взаимодействия элементарных частиц, в том числе процессы Ф. м., еще нет. Поэтому большую роль в обсуждении экспериментальных данных о процессах Ф. м. играют феноменологич. и модельные теории, а также нек-рые строгие результаты квантовой теории поля. Теоретич. рассмотрение процессов Ф. м. значительно облегчается тем, что поглощение γ -кванта описывается надежной теорией — квантовой электродинамикой, причем точность имеющихся экспериментальных данных такова [$\sim (1 - 5)\%$], что эту часть процесса можно рассматривать в низшем порядке теории возмущений по $e^2/\hbar c$. Феноменологич. теория, основывающаяся на общих квантовых законах сохранения и на небольшом числе установленных фактов, объяснила ряд особенностей процессов Ф. м. (вид угловых распределений, пороговое поведение сечений, и т. д.). Модельные теории развивали подход к процессам фоторождения на основе квантовой теории поля: сначала в рамках теории возмущений по константе сильного взаимодействия, а затем в теории с протяженным нуклоном были сделаны попытки качественно объяснить основные особенности процессов (1). Положит. результаты этих теорий получили обоснование в методе дисперсионных соотношений, использование к-рых позволило поставить анализ экспериментальных данных по Ф. м. на надежный теоретич. фундамент. Приближ. заменой дисперсионных интегралов

в этих соотношениях полюсными членами, учитывающими только резонансные взаимодействия частиц, и подгонкой соответствующих констант связи удается удовлетворительно описать экспериментальные данные о процессах (1) и (2).

Процессы Ф. м. — важный источник информации о природе сильных взаимодействий элементарных частиц. Изучение реакций Ф. м. предоставляет широкие возможности для проверки принципов симметрий и динамич. подходов к квантовой теории поля. (См. также ст. *Пи-мезоны*).

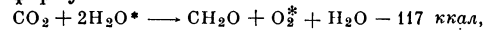
Лит.: 1) Мезоны и поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1957; 2) Ферми Э., Лекции о π -мезонах и нуклонах, пер. с англ., М., 1956; 3) Локк У., Ядерная физика частиц высоких энергий, пер. с англ., М., 1962; 4) Балдин А. М., Михайлов В. В., «УФН», 1951, т. 44, вып. 2, с. 210; 5) Гелл-Манн М., Ватсон К. М., там же, 1956, т. 59, вып. 3, с. 399; 6) Bellamy E. H., «Prog. Nucl. Phys.», 1960, v. 8, p. 237; 7) Говорков Б. Б., Денисов С. П., Минарик Е., «ЖЭТФ», 1963, т. 44, вып. 3, с. 878; вып. 6, с. 1780; 8) Балдин А. М., в кн.: Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, 1964, с. 423; 9) Conference on Photon Interactions in the BeV—Energy Range, Proceedings, Cambridge, 1963; 10) International Conference on High energy Physics, Proceedings, 1960, 1962, А. И. Лебедев.

ФОТОСИНТЕЗ — процесс образования органич. веществ в растениях и бактериях под действием света за счет углерода неорганич. соединений. Биологич. значение Ф. растений определяется тем, что оно является единственным процессом, посредством к-рого органич. мир пополняет свой запас свободной энергии, непрерывно растрачиваемой на процессы жизнедеятельности.

Ф. определяет не только цикл углерода на земле, но и циклы O, N, P и др. элементов земной коры. Установлено, что кислород земной атмосферы имеет фотосинтетич. происхождение. Продуктивность Ф. на земле по прибр. оценкам составляет $2 \cdot 10^{11}$ тонн связанного углерода в год, причём до 80% от этого количества приходится на долю Ф. фитопланктона морей и океанов.

Для Ф. используется свет, поглощенный хлорофиллом, а также нек-рыми др. пигментами.

В растениях С поглощается в виде CO_2 ; одновременно выделяется O_2 , и энергия света запасается в химич. связях образуемых органич. соединений. В простейшем случае, когда конечными продуктами Ф. являются углеводы, Ф. в растениях можно выразить формулой



где 117 ккал — свободная энергия образования одного моля CH_2O ($^{12}\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6$), что соответствует 5, 1 эв на молекулу. В этом ур-нии в соответствии с опытами с водой, меченой по кислороду, учтено, что выделяющийся кислород происходит из воды. Т. к. Ф. эффективно вызывается светом с длиной волны $\lambda = 680 \text{ м}\mu$ и энергией кванта $h\nu = 1,8 \text{ эв}$, то он протекает только при поглощении по крайней мере 3 квантов. При Ф. в бактериях кислород не выделяется; наряду с водой необходимы другие восстановленные вещества (напр., H_2S) и весь процесс слабо эндэргоничен или вообще протекает без увеличения свободной энергии.

В зависимости от внутренних и внешних факторов, помимо углеводов, могут образоваться др. продукты, и в этих случаях отношение O_2/CO_2 заметно отличается от 1. Об интенсивности Ф. обычно судят по скорости выделения O_2 или поглощения CO_2 , неявно предполагая правильность приведенного упрощенного ур-ния.

Зависимость интенсивности Ф. от интенсивности падающего на растение света описывается кривой, имеющей восходящий линейный участок при низких интенсивностях света и плато при высоких («насыщающих») интенсивностях. Наклон линейного участка световой кривой Ф. не зависит от темп-ры или от дей-

ствия веществ (ингибиторов), тормозящих активность ферментов. Высота плато зависит от этих 2 факторов; это указывает, что предельные интенсивности Φ лимитируются ферментативными реакциями. Наличие сложной цепи реакций, следующих за первоначальной фотохимич. реакцией, доказываемое существованием переходных явлений, возникающих при изменении интенсивности света.

При импульсном облучении насыщающими интенсивностями света максимальный выход на импульс (продолжительностью $\sim 10^{-5}$ сек) достигается при темновом интервале $\tau \sim 10^{-2}$ сек. Время τ увеличивается при уменьшении темп-ры и при воздействии тех же веществ, которые снижают интенсивности Φ при насыщении.

Величина $1/\tau$ характеризует максимальную частоту срабатывания наиболее медленной из промежуточных реакций. Если наибольшее число молекул O_2 , выделяемых в секунду при непрерывном облучении насыщающими интенсивностями света, равно N_0 , число активных центров, к-рым передается энергия кванта, равно N и минимальное число квантов, необходимых для выделения одной молекулы O_2 (квантовый расход), равно n , то $n \frac{N}{\tau} = N_0$. Значение N оказывается приблизительно в 300 раз меньше числа молекул хлорофилла, если принять $n = 8$.

Опыты по измерению квантового выхода (или обратной величины — квантового расхода) показывают, что все молекулы хлорофилла одинаково эффективны для Φ . Отсюда следует, что 300 молекул хлорофилла связаны с одним активным центром, образуя функциональный комплекс («фотосинтетическую единицу»).

В зеленых растениях Φ вызывается светом, лежащим в интервале приблизительно от 350 до 710 $m\mu$. Излучение с $\lambda < 300 m\mu$ тормозит Φ . Интенсивность Φ максимальна в интервалах 410—450 $m\mu$ и 640—680 $m\mu$, в приблизительном соответствии со спектром поглощения листьев растений. Немногочисленные опыты по определению спектра квантового выхода показывают, что существует небольшой спад в синезеленой области, обусловленный наличием фотосинтетически неактивных пигментов.

Очень сильный спад наблюдается при $\lambda > 685 m\mu$, на склоне длинноволновой полосы поглощения листьев. Это явление аналогично известному длинноволновому падению выхода флуоресценции, но, в отличие от последнего, в растениях низкий квантовый выход в длинноволновой области м. б. повышен, если измерения проводятся на фоне более коротковолнового света ($\lambda < 680 m\mu$). Эффект неаддитивного действия дальнего красного света и более коротковолнового света (эффект Эмерсона) объясняют наличием двух фотохимически активных пигментных систем в растениях; только при их совместном функционировании возможен Φ . В дальней красной области поглощает лишь одна из систем, что обуславливает низкую эффективность Φ в этой области.

Пигменты и, по-видимому, все необходимые ферменты локализованы в специальных органеллах клетки — хлоропластах, имеющих линейные размеры $\sim \mu m$. Число хлоропластов в клетке варьирует от единицы до сотен. Применение электронной микроскопии ультратонких срезов позволило выявить тонкие детали организации фотосинтетич. структур. Главным выводом является то, что эти структуры обладают чередующимися белковыми и липоидными (фиксируемыми осмием) слоями толщиной 30—60 Å. Предполагается, что пигменты локализованы в липоидных слоях и на фазовых границах белок-липид, образуя плотноупакованные «агрегированные» и разрыхленные «мономерные» формы. Слоистая структура хлоропластов отчетливо видна на электронно-микроскопич.

фотографиях и подтверждается наличием двойного лучепреломления и дихроизма. Структурно хлоропласты близко напоминают другую энергетически важную органеллу клетки — митохондрию, в к-рой происходит процесс, обратный Φ , — дыхание. Нек-рая степень ориентации пигментных молекул по отношению к слоям хлоропласта следует из измерений поляризованной флуоресценции.

Хлоропласты, изолированные из клеток, способны при добавлении соответствующих реагентов выделять O_2 на свету без поглощения CO_2 (реакция Хилла), накапливая энергию в макроэргических связях аденозинтрифосфата — АТФ (фотофосфорилирование) и осуществлять весь комплекс фотосинтетич. реакций, хотя и с невысокой интенсивностью.

В хлоропластах, разрушенных ультразвуком, реакция Хилла сохраняется во фрагментах, содержащих всего неск. сот молекул хлорофилла. Структуры соответствующих размеров ($10 \times 20 m\mu$) удается различить в электронном микроскопе.

Все фотосинтезирующие растения содержат зеленый пигмент, хлорофилл *a* (молекулярный вес ок. 893), структурной основой к-рого является замкнутая система сопряженных двойных связей (порфирин). По своему химич. строению хлорофилл близок к гемму — пигменту крови. В растениях всегда присутствуют и каротины, пигменты желтого или оранжевого цвета, молекулы к-рых представляют собой длинную углеродную (C_{40}) цепь из сопряженных связей (полиеновая цепь). В высших растениях и зеленых водорослях всегда присутствуют еще хлорофилл *b* и ксантофилл, являющиеся производными соответственно хлорофилла *a* и каротина.

Спектры поглощения растворов хлорофиллов простираются от ультрафиолетовой области ($\sim 200 m\mu$) до 710 $m\mu$ и имеют резкие максимумы около 430 $m\mu$ и 660 $m\mu$ (хл. *a*) и 450 и 642 $m\mu$ (хл. *b*). В живых растениях имеет место сдвиг полос поглощения в длинноволновую область прилб. на 10 $m\mu$, обусловленный связью пигментов с белком и их взаимным влиянием при агрегации. Различия в упаковке хлорофилла в хлоропласте обуславливают существование различных «форм» хлорофилла, отличающихся спектрально и фотохимически. Каротиноиды (каротин и ксантофилл) поглощают при $\lambda < 540 m\mu$.

Передача энергии хлорофиллу *a*, его присутствие во всех растениях и возможность осуществления Φ в спектральной области, где поглощает только этот пигмент, указывают на особую роль хлорофилла *a* в Φ . В зависимости от состояния и предельности растения, интенсивности флуоресценции и Φ могут изменяться антипараллельно или параллельно. В первом случае используется энергия нижнего возбужденного синглетного (красного) уровня, а во втором случае — энергия нек-рого метастабильного уровня. Существование долгоживущего триплетного уровня в хлорофилле показано методом импульсной спектроскопии растворов. Слабая фотофлуоресценция хлорофилла *a* с максимумами при 755, 885 и 925 $m\mu$ обнаружена при 77° К. Относительная роль синглетного и триплетного уровней в Φ остается невыясненной.

За счет энергии света, поглощенного пигментами, происходит фотосинтетич. перенос электрона от молекулы воды в цикл восстановления CO_2 . Этот сложный многоступенчатый процесс состоит из фотофизических, фотохимических и энзиматич. стадий.

Ф о т о ф и з и ч е с к и е п р о ц е с с ы. Пигменты растений поглощают кванты света; при этом образуются возбужденные состояния молекул пигментов, часть энергии деградирует в виде тепла и излучается в форме люминесценции.

Большое внимание привлекает изучение миграции энергии возбуждения от «вспомогательных» пигмен-

тов (как, напр., каротиноидов) к хлорофиллу, между молекулами хлорофилла и разными его формами; о миграции энергии можно судить, изучая сенсбилизированную флуоресценцию хлорофилла под действием света.

Миграция энергии между молекулами хлорофилла может идти на уровне возбужденных синглетных или триплетных состояний, в форме *экситона*, электрона или дырки. Экспериментально установлена фотопроводимость твердых пленок хлорофилла и его аналогов. В результате миграции энергии возбуждение достигает наиболее «низко» расположенных форм хлорофилла, связанных с активными центрами, в к-рых происходит первичный фотохимич. процесс. Эффективная миграция энергии идет в упорядоченных агрегированных структурах, в к-рых взаимодействуют близко расположенные молекулы пигментов.

Фотохимические процессы ведут к расходу энергии возбуждения в химич. реакциях первичных фотопродуктов. Возбужденные молекулы пигментов (в синглетном или триплетном состоянии) принимают или отдают электроны молекулам — партнерам в результате фотоакта. Это явление сопровождается образованием неспаренных электронов, к-рые можно регистрировать с помощью *электронного парамагнитного резонанса*.

Конечным результатом действия цепи фотосинтетич. переноса электрона является окисление молекулы воды с выделением молекулярного кислорода и накопление восстановленных пиридиннуклеотидов и аденозинтрифосфата. Эти богатые энергией относительно устойчивые соединения запасают энергию квантов света и поступают в систему энзиматич. реакции.

Темновые (энзиматические) стадии Ф. Применение CO_2 , меченой долгоживущим изотопом углерода C^{14} , показало, что реакции связывания и восстановления CO_2 при Ф. представляют собой совокупность «темновых» энзиматич. процессов, использующих образованные при световых стадиях восстановленные пиридиннуклеотиды и богатые энергией фосфатные эфиры. Работа фотосинтетич. цикла ассимиляции CO_2 может быть, согласно Кальвину, представлена след. образом. Углекислый газ сначала присоединяется к пятиуглеродному соединению (рибулезодифосфату); образуется нестойкое шестиуглеродное соединение, которое распадается на две трехуглеродные молекулы (фосфоглицериновая кислота — ФГК). ФГК в присутствии АТФ и восстановленного трифосфопиридиннуклеотида восстанавливается до фосфоглицер-альдегида — ФГА, т. е. образуется трехуглеродный сахар (триоза). Часть триозы используется в дальнейших синтезах, а др. часть, после ряда превращений, регенерирует рибулезодифосфат, замыкая цикл.

Основная часть энергии света запасается растением на этапе восстановления ФГК до ФГА. При этом затрачивается 105 ккал на восстановление одного моля CO_2 (4,56 эв на молекулу). Для прохождения нек-рых др. этапов необходима дополнительная затрата около 33 ккал в виде энергии АТФ. Теоретически максимальный энергетич. выход цикла, следовательно, равен $117/138 = 0,85$.

Прямых измерений энергетич. выхода Ф. практически нет. Многочисленные измерения максимального квантового выхода ϕ противоречивы. Обычно принимают $\phi = 1/8$ или квантовый расход $n = 8$. Для красного света с $\lambda = 680$ м μ энергия одного моля квантов равна 42 ккал и соответствующий энергетич. выход при образовании углеводов равен $\eta = \frac{117}{8 \times 42} = 0,35$.

Эта величина заметно меньше величины, допускаемой термодинамикой для фотоэндоэргонич. процес-

сов, к-рая определяется ф-лой: $\eta = 1 - T/T_e$, где T — абс. темп-ра растения и T_e — нек-рая эффективная темп-ра, равная в случае монохроматич. излучения темп-ре излучения. Для интенсивностей света, соответствующих линейному участку световой кривой, термодинамич. эффективность 80—90%.

Изложенные результаты изучения Ф. представляют собой наиболее вероятную рабочую гипотезу, и окончательное установление природы этого процесса потребует значительных усилий.

Лит.: 1) Тимирязев К. А., Космическая роль растений, М., 1904; 2) Рабинович Е., Фотосинтез, пер. с англ., т. 1—3, М.—Л., 1951—59; 3) Труды V Международного биохимического конгресса. Симпозиум VII — Механизм фотосинтеза, М., 1962; 4) K a m e n M. D., Primary processes in photosynthesis, L., 1963.

ФОТОСОПРОТИВЛЕНИЕ — полупроводниковый прибор, в к-ром электрич. сопротивление изменяется под действием внешнего электромагнитного излучения. Возникающая под действием лучистого потока добавочная проводимость представляет собой *фотопроводимость*, обусловленную *внутренним фотоэффектом*.

Все полупроводники фоточувствительны, т. е. их проводимость увеличивается при действии излучения с достаточно малой длиной волны (энергия фотонов $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны $\Delta\epsilon$), однако у большинства *полупроводниковых материалов* этот эффект мал и его практически невозможно использовать. Изменение проводимости σ полупроводника при освещении определяется ф-лой: $\Delta\sigma = ef(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)$, где e — заряд электрона, f — число электронно-дырочных пар, генерируемых в сек в ед. объема, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, а τ_n и τ_p — времена их жизни. Отсюда видно, что времена жизни свободных носителей заряда определяют кинетику фотопроводимости. В полупроводниках, из к-рых оказалось возможным изготовить Ф., носители обладают достаточно большим временем жизни.

Фотопроводимость Ф. на основе PbS, PbSe, PbTe, Bi₂S, Tl₂S, Se, CdS, InSb связана с энергетич. переходами между зоной проводимости и валентной зоной (с обств. фотопроводимостью). Поглощая фотоны, электроны возбуждаются в зону проводимости, а затем возвращаются в основное состояние в результате рекомбинации. Большие времена жизни носителей в таких Ф. обусловлены наличием центров прилипания и центров рекомбинации, создающих дискретные уровни в запрещенной зоне и управляющих кинетикой фотопроводимости (см. *Ловушки*).

В Ф. с примесной фотопроводимостью основную роль играют переходы между примесным уровнем и зоной проводимости или валентной зоной (Ф. на основе Ge с примесью Au, Cu, Zn и др., а также сплавы Ge с Si, легированные Au, Zn, Sb). Т. к. для возбуждения носителя с примесного уровня требуется энергия $\ll \Delta\epsilon$, такие Ф. работают обычно при пониженных темп-рах, что позволяет уменьшить тепловые шумы Ф., обусловленные термич. генерацией носителей (см. ниже).

Конструктивно Ф. — тонкий слой полупроводника, заключенного между двумя электродами (рис. 1). Такие слои получают испарением в вакууме или химич. осаждением. Иногда это — тонкие пластинки, вырезанные из монокристалла. Ф. обычно помещается в защитный корпус с открытым окошком и иногда содержит элементы охлаждения. Наиболее распространенные пром. Ф. из

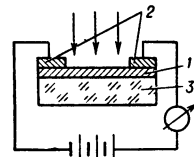


Рис. 1. Фотопротивление: 1 — светочувствит. слой, 2 — металл. электроды, 3 — диэлектрич. подложка.

PbS (ФС-А1, ФС-А4, ФС-А6, ФСА-Г1), CdS (ФС-К1, ФС-К5, ФС-КГ), Bi₂S₃ (ФСБ-1 и ФСБ-2) и CdSe (ФС-ДО, ФСД-Г).

Чувствительность Ф. γ зависит от длины волны λ падающего излучения. Относительная спектральная чувствительность γ_λ определяется как отношение чувствительности Ф. при облучении его монохроматич. потоком с длиной волны

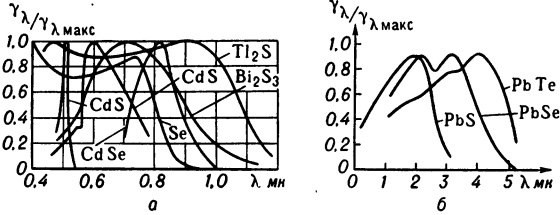


Рис. 2. Спектральные характеристики фотосопротивлений; более длинноволновая характеристика соответствует поликристаллич. образцам.

λ к макс. значению чувствительности γ_{макс}, соответствующему λ_{макс}. Для существующих Ф. λ_{макс} перекрывает широкий диапазон от 0,4 мк до 40 мк (рис. 2, табл.); кроме того, существуют Ф., чувствительные к рентгеновскому излучению.

Параметры нек-рых типов фотосопротивлений.

Тип фотосопротивления	λ _{макс} в мк	λ ₀ в мк	R _T в ом	γ _{вма} /лм	R _T /R _C	τ в сек	Температурный коэфф. в %/град
Se	0,4—0,75	0,95	10 ⁴ —10 ⁸	0,1—3	—	10 ⁻³	—
Tl ₂ S	0,45 и 0,9	1,3—1,4	2·10 ⁶ —10 ⁷	—	—	10 ⁻³	—
Bi ₂ S ₃	0,7	1,2	10 ⁵ —10 ⁷	50	4	—	1,0
PbS	2,1	2,7	10 ⁴ —10 ⁵	7,5	1,2	4·10 ⁻⁵	1,5
CdS	0,6	0,9	10 ⁷	2000	140	2·10 ⁻²	0,2
CdSe	0,75	1,22	2·10 ⁶	12000	500	3·10 ⁻³	1,5
PbTe	4,5 при 186°	6	10 ⁸	—	—	10·10 ⁻⁶	—
PbSe	2,3 и 3,4	5,5	10 ⁶	—	—	10·10 ⁻⁶	—

Длинноволновая граница λ₀ собственной проводимости определяется миним. энергией фотона, к-рый может вызвать переход между валентной зоной и зоной проводимости. В случае примесной фотопроводимости λ₀ сдвинута в сторону более длинных волн (рис. 3), т. к. для ионизации с примесных уровней достаточны фотоны с меньшей энергией. Т. к. концентрация примеси на много порядков ниже концентрации атомов основной решетки, то примесное поглощение и интенсивность фотовозбуждения значительно слабее собственного (рис. 3).

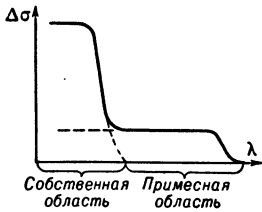


Рис. 3. Спектральное распределение фотопроводимости.

Интегральной чувствительностью γ наз. чувствительность к световому потоку от стандартного источника света (лампа накаливания мощностью 100 вт с вольфрамовой нитью и цветовой температурой 2850° К). γ = I_ф/Φ, где I_ф — фототок, Φ — световой поток. Строго говоря, интегральная чувствительность определяется производной dI_ф/dΦ в каждой точке световой характеристики и I_ф = f(Φ) (рис. 4).

Т. к. γ растет с ростом напряжения U (рис. 5), то часто пользуются удельной чувствительностью γ₀ = I_ф/ΦU. Вольтамперная характеристика у

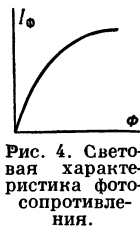


Рис. 4. Световая характеристика фотосопротивления.

большинства Ф. линейна вплоть до полей ~ 10 000 в/см и, в отличие от фотоэлементов с внешним фотоэффектом, I_ф не имеет насыщения. Наибольшей чувствительностью обладают Ф. из CdSe. В инфракрасной технике пользуются понятием пороговой чувствительности — мощности излучения, дающей сигнал, равный шуму Ф. В Ф. шум определяется в основном тепловыми флуктуациями электронов, аналогично шумам в металлич. проводниках; флуктуациями проводимости, обусловленными флуктуациями поглощения фотонов, флуктуациями поглощения и излучения фононов, различием в мгновенной скорости генерации носителей и мгновенной скорости их рекомбинации, а также случайным характером процесса рекомбинации.

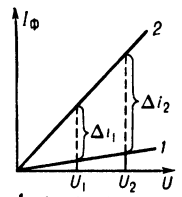


Рис. 5. Вольтамперная характеристика фотосопротивления.

Относит. изменение сопротивления равно ΔR/R_T, где R_T — темновое сопротивление, а ΔR — его изменение при освещении. Величина R_T/R_C наз. кратностью изменения сопротивления (R_C — сопротивление при освещении); она колеблется от 1,2 для PbS до 500 для CdSe.

Инерционность Ф. характеризуется постоянной времени τ (время, в течение к-рого I_ф уменьшается в e раз). У большинства Ф. инерционность выше, чем у вакуумных фотоэлементов, что связано с участием в фотопроводимости центров прилипания. Наименьшей инерционностью обладают Ф. из PbS в интервале частот до 10³ гц (рис. 6), а также Ф. из PbTe и PbSe, работающих при низких темп-рах. Недостаток Ф. — значительная за-

висимость их чувствительности от темп-ры (рис. 7). Однако на CdS удалось создать Ф. со слабо выраженной темп-рной зависимостью. Стабильность Ф. достаточно высока, но вначале они требуют времени установления электр. свойств (с т а р е н и е) ~ 300—400 час, после к-рого параметры не меняются. Срок службы при нормальном режиме работы практически неограничен. Ф., помещенные в герметизированный корпус,

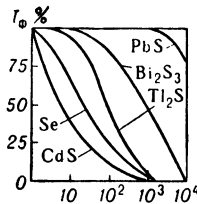


Рис. 6. Частотные характеристики фотосопротивления.

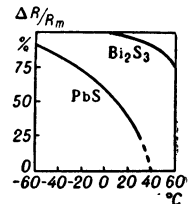


Рис. 7. Зависимость чувствительности фотосопротивления от темп-ры.

могут работать в условиях повышенной влажности и в жидких средах.

Простота конструкции, высокая надежность, малые размеры и вес, высокая чувствительность, широкий диапазон спектральной чувствительности обеспечили широкое применение Ф. в автоматике, фотометрии, оптич. спектроскопии, а также для регистрации слабых потоков в инфракрасном диапазоне.

Ф. могут работать как на постоянном, так и на переменном токе. Ф. в схемах служит для регистрации светового потока, для измерения его интенсивности

и спектрального состава. Ф. применяются в фотопирометрах, металлургич. фотореле, нефелометрах, фотокалориметрах, *рефрактометрах*, дымномерах, приборах, определяющих качество поверхности, приборах контроля размеров и т. п.

Лит.: 1) Гринштейн М. М., Фотосопроотивления в приборах промышленной автоматики, М.—Л., 1962; 2) Колосов Б. Т., Фотосопроотивления, Л., 1956; 3) Рыбкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; 4) Хэкфорд Г. Л., Инфракрасное излучение, пер. с англ., М.—Л., 1964; 5) Бьюб Р., Фотопроводимость твердых тел, пер. с англ., М., 1962. Э. Рындина.

ФОТОСФЕРА — нижний слой атмосферы Солнца, являющийся источником практически всего наблюдаемого солнечного излучения. Полная толщина фотосферы не превышает 0,001 радиуса Солнца. Интегральный поток от Ф. $6,5 \cdot 10^{10}$ эрг/сек. Спектр состоит из яркого непрерывного спектра с наложенными на него линиями поглощения (*Фраунгоферовыми линиями*). Распределение энергии в видимой части спектра близко к планковскому с $T = 5785^\circ$. Ф. обладает зернистой структурой — грануляцией. Из активных солнечных образований на уровне фотосферы наблюдаются *факелы* и *солнечные пятна*. Н. Н. Степанян.

ФОТОТРИОД (фототранзистор) — полупроводниковый фотоэлектронный прибор, сходный с фотодиодом, но обладающий внутр. усилением фототока и, следовательно, более высокой и н т е г р а л ь н о й чувствительностью γ . Ф., аналогично *полупроводниковому триоду*, имеет три области с различными типами проводимости (т. е. представляет собой структуры $p-n-p$ или $n-p-n$): эмиттер, базу и коллектор (рис. 1).

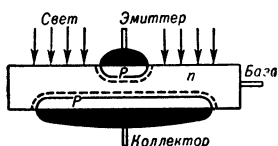


Рис. 1. Устройство фототриода.

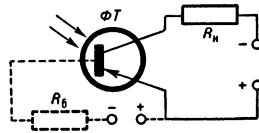


Рис. 2. Схема включения фототриода.

На рис. 2 показана наиболее распространенная схема включения Ф. с общим эмиттером и свободной, освещаемой базой.

При отсутствии светового потока ($\Phi = 0$) через Ф. протекает темновой ток I_T , аналогичный току через полупроводниковый триод в схеме с общим эмиттером. При освещении базы вблизи ее поверхности возникают пары электрон — дырка. В структуре $n-n-p$ дырки диффундируют к коллекторному $p-n$ -переходу и увеличивают ток коллектора $I_{кол}$. Возникшие под действием света одновременно с дырками неравновесные электроны не могут покинуть базу, т. к. находятся в базе в потенциальной яме. Возникновение в базе нескомпенсированного отрицательного объемного заряда понижает потенциальный барьер эмиттерного $p-n$ -перехода и резко увеличивает инжекцию дырок из эмиттера в базу. Дырки, инжектированные в базу, доходят до коллекторного перехода и увеличивают $I_{кол}$ в большей степени, нежели

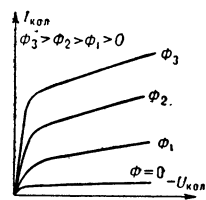


Рис. 3. Выходные характеристики фототриода.

дырки, возникшие в базе непосредственно под действием света. Так происходит внутр. усиление фототока. Для нормальной работы Ф. необходимо также (как и у обычных полупроводниковых триодов) соблюдение условия: $W \ll L$, где W — ширина базы, а L — диффузионная длина неосновных носителей (дырок в базе структуры $p-n-p$).

Возможны конструкции Ф. и с освещенным коллектором или эмиттером [3]. Интегральная чувствительность Ф. достигает неск. $a/лм$, а иногда и неск. десятков $a/лм$. Спектральные характеристики и инерционность Ф. определяются теми же факторами, что и фотодиодов. Однако в схеме включения с общим эмиттером постоянная времени Ф. в β раз больше, чем для фотодиода, образованного коллекторным $p-n$ -переходом (β — коэфф. усиления по току *полупроводникового триода* в схеме с общим эмиттером).

Лит.: 1) Берковский А. Г. [и др.], Фотоэлектронные приборы, М., 1965; 2) Туркулец В. И., Удалов Н. П., Фотодиоды и фототриоды, М.—Л., 1962; 3) Горюхов В. А., Основные соотношения в фототранзисторах, в сб.: Полупроводниковые приборы и их применение, вып. 7, М., 1961. Р. Е. Елисеев.

ФОТОУМНОЖИТЕЛЬ — то же, что *Фотоэлектронный умножитель*.

ФОТОУПРУГОСТЬ — возникновение оптич. анизотропии и связанного с ней *двойного лучепреломления* в первоначально изотропных твердых телах (стеклах, поликристаллах или в частично-кристаллич. материалах, напр. в полимерах) под действием механич. нагрузок (напряжений). При одноосном растяжении или одноосном сжатии изотропное тело приобретает свойства оптически одноосного кристалла с оптич. осью, параллельной оси растяжения или сжатия. При более сложных деформациях, напр. при двустороннем растяжении, образец становится оптически двусосным. Для измерения величины двойного лучепреломления, возникающего при деформации, применяют интерференцию поляризованных лучей, позволяющую определить разность хода (или разность главных показателей преломления n_e и n_o) для лучей, поляризованных по направлению главных деформаций в плоскости, перпендикулярной к лучу. Поляризованный луч, проходя через плоский деформированный образец, расщепляется на два, поляризованных по направлениям главных оптич. осей в плоскости тела. Между этими двумя лучами возникает разность фаз и на выходе из образца в результате интерференции этих лучей получается эллиптически поляризованный свет, причем интенсивность света зависит от разности главных напряжений и ориентации поляризатора и анализатора по отношению к осям главных напряжений. При прохождении света через точки образца, в к-рых направления напряжений параллельны направлениям поляризации, происходит полное погашение света, а геометрич. места точек на образце, в к-рых главные напряжения одинаково направлены, образуют набор и з о к л и н.

Кроме того, при прохождении луча через точки, отвечающие постоянной разности напряжений (или сдвигу фаз) для данной длины волны λ , когда разность фаз оказывается равной целому числу длин волн (или нулю), возникает совокупность темных линий — и з о х р о м. Подробнее см. *Поляризационно-оптический метод исследования напряжений*.

Для случая малых и конечных деформаций развита математич. феноменологич. теория Ф., устанавливающая связь между компонентами тензора напряжений или деформаций и тензора диэлектрич. проницаемости твердых тел (т. е. между механич. и оптич. свойствами). Для малых одноосных растяжений или сжатий выполняется закон Брюстера: $\Delta n = kP$, где Δn — величина двойного лучепреломления, P — напряжение, k — постоянная Брюстера. В общем случае деформации при применимости закона Гука главные направления поляризации луча параллельны направлениям главных деформаций в плоскости, перпендикулярной к лучу, а разница в скоростях распространения двух перпендикулярно поляризованных коллинеарных лучей пропорциональна алгебраич. сумме главных деформаций в указанной плоскости [1, 3].

Обратимые фотоупругие явления при малых нагрузках в твердых кристаллических, поликристаллических и стеклах (как низкомолекулярных, так и полимерных) обусловлены в основном изменением анизотропии, к-рая связана с деформацией электронных оболочек атомов и молекул и с малой упругой ориентацией оптически анизотропных молекул (макромолекул) или их частей (напр., подвижных боковых групп) вблизи их равновесных положений. Эта часть Ф. устанавливается практически мгновенно (со скоростью внутри- и межмолекулярных колебаний и качаний).

В аморфных каучукоподобных полимерах выше темп-ры стеклования осуществляется сравнительно более медленный механизм Ф., связанный с раскручиванием и ориентацией значит. участков полимерных цепей за счет броуновского сегментального движения [3, 4]. Если оптич. анизотропии, возникающие при упругих деформациях и при раскручивании и ориентации цепей, имеют противоположные знаки, то при установлении равновесного значения двойного лучепреломления после приложения нагрузки будет происходить изменение знака двулучепреломления. Изучение временного хода Ф. в полимерах в высокоэластич. состоянии при статич. и динамич. нагрузках может быть использовано для исследования релаксац. свойств и молекулярного движения в полимерах. Из равновесного значения постоянной Брюстера $k = \Delta n/P$ можно определить оптич. анизотропию статистич. сегмента полимерной цепи $\Delta\alpha_{\text{сегм}}$ (т. е. участка цепи, ориентирующегося в 1-м приближении независимо от соседних участков) и термодинамич. гибкость цепочки (т. е. среднюю длину сегмента). (См. также *Двойное лучепреломление в потоке, Керра явление*).

В случае полукристаллич. полимеров Δn определяется не только разворачиванием и ориентацией цепей в аморфных областях полимера, но и ориентацией кристаллич. участков (кристаллитов).

Теория Ф. (фотоэластического эффекта) для полимеров развита для области как малых, так и больших растяжений (и нагрузок) [4]. Для аморфных полимеров в высокоэластич. состоянии двойное лучепреломление при одноосном растяжении пропорционально напряжению даже в области достаточно больших удлинений, при к-рых уже не выполняется закон Гука. Закономерности Ф. в сильно растянутых кристаллизующихся полимерах усложняются из-за роста степени кристалличности при растяжении. Фотоэластич. эффект в полимерных пленках и волокнах — один из самых чувствительных методов изучения структуры полимерных цепей, характера внутри- и междцепного ближнего и дальнего порядка, ориентации цепей, степени кристалличности [7—10].

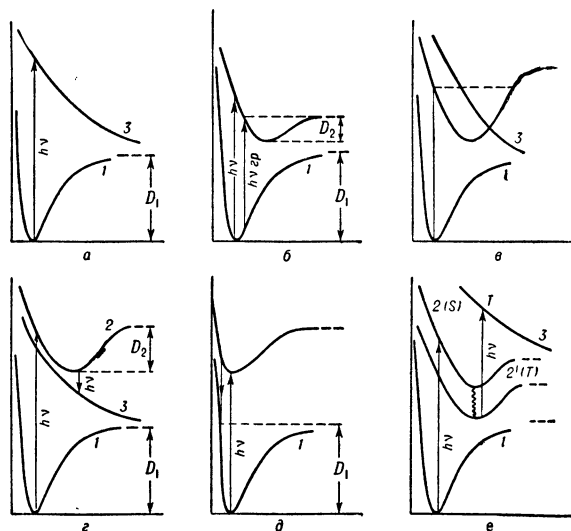
Лит.: 1) Фрохт М. М., Фотоупругость, пер. с англ., т. 1—2, М.—Л., 1948—50; 2) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общ. курс физики, т. 3); 3) Алфрей Т., Механические свойства высокополимеров, пер. с англ., М., 1952; 4) Трелоар Л., Физика упругости каучука, пер. с англ., М., 1953; 5) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; 6) Цветков В. Н., «Вестник ЛГУ», 1947, № 1, с. 51; 7) «J. Polymer Sci.», 1956, т. 21, № 99, р. 381; 1958, в. 33, № 126, р. 323; 8) «ЖФХ», 1956, т. 30, вып. 10, с. 2190; 1961, т. 35, вып. 5, с. 1114; 9) «Высокомолекулярные соединения», 1961, т. 3, № 6, с. 931; 1961, т. 3, № 7, с. 1077; 1962, т. 4, № 4, с. 577; 1964, т. 6, № 2, с. 297; 1960, т. 2, № 7, с. 1056; 1963, т. 5, № 10, с. 1538; 1964, т. 6, № 5, с. 856; 10) «ФТТ», 1959, т. 1, вып. 8, с. 1179. Ю. Я. Готлиб.

ФОТОХИМИЧЕСКАЯ ДИССОЦИАЦИЯ (фото-диссоциация, фотолиз, фотораспад) — диссоциация молекул, радикалов или многоатомных ионов под действием света. В результате Ф. д. возникают атомы, радикалы или ион-радикалы, причем одна из образующихся частиц оказывается в возбужденном состоянии, неся в себе избыток энергии поглощенного света, не израсходованного при диссоциации.

Переходы между электронными состояниями молекулы, приводящие к Ф. д., подчиняются общим физич. правилам, характерным для электронных переходов (правила отбора по симметрии, принцип Франка — Кондона).

Возникающие при Ф. д. первичные продукты реакции обычно химически очень активны и дают начало вторичным химич. реакциям. Обнаружение и идентификация первичных продуктов Ф. д. часто представляет собой трудную проблему. Для решения ее применяются методы электронной молекулярной спектроскопии, электронного парамагнитного резонанса и различные химич. методы. В последнее время развит метод импульсной спектроскопии (флеш-фотолиз), сущность к-рого состоит в создании высоких концентраций первичных продуктов распада (с помощью импульсных ламп с высокой мощностью светового импульса) и быстрой регистрации спектров неустойчивых частиц.

В зависимости от характера возбужденного состояния, в к-ром находится молекула после поглощения света, возможны различные пути Ф. д. Если поглощение кванта света переводит систему в неустойчивое электронное состояние (рис., а), то квантовый выход



Диаграммы потенциальных кривых для различных механизмов фотодиссоциации: а — диссоциация при акте поглощения; б — диссоциация при поглощении квантов $h\nu > h\nu_{\text{гр}}$; в — преддиссоциация; г — диссоциация с испусканием кванта света при переходе 2 → 3; д — диссоциация при переходе 2 → 1 с испусканием кванта света с энергией, меньшей величины $(h\nu - D_1)$; е — диссоциация с поглощением двух квантов света (волнистая линия — безизлучательный переход 2 → 2'). 1 и 2 — кривые основного и устойчивого возбужденного электронных состояний; 3 — кривая оттапливания; S и T — синглетное и триплетное состояния; D_1 — энергия диссоциации основного состояния; D_2 — энергия диссоциации возбужденного состояния.

Ф. д. $\phi = 1$, а спектр поглощения сплошной. При наличии минимума у потенц. кривой возбужденного состояния последнее характеризуется своим значением энергии диссоциации D_2 , к-рое обычно меньше значения энергии диссоциации D_1 основного состояния. Поглощение квантов света с $h\nu < h\nu_{\text{гр}}$ не приводит к Ф. д., а в соответствующей области спектра возможно проявление колебательно-вращательной структуры. Для спектра поглощения в этом случае характерно сходжение полос к границе диссоциации верхнего электронного состояния $h\nu_{\text{гр}}$. Кванты света с $h\nu > h\nu_{\text{гр}}$ (рис., б) вызывают Ф. д., а спектр переходит в сплош-

ной. Определение границы схождения позволяет с большой точностью определить $D_2 = h\nu_{\text{гр}} - h\nu_0$, где ν_0 — частота чистоэлектронного перехода. Ф. д. возможна также по механизму *преддиссоциации*, когда поглощенный квант переводит систему в устойчивое возбужденное состояние, а затем происходит конверсия в неустойчивое состояние в точке пересечения потенц. кривых (рис., *в*), или в результате испускания с переходом молекулы в состояние диссоциации (рис., *г*). При сильном смещении потенц. кривых основного и возбужденного электронных состояний диссоциация системы может произойти в результате испускания светового кванта и перевода молекулы в основное состояние с избытком колебат. энергии, превышающей D_1 (рис., *д*). Наконец, Ф. д. и преддиссоциация молекул возможны по двухфотонному механизму, благодаря триплет-триплетному поглощению (рис., *е*).

Лит. см. при ст. *Фотохимия*. Р. Н. Нурмухаметов.

ФОТОХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ — химич. реакции, протекающие под действием света. Основные типы Ф. р.: фотохимическая диссоциация (фотолиз) молекулярных систем; фотоперепирировка, при к-рой сохраняется состав молекулы, но происходит перемещение отдельных атомов или их групп, напр. фотоизомеризация и фототаутомеризация; фотоприосоединение, при к-ром возбужденная молекула присоединяет себе подобную (фотодимеризация) или иную молекулу (напр., фотоокисливание — присоединение O_2 , фотогидрирование — присоединение H_2); фотоперенос заряда (электрона или протона) — внутри- или межмолекулярный; фотосенсибилизация — инициирование химич. реакций путем переноса энергии от молекулы, поглощающей свет, к молекуле, дающей начало Ф. р. См. также *Фотохимия*, *Фотохимическая диссоциация*, *Фотодинамический эффект*.

ФОТОХИМИЯ изучает реакции, идущие под действием света. Фотохимич. процессы широко распространены в природе (напр., *Фотосинтез*, *Зрение*) и нашли практич. применение в фотографии, препаративном фотохимич. синтезе, фотополимеризации и т. д.

Начало количественному изучению фотохимич. процессов положили Т. Гроттус (1817) и Дж. Дрепер (1841), установившие, что химич. действие оказывает лишь поглощенная часть света (*Гроттуса закон*). Р. Бунзен и Г. Роско установили связь между превращаемым веществом и количеством лучистой энергии, показав на ряде фотореакций, что световые потоки разной интенсивности I_1 и I_2 , но с одинаковым произведением $I_1 t_1 = I_2 t_2$ (где t — время облучения светом) производят одинаковое фотохимич. действие (*Бунзена — Роско закон*). Истолкование внутр. механизма фотохимич. процессов возможно лишь на основе квантовой теории света и квантово-механич. теории атомов и молекул.

В фотохимич. реакциях следует различать первичный фотохимич. акт и вторичные реакции. По определению, первичный фотохимич. акт всегда эндотермичен. Основным законом Ф. является *Эйнштейна закон эквивалентности*, связывающий количество прореагировавших молекул с числом поглощенных квантов, согласно к-рому для одного фотохимич. акта требуется 1 квант света. Возможны различные пути дезактивации энергии поглощенного молекулой светового кванта (передача энергии возбуждения, испускание в виде люминесценции, безизлучательная дезактивация с превращением энергии кванта в тепловую и т. д.). Для понимания природы и механизма конкретной фотохимич. реакции необходимо знание природы возбужденных состояний реагирующих молекул и всех путей их дезактивации.

Важнейшей характеристикой фотохимич. реакций является их квантовый выход ϕ , равный отношению числа прореагировавших молекул к числу поглощенных квантов. Эта величина может быть найдена или указана для первичного фотохимич. акта, для одной из вторичных реакций или для суммарного процесса исчезновения или образования к.-л. вещества. Для фотохимич. процессов, когда 1 поглощенный квант вызывает фотопревращение 1 молекулы, $\phi = 1$. Однако в практике встречаются разнообразные значения ϕ . В тех случаях, когда физич. пути дезактивации заметно конкурируют с фотохимич. процессом, $\phi < 1$. Если первичные фотохимич. акты дают начало вторичным экзотермич. ценным реакциям (фотогалогенирования, окисления, полимеризации и т. д.), $\phi > 1$.

Существуют различные типы фотохимич. реакций. Реакция, в к-рой химич. изменение претерпевает молекула, поглотившая свет, наз. прямой фотохимич. реакцией. Если же в системе с несколькими компонентами поглощает свет одна компонента и при этом сенсибилизирует реакцию других компонент, не подвергаясь сама химич. изменению, то говорят о непрямой фотохимической или фотосенсибилизированной реакции. Фотореакции могут быть мономолекулярными (например, фотоионизация или фотодиссоциация), бимолекулярными и т. д.

Как и в случае химич. реакций, для фотореакций существенно знание кинетики, к-рая описывается уравнением $(dN_m/N_m)(1/dt) = k\nu(I_0/h\nu)$, где dN_m — число молекул, прореагировавших за время dt , N_m — концентрация возбужденных молекул, I_0 — интенсивность падающего потока, k — молекулярный коэфф. поглощения, ν — вероятность вступления возбужденной молекулы в реакцию.

Скорости фотохимич. реакций могут различным образом зависеть от плотности светового потока.

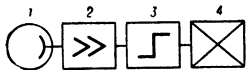
1) Скорость реакции меняется линейно с изменением I ; для таких реакций выполняется закон Бунзена — Роско. 2) Скорость реакции пропорциональна величине \sqrt{I} /поверхность; такая зависимость характерна для ценных реакций с фотохимич. инициированием. 3) Скорость реакции возрастает пропорционально I^2 ; такая зависимость характерна, в частности, для двухквантового фотохимич. процесса, когда поглощение первого кванта переводит молекулу или комплекс в метастабильное состояние, а поглощение второго кванта переводит их из метастабильного в фотохимически активное возбужденное состояние.

Лит.: 1) Теренин А. Н., *Фотохимия красителей*, М. — Л., 1947; 2) Нойес В., Бекельхайд В., *Методы фотохимического синтеза органических веществ*, пер. с англ., М., 1951; 3) Шенберг А., *Препаративная органическая фотохимия*, пер. с нем., М., 1963; 4) Свиридов В. В., *Фотохимия и радиационная химия твердых неорганических веществ*, ч. 1, М., 1964; *Advances in photochemistry*, v. 1—3, N. Y. — L., 1963. Р. Н. Нурмухаметов.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ — электрические явления (изменение электропроводности, возникновение эдс или эмиссия электронов), происходящие в веществах под действием электромагнитного излучения. Все Ф. я. обусловлены отклонением от равновесия, существующего между электронами и атомным остовом вещества (кристаллич. решеткой). Следует отличать Ф. я. от болометрич. эффекта (см. *Болометр*), в к-ром изменение электрич. свойств обусловлено нагреванием кристаллич. решетки вещества излучением и не сопровождается нарушением равновесия между электронами и решеткой. К Ф. я. следует отнести: *фотоэффект внешний*, *внутренний фотоэффект*, *фотопроводимость*, *вентильный фотоэффект*, *фотоэлектромагнитный эффект* (см. *Кикоина — Носкова эффект*), *электронный фототермомагнитный эффект*, *фотогальванический эффект*, *Дембера эффект* и др.

Т. М. Лифшиц.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ РЕЛЕ — реле, действие к-рого использует фотоэлектрические явления. Фотоэлектрич. преобразователь (фотоэлемент с внешним фотоэффектом, фотосопротивление, фотоэлемент с запирающим слоем, фотодиод) обычно служит воспринимающим элементом Ф. р. (см. рис.). Он может быть конструктивно объединен с усилителем (фотоэлектронный умножитель, фототриод). Управление выходной электрич. цепью Ф. р. обычно осуществляется непосредственно



Функциональная схема фотоэлектрического реле: 1 — фотоэлектрический преобразователь; 2 — усилитель; 3 — элемент с релейной характеристикой; 4 — исполнительный элемент.

элементом с релейной характеристикой (электромагнитн. реле, спусковым устройством на электронных лампах или полупроводниковых приборах, тиратроном и т. п.).

ФОТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ — то же, что Кикоина — Носкова эффект.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ — электровакуумные или полупроводниковые приборы, преобразующие энергию электромагнитного излучения в электрич. сигналы или преобразующие изображения в невидимых (напр., инфракрасных) лучах в видимые изображения. К числу Ф. п. следует отнести фотоэлементы с внешним фотоэффектом, фотоэлектронные умножители, фотосопротивления, фотоэлементы с запирающим слоем, фотодиоды и фототриоды, а также электронно-оптические преобразователи изображений и передающие телевизионные трубки.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ (ФЭУ) — фотоэлектронный прибор, состоящий из фотокатода K , эмиттирующего электроны под действием падающего на него электромагнитного излучения (рис. 1); системы динодов \mathcal{E} , обеспечивающей умножение электронов за счет явления вторичной электронной эмиссии; электронно-оптич. системы входа B (входная камера, создающей электрич. поле, фокусирующее или собирающее электроны с фотокатода на первый динод \mathcal{E}_1 ; анода A и дополнит. электродов. Впервые предложен Л. А. Кубещким. Т. к. коэфф. вторичной эмиссии σ материала динодов > 1 ($\sigma \sim 3-10$), то с \mathcal{E}_1 вылетает уже большее количество электронов, которые, умножаясь на след. динодах, образуют усиленный во много раз (от 10^6 до 10^9) фототок, снимаемый с анода A (анодный фототок I_a). Питание Ф. у. подается через делитель напряжения D , распределяющий напряжение U между электродами.

Типы фотокатодов те же, что у фотоэлементов с внешним фотоэффектом (сурьмяно-цезиевые, кислородно-серебряно-цезиевые, висмутосеребряно-цезиевые, многощелочные, цезий-теллуры). Наиболее распространены Ф. у. с полупрозрачными фотокатодами, нанесенными на торцевую поверхность колбы.

Конструкция электронно-оптич. системы входа обусловлена обычно тремя требованиями: близкий к 100% сбор электронов с рабочей поверхности фотокатода; макс. равномерность сбора фотоэлектронов с различ-

ных точек фотокатода и изохронность траекторий фотоэлектронов, вылетающих с разных точек фотокатода под различными углами и с различными начальными скоростями (особенно важно для Ф. у. с высоким

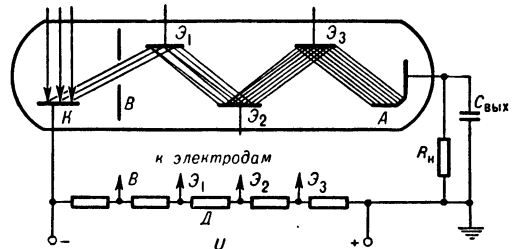


Рис. 1. Схема ФЭУ.

временным разрешением, см. ниже). Этим требованиям удовлетворяет, обычно, система двух электростатич. линз, а для фотокатодов малых размеров (диаметр

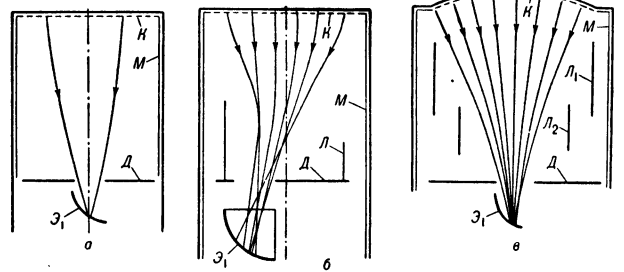


Рис. 2. Схемы катодных камер ФЭУ: а) средних размеров, б) миниатюрных, в) с высоким временным разрешением; K — фотокатод, M — манжета (проводящий слой, соединенный с фотокатодом); D — диафрагма, \mathcal{E}_1 — первый эмиттер, L — фокусирующие электроды (электростатич. линзы).

< 40 мм) часто ограничиваются одной линзой (рис. 2, 3).

Различают диноды, работающие: на отражении, т. е. эмиттирующие вторичные электроны на-

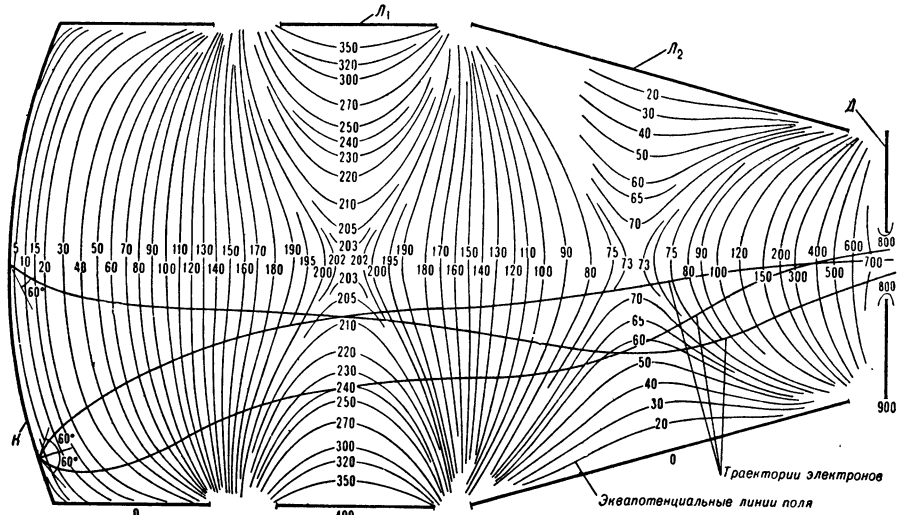


Рис. 3. Распределение потенциалов и траектории электронов в двухлинзовой катодной камере ФЭУ больших размеров.

встречу первичным, и на прострел, т. е. в направлении первичных. Материалом динодов, работающих на отражение, служат сурьмяно-цезиевые слои, нанесенные на металлич. подложку (обычно Ni),

являющихся конструктивной основой динода, а в современных Ф. у. чаще всего сплавы Cu—Be, Cu—Mg, Cu—Al—Mg и Al—Mg—Si. После активации (окисление поверхности динодов в атмосфере O₂) σ этих сплавов ~ 2,5—3 для энергии первичных электронов ~ 100 эв. Динодами, работающими на прострел, служат тонкие пленки KCl на Au и MgO на Al, нанесенные на металлич. сетку [1, 2, 3]. У таких пленок σ (на прострел) достигает 6—8 при напряжениях ~ 2—5 кВ.

Динодные системы (рис. 4) отличаются как расположением динодов (линейные, круговые) и их формой [корытообразные, коробчатые, тороидальные, жалюзийные, с распределенными динодами, плоскопараллельные тонкие пленки (на прострел)], так и методом фокусировки (электростатические, магнитные, в скрещенных электр. и магнитном полях). Наиболее распространены Ф. у. с линейной корытообразной, коробчатой или жалюзийной системой с электростатич. фокусировкой. Корытообразные системы отличаются от коробчатых большим град. потенциала электр. поля у эмиттирующей поверхности, что

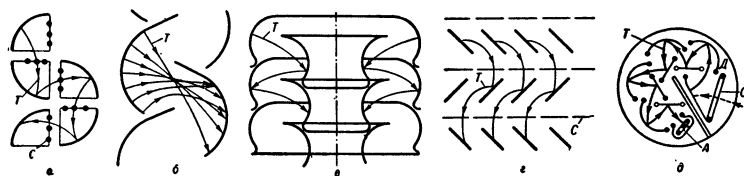


Рис. 4. Динодные системы: а) коробчатые (четверть цилиндра, закрытая с торцов), б) ковшеобразные, в) тороидальные, г) жалюзийные, д) круговые; Т — траектории электронов, С — сетки, препятствующие «провисанию» поля в пространстве между динодами.

улучшает временные свойства таких систем. Тороидальные диноды отличаются большой рабочей поверхностью (большие токовые нагрузки) и отсутствием бокового рассеяния электронов. Преимущество жалюзийных динодов — большая рабочая поверхность и наименьшая (по сравнению с др. системами) зависимость усиления от магнитных полей; недостаток — возможность прямого пролета электронов мимо к.-л. динода, что ухудшает эффективность системы и ее временные свойства.

Распределенные динодные системы обычно имеют вид трубки из полупроводникового материала, внутр. поверхность к-рой имеет достаточно высокое σ. Они имеют малые габариты и не нуждаются в делителе напряжения, т. к. ускоряющее электр. поле создается падением напряжения вдоль трубки. Усиление таких систем ~ 10⁶ при U = 750 в [4].

Динодные системы, работающие на прострел, из-за высоких рабочих напряжений, т. е. больших град. электр. поля между динодами, обладают самым высоким временным разрешением (10⁻¹¹ сек), к-рое, однако, из-за большой выходной емкости Ф. у. С_{вых} (рис. 1) трудно реализовать. Кроме того, допустимые рабочие токи этих систем малы (~ 10 мкА).

Динодные системы с магнитной фокусировкой практически не применяются из-за сложности схем питания. В связи с применением Ф. у., как приемника излучения модулированного СВЧ (~ 1 Гц), разработаны Ф. у. с динодной системой, работающей в скрещенных магнитных и высокочастотных электр. полях [5].

Ф. у. применяются гл. обр. для измерения малых лучистых потоков (астрономия) и оптич. спектрометрии и для регистрации кратковременных слабых световых вспышек (ядерная физика и техника).

Основные параметры ФЭУ: спектральная и интегральная чувствительности фотокатода; усиление динодной системы M — отно-

шение анодного фототока I_а к фототоку катода, зависящее от U (рис. 5); анодная чувствительность — отношение I_а к падающему на фотокатод световому потоку Φ (от стандартного источника света A) в а/лм; темновой ток I_т — ток в цепи анода в отсутствии светового потока. I_т обусловлен термоэлектронной эмиссией фотокатода и первых динодов, автоэлектронной эмиссией, током утечки в анодной цепи, а также ионизацией и возбуждением атомов остаточных газов и паров щелочных металлов. Последнее приводит к возникновению в Ф. у. оптической и ионной обратной связью (вырывание с фотокатода электронов излучением возбужденных атомов и ионной бомбардировкой). I_т с увеличением U растет сначала медленнее, чем I_а (токи утечки), затем пропорционально I_а (параллельный участок), и наконец, более резко, чем I_а (газоразрядные явления и автоэлектронная эмиссия, рис. 5). Обычно I_т уменьшают охлаждением фотокатода.

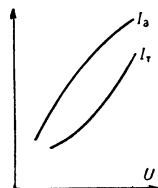


Рис. 5. Зависимость фототока и темнового тока от напряжения питания.

Важным параметром Ф. у., предназначенных для измерений малых световых потоков, является порог чувствительности F_п — поток, к-рый, падая на фотокатод, создает на аноде Ф. у. сигнал, равный среднеквадратичному значению собств. шумов U_ш (флуктуаций I_т). Для термоэлектронной составляющей флуктуации I_т оценивают по

формуле Шоттки: $\Delta i^2 = 2e I_T (1 + B) \Delta f$, где B — множитель, учитывающий шум, обусловленный вторичной эмиссией и зависящей от σ, Δf — полоса пропускания измерит. устройства (принято указывать F_п для Δf = 1 гц). Лучшие типы Ф. у. с Sb—Cs или многощелочными фотокатодами имеют F_п =

10⁻¹⁴ — 10⁻¹³ лм/гц^{1/2}.

Наибольшее применение Ф. у. получили в ядерной физике как элементы сцинтилляционного спектрометра (спектрометрич. Ф. у.), а также для изучения временных соотношений в ядерных процессах (временные ФЭУ). Основным параметром спектрометрич. Ф. у. является амплитудное разрешение A — ширина кривой распределения амплитуд выходных импульсов Ф. у. на половине высоты, отнесенная к наиболее вероятной амплитуде. A определяется квантовым выходом фотокатода в области излучения сцинтиллятора, равномерностью его чувствительности, сбором электронов с фотокатода, величиной σ (гл. обр. первых динодов), линейностью световой характеристики Ф. у. [6] и энергией излучения, а также типом сцинтиллятора. Для лучших Ф. у. A ~ 7% для энергии частиц ~ 661 кэв и сцинтиллятора NaI(Tl) (рис. 6). Для определения порогового значения амплитуд импульсов, к-рые могут быть зарегистрированы, шумы Ф. у. принято оценивать в энергетич. шкале к.-л. сцинтиллятора, напр.

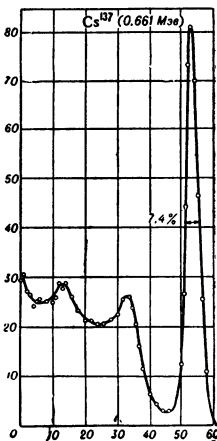


Рис. 6. γ-спектры Cs¹³⁷, снятые сцинтилляционным спектрометром.

NaI (TI) в кэв. Для этого определяют по интегральному амплитудному распределению шумовых импульсов ту амплитуду $U_{ш}$, для к-рой средняя скорость счета импульсов с этой или превосходящей ее амплитудой, равной 50 *имп/сек*. Сравнивая ее со средней амплитудой импульсов U_c от моноэнергетич. излучения с известной энергией E , вычисляют энергию частиц $E_{ш}$, соответствующую амплитуде шумовых импульсов $U_{ш}$ (энергетич. эквивалент собств. шумов), т. е. $E_{ш} = U_{ш}E/U_c$ кэв. Для спектрометрич. Ф. у. $E_{ш} \approx 1-10$ кэв. Она зависит от тех же причин, что и I_T , однако не существует простой корреляции между I_T и $E_{ш}$.

Основные параметры временных Ф. у. — время нарастания τ_{ϕ} и длительность $\tau_{и}$ импульса анодного тока, характеризующие временное разрешение — миним. временные интервалы между двумя световыми вспышками, к-рые могут быть разрешены Ф. у. τ_{ϕ} и $\tau_{и}$ определяются разбросом времен пролета $\tau_{пр}$ фотоэлектронов и вторичных электронов в Ф. у. в основном за счет неизохронности их траекторий, связанной с конечными размерами фотокатода и динодов, а также разбросом начальных скоростей (по абс. величине и по направлению). Для временных Ф. у. $\tau_{\phi} = 0,7-1,5$ *нсек*, $\tau_{и} = 3-5$ *нсек*, $\tau_{пр} = 0,3$ *нсек*.

В нек-рых случаях, напр. для усиления слабых ионных токов в *масс-спектрокопии* или для усиления слабых электронных токов в *суперрентгоскопах*, применяют электронные умножители (ионные умножители), представляющие собой динодную систему Ф. у. В случае ионных умножителей преобразование ионов в электроны происходит на первом диноде за счет вторичной ионно-электронной эмиссии.

Лит.: 1) Sternglass E. J., Wachtel M. M., «IRE Trans. Nucl. Sci.», 1956, v. 5—3, № 4; 2) Буткевич В. Г., Бутслов М. М., «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, № 3, с. 353; 3) Яснопольский Н. Л., Карелина Н. А., Малышева В. С., там же, 1961, т. 6, № 1, с. 146; 4) Ощепков П. К. [и др.], «ПТЭ», 1960, № 4, с. 89; 5) Gaddy O. L., Holshouser D. F., «Proc. IEEE», 1963, v. 51, № 1, с. 153; 6) Сцинтилляционный метод в радиометрии, М., 1961; 7) Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М., Электронные умножители, 2 изд., М., 1957; 8) Гартман В., Бернгард Ф., Фотоэлектронные умножители, пер. с нем., М.—Л., 1961. А. Е. Меламид.

ФОТОЭЛЕМЕНТ С ВНЕШНИМ ФОТОЭФФЕКТОМ — вакуумный или газонаполненный прибор, основанный на эмиссии электронов в вакуум под действием света (см. *Фотоэффект внешний*). Основные элементы прибора — *фотокатод* и коллектор электронов (анод); фоточувствит. слой наносится либо непосредственно на стеклянный баллон, либо на металлич. слой (подложку), предварительно осажденный на стекло, либо на поверхность металлич. пластинки, смонтированной внутри баллона (рис. 1, а).

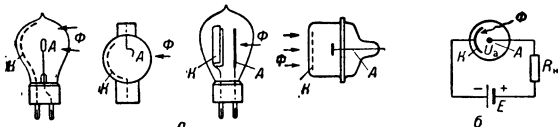


Рис. 1. а — Общий вид фотоэлементов с внешним фотоэффектом; б — схема включения.

Световой поток Φ , падающий на фотокатод K , вызывает фотоэлектронную эмиссию и при положит. напряжении на аноде A относительно катода U_a в вакуумном промежутке создается поток свободных электронов (фототок); сопротивление вакуумного промежутка уменьшается и на нагрузке R_n выделяется электр. сигнал $\Delta U = R_n I$ (рис. 1, б). В газона-

полненных Ф. с в. ф. фототок I усиливается за счет возникновения несамостоятельного темного разряда в инертном газе (Ar, коэфф. усиления $\sim 6-8$).

Основные параметры: 1) интегральная $S = \partial I / \partial \Phi$ и 2) спектральная $S_{\lambda} = \partial I / \partial \Phi_{\lambda}$ чувствительности фотокатода. 3) Чувствительность по напряжению

$V_R = \frac{d}{d\Phi} (IR_n)$. Изменение тока в цепи Ф. с в. ф. при изменении светового потока: $dI = \frac{\partial I}{\partial U_a} dU_a + \frac{\partial I}{\partial \Phi} d\Phi$. Т. к. $\frac{\partial I}{\partial U_a} = \frac{1}{R_i} (R_i - \text{внутр. сопротивление Ф. с в. ф.})$ и $dU_a = -R_n dI$, то $dI = -\frac{R_n}{R_i} dI + S d\Phi$, откуда:

$$V_R = SR_n \frac{1}{(R_n/R_i)+1} \quad (1)$$

У вакуумных Ф. с в. ф. R_i велико и $V_R = SR_n$; у газонаполненных $R_i = f(U_a, \Phi)$ и их чувствительность по напряжению ниже.

4) Стабильность S во времени и при изменении темп-ры. Снижение S в процессе отбора тока, наз. утомлением, увеличивается с ростом U_a и I и с понижением темп-ры. Газонаполненные Ф. с в. ф. утомляются значительно сильнее.

5) Темновой ток I_T (ток в отсутствии освещения) обусловлен токами утечки между электродами и термоэлектронной эмиссией фотокатода; у Ф. с в. ф. с выводами электродов в общем цоколе $I_T \sim 10^{-8}$ а.

6) Уровень собств. шумов $U_{ш}$, определяющий порог чувствительности всего фотоэлектронного устройства (Ф. с в. ф. с измерит. схемой, обычно с усилителем фототока), т. е. миним. световой сигнал, к-рый может быть им зарегистрирован. Основной источник шумов вакуумных Ф. с в. ф. — *дробовой эффект* фототока; при этом среднее квадратичное значение флуктуационного тока в цепи Ф. с в. ф.:

$$\bar{I}^2 = 2eI\Delta f, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, $I = I_0 + I_T$ — среднее значение эмиссионного тока (I_0 — постоянная составляющая фототока), Δf — диапазон частот измерит. устройства. Др. источник шумов — *фликер-эффект* (медленные изменения чувствительности фотокатода из-за диффузионных и миграционных процессов на его поверхности). Фликер-эффект повышает уровень шумов только в области низких частот модуляции света ($f < 100$ гц). Можно показать, что отношение сигнала к шуму:

$$\frac{\bar{U}_c^2}{\bar{U}_{ш}^2} = \frac{(mS\Phi R_n)^2}{2eI_0\Delta f R_n^2 + 4kT\Delta f R_n}, \quad (3)$$

где m — коэфф. модуляции фототока, $4kTR_n\Delta f$ — средний квадрат тепловых флуктуаций падения напряжения на R_n . Порог чувствительности фотоэлектронного устройства определяется соотношением: $U_c/U_{ш} = 1$. Газонаполненные Ф. с в. ф. отличаются повышенным $U_{ш}$ (флуктуации процессов ионизации газа и переноса тока ионами).

Основными характеристиками Ф. с в. ф., кроме спектральной характеристики чувствительности фотокатода (определяющей область спектра, в к-рой может применяться данный Ф. с в. ф.), являются область т е м п е р а я (анодная) характеристика (зависимость фототока I от U_a при постоянном световом потоке Φ , рис. 2), световая характеристика (зависимость I от Φ) и частотная характеристика (зависимость амплитуды переменной составляющей фототока I_f от частоты f модуляции светового потока, рис. 3).

Для вакуумных Ф. с в. ф. рабочим режимом является режим насыщения, устанавливающийся при сравнит. высоких $U_a \sim 50-100$ в (т. к. размеры анода

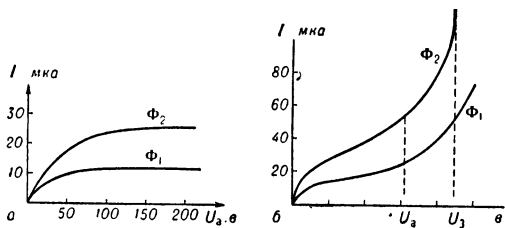


Рис. 2. Вольтамперные характеристики фотоэлементов с внешним фотоэффектом: а) вакуумных, б) газонаполненных; $\Phi_2 > \Phi_1$.

малы по сравнению с поверхностью сферич. катода). Т. к. плотность фототока с катода мала ($I \le 100$ мкА при площади фотокатода $Q \sim 10$ см²), то пространств. заряд у катода не образуется. Отсутствие насыщения у нек-рых вакуумных Ф. с в. ф. объясняется неэквипотенциальностью фотокатода, связанной с высоким сопротивлением фоточувствит. слоя. Рабочее напряжение U_a газонаполненных Ф. ограничивается потенциалом зажигания U_z самостоятельного разряда; обычно оно выбирается на 20—25% $< U_z$ ($U_z \sim 300$ в).

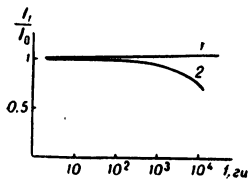


Рис. 3. Частотная характеристика фотоэлемента с внешним фотоэффектом.

Световые характеристики Ф. с в. ф. линейны для малых Φ ($< 0,1$ лм). Отклонения от линейности при больших Φ могут быть следствием утомления фотокатода, образования пространств. заряда или поверхностных зарядов на стекле, а также неэквипотенциальности фотокатода. При работе с модулированным световым потоком наблюдается нек-рое понижение чувствительности Ф. с в. ф. с увеличением частоты модуляции. У вакуумных Ф. с в. ф. это обусловлено влиянием межэлектродной емкости фотоэлемента на частотные свойства измерит. аппаратуры; в газонаполненных Ф. с в. ф. понижение амплитуды переменной составляющей I_f при $f > 6-7 \cdot 10^3$ гц обусловлено инерционностью процессов развития и гашения разряда.

Вакуумные Ф. с в. ф. применяются в звуковой киноаппаратуре для воспроизведения звука (см. *Звукозапись*), в фотометрии и спектрометрии, в схемах автоматич. контроля, в фототелеграфии и т. д. Применение газонаполненных Ф. с в. ф. ограничено их инерционностью, плохой стабильностью во времени, высокими I_T и $U_{пл}$, отсутствием насыщения анодных характеристик и опасностью разрушения фотокатода при зажигании самостоятельного разряда. В табл. приведены основные параметры наиболее распространенных отечеств. вакуумных и газонаполненных Ф. с в. ф.

Лит.: 1) Лукьянов С. Ю., Фотоэлементы, М.—Л., 1948; 2) Саммер В., Фотоэлементы в промышленности, пер. с англ., М.—Л., 1961; 3) Берковский А. Г. [и др.], Фотоэлектронные приборы, М., 1965; 4) Работнова Т. Н., Сизова Л. А., Новые типы промышленных фотоэлементов, «Светотехника», 1958, № 1, с. 3; 5) Работнова Т. Н., Конючук Л. В., Некоторые данные о параметрах и технологических особенностях фотоэлементов с мультищелочными катодами, там же, 1959, № 9. Н. А. Соболева.

ФОТОЭЛЕМЕНТ С ЗАПИРАЮЩИМ СЛОЕМ (вентильный фотоэлемент) — полупроводниковый прибор, непосредственно преобразующий световую энергию в электрическую; его действие основано на *вентильном фотоэффекте*. В полупроводнике создают *p-n*-переход и помещают его в пластмассовый корпус с окошком для света, в к-ром вмонтированы две токовые клеммы, соединенные с электродами *p*- и *n*-областей перехода (рис. 1).

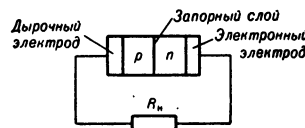


Рис. 1. Схематич. изображение вентильного фотоэлемента.

При освещении Ф. с з. с. на *p-n*-переходе возникает фотоздс, в опред. пределах пропорциональная интенсивности излучения Φ , причем дырочный электрод приобретает положит. потенциал. Замыкание электродов на внешнюю нагрузку R_n приводит к появлению в цепи освещаемого фотоэлемента фототока I , величина к-рого при данном Φ зависит от R_n .

Для того чтобы макс. число фотоносителей достигло *p-n*-перехода, необходимо, чтобы толщина верхнего полупроводникового слоя W была бы меньше диффузионной длины L неосвободных носителей; если $W > L$, то *p-n*-перехода достигнут лишь те носители, к-рые создаются ослабленным излучением

Тип фотоэлемента	Тип фотокатода и наполнение	Q в см ²	Область чувствительности Δλ в Å	λ _m в Å	S в мкА/лм или S _λ в мкА/вт	I _T в а при T=18—20° С	U _p в в	Применение
ПВ-1	Ag—O—Cs; вак.	24	4000—11000	8000	> 20	1 · 10 ⁻⁷	—	Измерения
ПГ-1	Ag—O—Cs; газонаполн.	24	4000—11000	8000	> 75	1 · 10 ⁻⁷	300	Киноаппар.
ПВ-3	Ag—O—Cs; вак.	5,7	4000—11000	8000	> 20	1 · 10 ⁻⁷	—	»
ПГ-3	Ag—O—Cs; газонаполн.	5,7	4000—11000	8000	> 100	1 · 10 ⁻⁷	300	Киноаппар.
СПВ-3	Sb—Cs; вак.	7,9	4000—6000	4400	80—140	1 · 10 ⁻⁸	—	»
СПВ-51	Sb—Cs; вак.	7,9	4000—6000	4400	80—140	1 · 10 ⁻⁸	—	Фототелеграфия
СПВ-4	Sb—Cs; вак.	11,0	4000—6000	4400	80—140	1 · 10 ⁻⁷	—	Киноаппар.
ПВ-4	Ag—O—Cs; вак.	11,0	4000—11000	8000	20	1 · 10 ⁻⁷	—	»
ПГ-4	Ag—O—Cs; газонаполн.	11,0	4000—11000	8000	100	1 · 10 ⁻⁷	300	Киноаппар.
Ф-1	Sb—Cs; вак.	2,5	2150—6000	3800	70—130	1 · 10 ⁻¹⁴	80—100	Спектр. анализ
Ф-2	Sb—Cs; вак. (2 анода)	1,7	3690—6000	3900	20—70	1 · 10 ⁻⁸	100	Мостовые измерит. схемы
Ф-3	Bi—Ag—O—Cs; полупрозрач.; вак.	63,5	4000—7500	5000	40—130	1 · 10 ⁻⁹	100	Спектрофотометрия
Ф-4	Sb—Cs; массивный; вак.	3,5	2150—6000	3800	70—140	5 · 10 ⁻¹¹	100	»
Ф-5	Ag—O—Cs; на металлич. пластине; вак.	5,4	4000—11000	8000	S ₆₀₀₀ > 3,46 10 ⁻²⁵	7,5 · 10 ⁻¹¹	100	»
Ф-6	Bi—Ag—O—Cs; вак.	7,5	4000—7500	5000	40—120	1 · 10 ⁻¹¹	100	Ярдомер
Ф-7	Mg; вак.	6,1	2150—3000	2250	S ₂₅₃₇ > 0,1	1 · 10 ⁻¹¹	100	»
Ф-8	Sb—Cs; вак.	4,2	3200—6000	4000	80—140	1 · 10 ⁻⁸	150	»
Ф-9	Sb—Na, K—Cs; вак.	9,2	3600—8500	4300	100—195	3 · 10 ⁻¹³	100	»
Ф-10	Sb—Na, K—Cs; вак.	28,3	3600—7500	4300	80—125	1 · 10 ⁻¹²	100	»

в области, примыкающей к $p-n$ -переходу, протяженностью $\sim L$. Все носители, возникающие в той части полупроводникового слоя, k -рый простирается от $p-n$ -перехода на расстояние больше L , рекомбинируют и в возникновении фотоэда участия не принимают.

Поэтому для изготовления высококачественных Ф. с з. с. применяют полупроводниковые материалы с большими L . Наиболее распространены Ф. с з. с. из Se, Ag_2S , Si, Ge ($L \sim 1$ мм), CdS, GaAs, InAs, InP, CdTe, AlSb.

Спектральной чувствительностью Ф. с з. с. S_λ наз. отношение фототока короткого замыкания ($R_n = 0$) к падающему потоку монохроматич. излучения (с длиной волны λ): $S_\lambda = I_{кз}/\Phi_\lambda$. Зависимость S_λ от λ (спектральная характеристика) имеет один или неск. максимумов (рис. 2). Все Ф. с з. с. чувствуют в основном видимую часть спектра; некоторые чувствительны и к ближней инфракрасной или ультрафиолетовой областям. Интегральной чувствительностью Ф. с з. с. S наз. отношение тока короткого замыкания ($R_n = 0$) к Φ при облучении Ф. с з. с. эталонным источником (лампа накаливания с нитью, накаленной до темп-ры 2840° К). S и S_λ измеряются в $мкА/вт$ или в $мкА/лм$, если фотоэлемент работает в области видимого излучения.

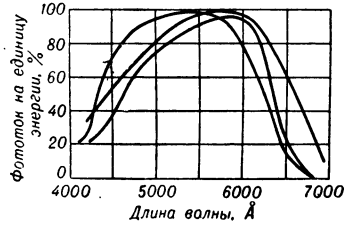


Рис. 2. Спектральные характеристики селеновых элементов.

Зависимость I от освещенности (световая характеристика) имеет нелинейный характер. Нелинейность увеличивается с ростом Φ (рис. 3). В отличие от фотоэлементов с внешним фотоэффектом, Ф. с з. с. под действием излучения вырабатывают собств. эдс, т. е. являются преобразователями лучистой энергии в электрическую.

Обычные Ф. с з. с. — чувствительные приемники света, с малым кпд ($\eta < 1\%$), применяющиеся в автоматике. В 1953 г. был получен Ф. с з. с. из монокристалла Si с кпд $\sim 6\%$, а впоследствии $\sim 15\%$. Кремниевые Ф. с з. с. служат для преобразования солнечной энергии в электрическую; они применяются для питания бортовой аппаратуры спутников и космич. кораблей.

Рис. 3. Световые характеристики вентильного фотоэлемента при различных нагрузочных сопротивлениях R_n . Нагрузка увеличивается от верхней кривой к нижней.

Рис. 3. Световые характеристики вентильного фотоэлемента при различных нагрузочных сопротивлениях R_n . Нагрузка увеличивается от верхней кривой к нижней.

Спектральная чувствительность различных фотоэлементов.

Фотоэлементы	S в $мкА/лм$	Фотоэлементы	S в $мкА/лм$
С внешним фотоэф-фетом	150	Сернистосеребря-ный	8000
Меднозакисный	100	Сернистоталлиевый	11000
Селеновый	600	Германиевый	30000

Лит.: Полупроводники в науке и технике, т. 1—2, М.—Л., 1957—58. М. С. Соминский.

ФОТОЭЛЕМЕНТЫ — в узком смысле слова — приборы, генерирующие эдс под действием электромагнитного излучения оптич. диапазона. К ним следует отнести фотоэлементы с запирающим слоем, основан-

ные на вентильном фотоэффекте. Эти Ф. работают без внешнего источника напряжения, являясь прямыми преобразователями лучистой энергии в электрическую.

Вентильные Ф. служат, в частности, элементами солнечных батарей.

Ф. с продольным (боковым) вентильным фотоэффектом (эдс образуется в продольном направлении $p-n$ -перехода при его неравномерном освещении) позволяют регистрировать, помимо интенсивности излучения, его направление.

Нек-рые Ф. с запирающим слоем применяются также в фотодиодном режиме (см. Фотодиод). В последнем случае на Ф. подается (в заперном направлении) внешнее напряжение, что способствует повышению чувствительности Ф. по напряжению. Ф. могут быть основаны также на фотоэлектромагнитном эффекте или электронном фототермомагнитном эффекте.

Ф. наз. также вакуумные и газонаполненные приборы, действие к-рых основано на фотоэлектронной эмиссии (см. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом). Характеристики этих Ф. определяются гл. обр. типом фотокаатода.

Н. А. Соболева.

ФОТОЭМУЛЬСИЙ МЕТОД — метод регистрации ионизирующих излучений с помощью толстослойных фотоэмульсий, называемых также ядерными фотографическими эмульсиями; один из основных методов экспериментальной ядерной физики.

ФОТОЭФФЕКТ — см. Фотоэлектрические явления. **ФОТОЭФФЕКТ ВНЕШНИЙ** (фотоэлектронная эмиссия) — эмиссия электронов из вещества (в вакуум или в др. вещество) под действием электромагнитного излучения. Ф. в. наблюдается в газах на отдельных атомах и молекулах (см. Фотоионизация), в атомных ядрах (см. Ядерные реакции) и в конденсированных средах. Ф. в. — квантовое явление. Его открытие и исследование сыграли фундаментальную роль в экспериментальном обосновании квантовой теории света. Основные закономерности Ф. в.: 1) количество эмиттируемых электронов (фототок) пропорционально интенсивности излучения; 2) для каждого вещества при определенном состоянии его поверхности (обуславливаемом его работой выхода) и темп-ре $T = 0^\circ$ К существует граничная частота ν_0 или длина волны λ_0 (длинноволновая, или красная граница), за к-рой Ф. в. не наблюдается; 3) макс. кинетич. энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой излучения и не зависит от его интенсивности.

Элементарный акт Ф. в. можно представить себе состоящим из трех процессов: поглощение фотона электроном; движение электрона, обладающего избыточной энергией к поверхности тела; прохождение его через поверхностный потенциальный барьер. В металлах Ф. в. в видимой и ультрафиолетовой областях спектра связан с поглощением фотонов электронами проводимости; в полупроводниках и диэлектриках определяющим является возбуждение электронов из связанных состояний (из валентной зоны, дефектов или поверхностных состояний). Важная характеристика Ф. в. — число фотоэлектронов, приходящееся на 1 падающий фотон, наз. квантовым выходом Ф. в. J . Величина J определяется свойствами вещества и длиной волны излучения.

Ф. в. в металлах. Законы сохранения энергии \mathcal{E} и импульса p исключают возможность поглощения фотона свободным электроном. Это видно уже из того, что законы сохранения энергии и импульса для оптич. перехода электрона из состояния \mathcal{E}_1 в состояние \mathcal{E}_2 , p_1 в состояние \mathcal{E}_2 , p_2 :

$$\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = h\nu, \quad p_2 - p_1 = \frac{h}{2\pi} k$$

(ν — частота, k — волновой вектор фотона) несоместимы ни при какой скорости электрона $v < c$.

Т. о., поглощение света электронами проводимости и Ф. в. в металлах может иметь место либо в приповерхностном слое, где скачок потенциала и экспоненциальный спад волновой ф-ции электрона вне металла делают электроны проводимости связанными, либо в объеме за счет взаимодействия электронов проводимости с периодич. полем кристаллич. решетки. Соответственно этому Ф. в. может быть по-верх-ностным или об-ъемным [1].

Типичные кривые зависимости квантового выхода Ф. в. в металлах от энергии фотонов (с п е к т р а л ь н а я х а р а к т е р и с т и к а) приведены на рис. 1 и 2. В области частот, прилежащих к ν_0 , $J \sim 10^{-4}$ и

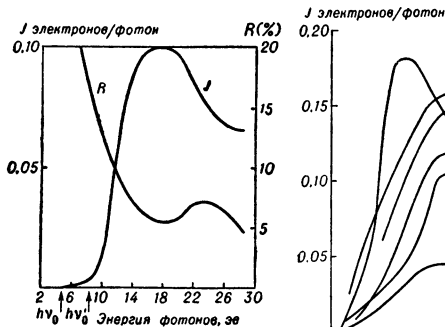


Рис. 1. Зависимости квантового выхода внешнего фотоэффекта J и коэфф. отражения R от энергии фотонов $h\nu$ для пленки Au.

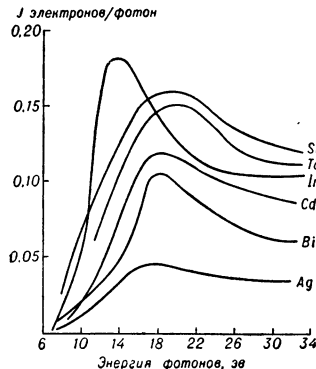


Рис. 2. Спектральные характеристики фотоэффекта для некоторых металлов.

возрастает пропорционально $(\nu - \nu_0)^2$. При $h\nu \sim 10$ эВ начинается резкий рост J , к-рый при $h\nu \sim 18$ эВ достигает 0,1—0,15, а затем неск. уменьшается. Частоту ν_0' , при к-рой начинается быстрый рост J , иногда наз. в т о р о й к р а с н о й г р а н и ц е й. Существенно, что резкий рост J начинается при таких энергиях фотонов, когда металл перестает сильно отражать свет (рис. 1).

До недавнего времени считали, что участок спектральной характеристики Ф. в. между ν_0 и ν_0' , в к-ром квантовый выход мал, соответствует поверхностному Ф. в. (в слое толщиной $\sim 10^{-7}$ см), а в области с большим J имеет место об-ъемный Ф. в. В настоящее время большинство исследователей склоняется к мнению, что практически во всей области спектра, где наблюдается Ф. в., он обусловлен об-ъемным поглощением излучения. Это подтверждается результатами прямых измерений глубины выхода фотоэлектронов из металлов, достигающей неск. сотен Å (см. табл.). Малость же J между ν_0 и ν_0' объясняется, по-видимому, тем, что из-за большого отражения лишь малая доля света из этой области частот проникает в металл и поглощается в нем.

Г л у б и н а в ы х о д а ф о т о э л е к т р о н о в из металлов.

Металл	Энергия фотона (эВ)	Глубина выхода (Å)
K	2,3	1000
Au	7—10	180—130
Au (в Si)	0,8—1,0	740
Ag	»	440
Pd	»	170
Cu	»	50—200

Кроме того, поглощение в этой области невелико и толщина слоя металла, в к-ром оно происходит (с к и н о й, см. *Скин-эффект*), превышает глубину выхода фотоэлектронов. При $\nu > \nu_0'$ одновременно с умень-

шением отражения резко увеличивается поглощение излучения, вследствие чего J быстро возрастает [3, 4].

В небольшом интервале частот вблизи ν_0 ($\sim 1,5 \nu_0$) спектральная характеристика Ф. в. и темп-ная зависимость фотоэмиссии металлов хорошо описываются феноменологич. теорией Фаулера (1931 г., [1]). Эта теория основана на модели свободных электронов и исходит из двух упрощающих предположений: 1) вероятность поглощения фотона в этом интервале частот не зависит от его энергии; 2) вероятность $D(\xi_{\perp})$ прохождения через поверхностный барьер высоты W_a электрона с нормальным к поверхности компонентом импульса p_{\perp} , которому соответствует энергия ξ_{\perp} , равна 1 при $\xi_{\perp} > W_a$ и равна 0 при $\xi_{\perp} \ll W_a$. В соответствии с ф-лой Нордгейма [1] число электронов, обладающих энергией ξ_{\perp} , равно: $N(\xi_{\perp}) = 4\pi m k T / h^2 \ln \{1 + \exp[(\xi_{\perp} - \mathcal{E}_F) / k T]\}$, (1) где k — постоянная Больцмана, \mathcal{E}_F — Ферми энергия. Излучение возбуждает часть этих электронов $\alpha N(\xi_{\perp})$. Т. о., фототок из металла в вакуум:

$$I_{\Phi} = \int_0^{\infty} \alpha N(\xi_{\perp}) D(\xi_{\perp}) d\xi_{\perp} = \alpha A_0 T^2 f[h(\nu - \nu_0) / k T], \quad (2)$$

где $A_0 = 4\pi e m k^2 / h^3 = 120 \text{ а/см}^2 \text{ град}^2$, а $f(x) = \int_{-\infty}^x \ln(1 + \exp t) dt$ — табулированная ф-ция. При $\nu > \nu_0$ (2) имеет вид:

$$I_{\Phi} = \frac{\alpha A_0}{2} \left[\frac{h^2}{k^2} (\nu - \nu_0)^2 + \frac{\pi}{3} T^2 \right]. \quad (3)$$

Т. о., вблизи длинноволновой границы спектральная характеристика имеет параболич. ход и I_{Φ} практически не зависит от темп-ры. Если $\nu < \nu_0$, то $I_{\Phi} = 0$ при $T = 0^\circ \text{ K}$ и

$$I_{\Phi} = \alpha A_0 \exp[h(\nu - \nu_0) / k T] \text{ при } T \neq 0^\circ \text{ K.}$$

Т. е. в металлах при $T > 0^\circ \text{ K}$ длинноволновая граница Ф. в., строго говоря, отсутствует. Действительно, при $T > 0^\circ \text{ K}$ в металле всегда есть электроны с $\xi_{\perp} > \mathcal{E}_F$, к-рым для выхода в вакуум достаточно поглотить фотон с энергией меньшей работы выхода ($h\nu < h\nu_0$).

Внешнее электрич. поле влияет на Ф. в. в металлах только в области частот $\nu \leq \nu_0$. Это влияние проявляется в смещении ν_0 в сторону меньших ν на величину $\Delta\nu_0 = e \sqrt{eE}$ (E — напряженность поля у поверхности металла). Причина такого смещения — *Шотки эффект*.

Ф. в. в полупроводниках и диэлектриках связан с прямыми (вертикальными) и непрямыми (невертикальными) оптич. переходами электронов из связанных состояний (валентной зоны или примесных уровней) в свободные (в зоны проводимости, см. *Оптические явления в полупроводниках*). В чистых и слабо легированных полупроводниковых материалах основную роль играют межзонные переходы (рис. 3). Прямые оптич. переходы определяют основную часть спектральной характеристики Ф. в. в полупроводниках (рис. 4) и могут происходить при энергиях фотонов $h\nu \geq h\nu_{\Pi}$. Непрямые (с участием фононов) переходы менее вероятны; они формируют длинноволновый участок спектральной характеристики и имеют граничную частоту ν_H . На рис. 4 хорошо различаются области, соответствующие непрямым ($h\nu_H = 5,15$ эВ) и прямым ($h\nu_{\Pi} = 5,45$ эВ) переходам.

Теоретич. спектральная характеристика Φ . в. в полупроводниках имеет вид [5]:

$$I_{\Phi} = C_n (h\nu - h\nu_n)^{5/2} + C_p (h\nu - h\nu_p), \quad (4)$$

где C_n и C_p — постоянные, включающие интенсивность излучения и эффективное сечение его поглощения для непрямых и прямых переходов.

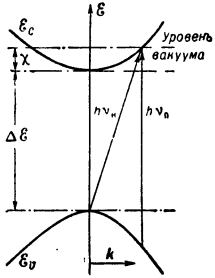


Рис. 3.

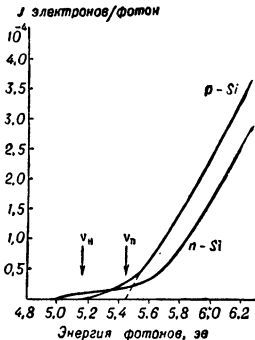


Рис. 4.

Рис. 3. Прямые и непрямые межзонные переходы в полупроводнике; ϵ_c и ϵ_v — зависимости энергии электрона от его квазиимпульса k в зоне проводимости и в валентной зоне; $\Delta\epsilon$ — ширина запрещенной зоны; χ — энергия сродства к электрону; $h\nu_n$ — миним. энергия фотона, при к-рой прямой переход (без изменения k) может вызвать внешний фотоэффект; $h\nu_p$ — минимальная энергия фотона ($\Delta\epsilon + \chi$), при к-рой непрямой переход может вызвать внешний фотоэффект.

Рис. 4. Спектральные характеристики фотоэффекта в Si с электронной (n -Si) и дырочной (p -Si) проводимостями.

Дырочные полупроводники обычно более эффективные фотоэммитеры, чем электронные, что объясняется след.: уровень Ферми ϵ_F на поверхности полупроводника, а следовательно, и работа выхода поверхности определяются гл. обр. поверхностными электронными состояниями и обычно не зависят от того, является ли данный образец электронным или дырочным. Поэтому в полупроводниках n -типа у поверхности образуется отрицательный пространств. заряд, тормозящий фотоэлектроны и препятствующий их выходу. Наоборот, в полупроводниках p -типа поверхностный пространств. заряд имеет положит. знак и способствует выходу фотоэлектронов в вакуум (см. *Поверхностные явления в полупроводниках*).

Глубина выхода фотоэлектронов из полупроводников определяется энергетич. потерями электронов на ударную ионизацию (т. е. на образование пары свободных носителей заряда — электрона и дырки). Очевидно, что для осуществления акта ударной ионизации электрон в зоне проводимости должен обладать энергией $> \Delta\epsilon$, а для выхода в вакуум его энергия должна быть не меньше энергии сродства к электрону полупроводника χ . Поэтому в полупроводниках, у к-рых $\chi > \Delta\epsilon$, фотоэлектроны быстро теряют энергию на ударную ионизацию и глубина их выхода мала ($\sim 10^{-6}$ см). Наоборот, в полупроводниках, у к-рых $\chi < \Delta\epsilon$, а также в диэлектрич. ионных кристаллах фотоэлектроны с энергией, достаточной для выхода в вакуум, не могут осуществлять ударную ионизацию и поэтому в состоянии выходить из большей глубины.

В этом состоит одна из причин высокого квантового выхода Φ . в. в нек-рых соединениях типа Cs_3Sb , $CsBi$, Cs_2Te и др., наз. эффективными *фотокатадами* ($J \sim 0,3$ на расстоянии ~ 1 эв от $h\nu_0$; рис. 5). Механизм, обеспечивающий столь большой квантовый выход, не ясен. Обнаружено, что в таких структурах в фундаментальной полосе оптич. поглощения непрямые и прямые переходы равновероятны,

что связано с более широкими возможностями для соблюдения закона сохранения импульса, чем в обычных кристаллах [6]. Это может быть объяснено либо тем, что кристаллич. решетка в этом случае сильно неупорядочена, либо тем, что дырки в валентной зоне, возникающие при оптич. возбуждении электронов из нее, очень сильно связаны с кристаллич. решеткой.

Обычно в полупроводниках в области энергий фотонов, на 1—2 эв превышающих граничную, $J \sim 10^{-3}$. В щелочно-галогидных диэлектрич. кристаллах J достигает 0,2.

Энергетич. распределение фотоэлектронов отражает структуру энергетич. зон, из к-рых они возбуждаются излучением. В металлах фотоэлектроны черпаются из зоны проводимости, в к-рой плотность квантовых состояний возрастает с энергией. В полупроводниках плотность состояний в валентной зоне, из к-рой возбуждаются фотоэлектроны, убывает к вершине зоны. Поэтому в энергетич. спектре фотоэлектронов металлов быстрых электронов относительно больше, чем в спектре полупроводников. В полупроводниках, содержащих заметное количество примесей, на длинноволновом участке спектральной характеристики Φ . в. обнаруживаются особенности, отражающие оптич. возбуждение с примесных уровней.

Двухфотонный Φ . в. При большой интенсивности излучения возможно одновременное поглощение электроном двух фотонов. При этом может наблюдаться Φ . в. в области длин волн, значительно превышающих λ_0 обычного (однофотонного) Φ . в. Двухфотонный Φ . в. — явление 2-го порядка малости. Его наблюдение и исследование стали возможными после появления лазеров (см. *Оптический генератор*), способных создавать световые потоки очень высокой плотности. Фототок при двухфотонном Φ . в. I_{Φ_2} пропорционален квадрату интенсивности света (4-й степени амплитуды электр. поля световой волны E). При облучении фотовозбуждением [7]:

$$I_{\Phi_2} \approx \left[\frac{e^5}{\pi} \frac{l}{m^{3/2} (h\nu)^2} \frac{(2h\nu - W_v)^{1/2}}{(W_c - h\nu)^2} \right], \quad (5)$$

где l — средняя глубина выхода фотоэлектронов, W_c и W_v — разность энергий между уровнем вакуума и дном зоны проводимости или вершиной валентной зоны. Из (5) видно, что двухфотонный Φ . в. может иметь место при $h\nu \geq W_v/2$. Двухфотонный Φ . в. наблюдался в Cs_3Sb , где для обычного Φ . в. $h\nu_0 = 2$ эв. Для этого *фотокатода* $I_{\Phi_2} = 1,5 \cdot 10^{-25} E^4$, а/см² (E в в/м). При освещении лазером из неодимового стекла ($h\nu = 1,17$ эв, мощность светового потока ~ 35 вт/см²) $I_{\Phi_2} = 2,5 \cdot 10^{-9}$ а/см².

Лит.: 1) Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; 2) Арсеньева-Гейль А. Н., Внешний фотоэффект с полупроводников и диэлектриков, М., 1957; 3) Пайнс З. Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965; 4) Walker W. C., Rustig I. O., Weisler G. L., J. Opt. Soc. America, 1959, v. 49, № 5, p. 471; 5) Kane E. O., Phys. Rev., 1962, v. 127, № 1, p. 131; 6) Spicer W. E., Phys. Rev. Letters, 1963, v. 11, № 6, p. 243; 7) Sonnenberg H., Heffner H., Spicer W., Appl. Phys. Letters, 1964, v. 5, № 5, p. 95. Т. М. Лифшиц.

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — см. Ядерные реакции.

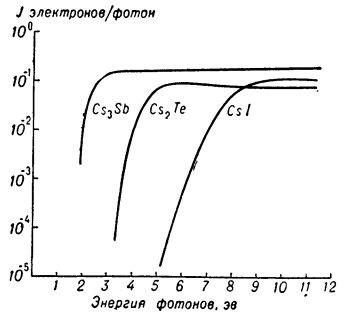


Рис. 5. Спектральные характеристики Cs_3Sb , Cs_2Te и CsI .

ФРАНКА — ГЕРЦА ОПЫТ — опыт, в котором доказано существование дискретных уровней энергии атомов. Проведен Дж. Франком (J. Franck) и Г. Герцем (G. Hertz) в 1913 г. и позже. В опыте (рис. 1) между катодом и сеткой прикладывается разность потенциалов, ускоряющая электроны,

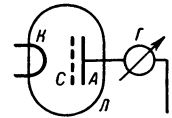


Рис. 1. Схема опыта Франка—Герца: в сосуде L , заполненном парами ртути при давлении ~ 1 мм рт. ст., помещены источник электронов — накаливаемый катод K , сетка C и анод A ; ток на анод регистрируется гальванометром G .

а между сеткой и анодом — небольшая разность потенциалов противоположного направления; снимается зависимость тока на анод I_a от потенциала сетки V_c

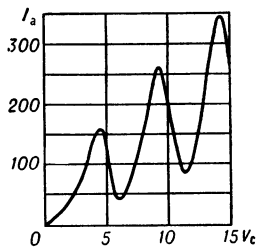


Рис. 2. Изменение электронного тока в зависимости от потенциала сетки.

(при неизменной разности потенциалов между сеткой и анодом). При малом V_c скорости электронов малы, и они испытывают лишь упругие столкновения; при возрастании V_c ток на анод возрастает. Когда V_c достигает критич. значения, при котором скорость электронов достаточна для возбуждения атомов, электроны испытывают неупругие столкновения, теряя практически всю энергию; ток на анод резко уменьшается (рис. 2). Т. о. было доказано, что внутр. энергия атома может меняться не непрерывно, а только скачком.

Лит.: Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1949.

ФРАНКА — КОНДОНА ПРИНЦИП состоит в утверждении, что при переходе молекулы из одного электронного состояния в другое не происходит заметного изменения ни относительного положения, ни скоростей атомных ядер. Ф.—К. п. основан на том обстоятельстве, что за время изменения электронного состояния (т. е. перестройки электронной оболочки) ни геометрия молекулы, ни скорости ядер не успевают заметно измениться. Ф.—К. п. распространяется как на оптич. переходы (с поглощением и испусканием света), так и на неоптич. переходы, напр. при *преддиссоциации* или передаче энергии электронного возбуждения при столкновениях.

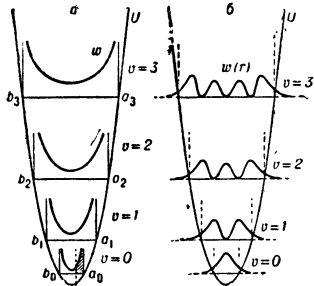


Рис. 1. Кривая потенциальной энергии U с указанием колебательных подуровней v и функции распределения вероятности w осуществления в молекуле определенного межатомного расстояния r для классического гармонического (а) и квантового механического (б) осциллятора.

молекуле с помощью диаграммы потенциальных кривых. На рис. 1, а приведены распределения вероятности осуществления в молекуле разных расстояний r для различных колебательных подуровней v классич.

гармонич. осциллятора, моделирующего двухатомную молекулу. Ф.—К. п. разрешает переходы из одного электронного состояния в другое только по вертикалям на диаграмме потенциальных кривых. В рамках классич. модели это означает, что переходы происходят преимущественно между точками, принадлежащими потенц. кривым двух электронных состояний, к-рым соответствуют различные случаи распределения интенсивности по колебат. полосам, приведены на рис. 2. Случай б имеет широкое распространение, т. к. обычно переход из нижнего состояния

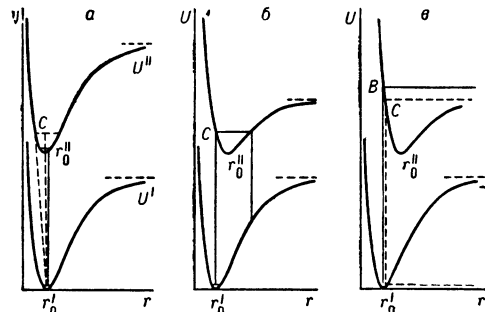


Рис. 2. Три случая распределения интенсивности по колебательным подуровням электронного перехода согласно принципу Франка—Кондона. U' и U'' — потенциальные кривые основного и возбужденного состояний; r'_0 и r''_0 — равновесные расстояния в этих состояниях. Случай а: $r'_0 = r''_0$. Случай б: $r'_0 < r''_0$. Случай в: $r'_0 \ll r''_0$.

в верхнее означает перевод электрона со связывающей орбиты на разрыхляющую. В случае в вертикальный переход переводит молекулу в состояние с энергией, превышающей энергию преддиссоциации в состоянии U'' . Такие переходы вызывают преддиссоциацию молекулы, и им в спектре соответствует сплошная полоса. По существу, классич. модель допускает только 1 разрешенный переход с к.-л. электронно-колебат. уровня на колебат. подуровень другого состояния. В действительности наблюдается большее число полос. Более правильное объяснение распределения интенсивности дается в рамках квантовой механики (рис. 1, б), т. к. квантовомеханич. осциллятору соответствует большее число разрешенных переходов (между точками с максимумами вероятности).

Для многоатомных молекул физич. интерпретация действия Ф.—К. п. не столь проста, ввиду большого числа степеней свободы. Нек-рое приближение возможно для молекул, у к-рых в возбужденном состоянии существенно меняется равновесное расстояние лишь одной из связей, напр. при $\pi\pi^*$ -переходе в ароматич. кетонах, когда существенно меняется расстояние связи $C=O$.

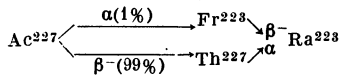
Следствием из Ф.—К. п. является требование, чтобы в колебательной структуре электронной полосы выступали преимущественно уровни полностью симметричных колебаний.

Лит.: 1) Franck J., «Trans. Faraday Soc.», 1925—1926, v. 21, pt 3, p. 536; 2) Condon E. U., «Phys. Rev.», 1928, v. 32, № 6, p. 858; 3) Герцберг Г., Спектры и строение двухатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; 4) Jaffe H. H., Ochs M., Theory and applications of ultraviolet spectroscopy, N. Y.—L., 1962.

ФРАНКЛИН — единица количества электричества в системе единиц СГСФ (см—г—сек—франклин). За 1 Ф. принято количество электричества, к-рое действует в вакууме на равное ему количество, находящееся на расстоянии 1 см, с силой в 1 дину. 1 Ф. = $1/3 \cdot 10^9$ к.

ФРАНЦИЙ (Fr) — химич. элемент I гр. периодич. системы, п. н. 87, массовое число наиболее долгоживущего изотопа 223. Всего сейчас известно 18 изо-

топов Ф. с массовыми числами от 204 до 223, полученных искусственно в различных ядерных реакциях. Все изотопы Ф. радиоактивны. Изотоп Fr^{223} ($T_{1/2} = 21$ мин) возникает в результате α -распада Ac^{227} :



и поэтому имеется в природе как член радиоактивного ряда распада U^{235} . Ввиду ничтожно малых количеств Ф. выделение его в элементарном состоянии и экспериментальное изучение свойств свободного элемента затруднительно. С помощью радиохимич. методов удалось изолировать и идентифицировать ничтожные количества Ф. и изучить основные его химич. свойства. Ф. — типичный щелочной элемент, ближайший аналог Cs. Согласно теоретич. расчетам, Ф. должен иметь плотность 2,4—2,5 г/см³ и $t_{\text{пл}}$ 17,5°. Ф. должен быть самым тяжелым, легкоплавким, электропроводным и летучим из всех щелочных металлов.

Лит.: Гольдманский В. И., Новые элементы в Периодической системе Д. И. Менделеева, 3 изд., М., 1964.

ФРАУНГОФЕРОВЫ ЛИНИИ — линии поглощения в спектре Солнца, наблюдаемые в инфракрасной, ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Коротче $\lambda = 1550 \text{ \AA}$ они не наблюдаются. В инфракрасной и красной частях спектра большинство Ф. л. обусловлено поглощением солнечного излучения в атмосфере Земли (кислородом, парами воды, углекислым газом и др.).

Лит.: Аллен К. У., Астрофизические величины, пер. с англ., М., 1960. Н. Н. Степанян.

ФРЕДГОЛЬМА УРАВНЕНИЯ — интегральные уравнения вида

$$f(x) = \int_a^b K(x; s) \varphi(s) ds, \quad a \leq x, s \leq b \quad (1)$$

(Ф. у. 1-го рода) и

$$f(x) = \varphi(x) - \lambda \int_a^b K(x; s) \varphi(s) dx, \quad a \leq x, s \leq b \quad (2)$$

(Ф. у. 2-го рода), где $K(x; s)$ — данная непрерывная функция от x и s , называемая ядром ур-ния, $f(x)$ — заданная ф-ция, $\varphi(x)$ — искомая ф-ция, λ — параметр. Если λ не является собственным значением ур-ния (2), то ур-ние (2) имеет единственное непрерывное решение, определяемое формулой:

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^b R(x; s; \lambda) f(s) ds,$$

где $R(x; s; \lambda) = D(x; s; \lambda)/D(\lambda)$ называется резольвентой ур-ния (2); здесь

$$D(x; s; \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} d_n(x; s) \lambda^n,$$

$$d_0(x; s) = K(x; s).$$

$$d_m(x; s) = K(x; s) d_m + \int_a^b K(x; t) d_{m-1}(t; s) dt,$$

$$D(\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} d_n \lambda^n,$$

$$d_{m+1} = -\frac{1}{m+1} \int_a^b d_m(s; s) ds, \quad d_0 = 1.$$

Лит. см. при ст. Интегральные уравнения.

ФРЕНЕЛЯ ЗАКОНЫ — законы отражения и преломления света на плоской неподвижной поверхности раздела двух сред, установленные О. Френелем (А. Fresnel, 1823) (подробнее см. Френеля формуль, Отражение света, Преломление света).

ФРЕНЕЛЯ ЗЕРКАЛА (б и зеркала Френеля) — оптич. устройство, состоящее из двух плоских зеркал, расположенных под малым (\sim неск. минут) углом друг к другу, применяемое для наблюдения интерференции света. Предложено О. Френелем.

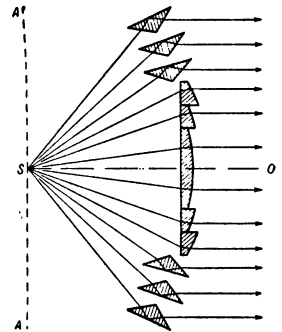
ФРЕНЕЛЯ ЗОНЫ — см. Зоны Френеля.

ФРЕНЕЛЯ ИНТЕГРАЛЫ — интегралы вида

$$S(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \sin t^2 dt \quad \text{и} \quad C(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \cos t^2 dt,$$

встречающиеся при решении задач дифракции света. Несобственные Ф. и. равны $S(\infty) = C(\infty) = 1/2$. Таблицы Ф. и. приводятся во многих справочниках (см., напр., Е. Янке и Ф. Эмде, «Таблицы функций с формулами и кривыми», 1959).

ФРЕНЕЛЯ ЛИНЗА — сложная составная ступенчатая линза, применяемая как оптич. система в маячных и сигнальных фонарях. Теория разработана О. Френелем. В отличие от обычных линз, состоящих из одного куска стекла, ограниченного сферич. поверхностями, Ф. л. состоит из отдельных, примыкающих друг к другу, концентрич. колец небольшой толщины, к-рые в сечении имеют форму призм спец. профиля (рис.). В силу такой конструкции Ф. л. в целом даже при большом угле охвата имеет небольшую толщину, а следовательно, небольшой вес и малое поглощение, что является большим преимуществом. Профиль сечения колец выбирается таким, чтобы сферич. aberrация линзы была невелика, т. е. чтобы лучи света, выходящие из точечного источника S , помещенного в фокусе линзы, после преломления в кольцах выходили из линзы параллельным пучком.



Сечение кольцевой линзы Френеля. В центре линзы — кольца, наружная поверхность которых является частью торической поверхности. По краям линзы — кольца, где, помимо преломления, происходит полное внутреннее отражение.

Различают кольцевые и поясные Ф. л. Кольцевые Ф. л. получают вращением изображенного на рис. профиля вокруг оптич. оси SO и применяются для направления светового потока в к.-л. одном направлении. Поясные Ф. л. представляют собой тело вращения, полученное вращением профиля на рис. вокруг оси ASA' , перпендикулярной оптич. оси. Поясные Ф. л. посылают свет от источника по всем горизонт. направлениям.

Диаметр Ф. л. — от 10—20 см до неск. м. Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М.—Л., 1952.

ФРЕНЕЛЯ ФОРМУЛЫ — ф-лы, определяющие амплитуды и фазы отраженной и преломленной плоских волн, возникающих при падении плоской монохроматич. световой волны на неподвижную плоскую границу раздела двух однородных сред (А. Fresnel, 1823). Ф. ф. различны для разных поляризаций волны. Если электрич. вектор E_p падающей электромагнитной волны лежит в плоскости падения (плоскости, проходящей через волновой вектор и нормаль к границе раздела), то электрич. векторы R_p и D_p соответственно отраженной и преломленной волн также расположены в плоскости падения и их амплитуды связаны соотношениями:

$$R_p = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} E_p, \quad D_p = \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)} E_p \quad (1)$$

В случае s -поляризации (электрич. вектор перпендикулярен плоскости падения) Φ . ϕ . принимают вид:

$$R_s = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} E_s; \quad D_s = \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)} E_s. \quad (2)$$

Здесь φ и ψ — углы падения и преломления, связанные с показателями преломления n_1, n_2 сред соотношением $n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \psi$. В случае непоглощающих сред n_1 и n_2 вещественны, для поглощающих — комплексны. При произвольной поляризации падающей волны $E = E_s + E_p$, амплитуды отраженной и преломленной волн будут равны $R = R_s + R_p$ и $D = D_s + D_p$. Основные следствия из Φ . ϕ . см. в ст. *Отражение света и Преломление света*.

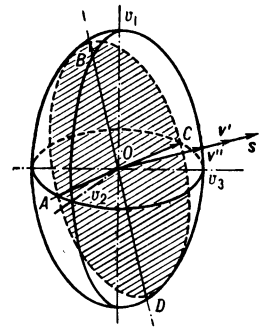
Помимо большого практич. и научного значения, Φ . ϕ . интересны как одно из исторически первых и важнейших подтверждений электромагнитной теории света. Хотя Φ . ϕ . были получены на основе представлений о свете как о колебаниях упругого эфира, вывод ϕ -л (1) и (2) внутренне противоречив и неверен с точки зрения теории упругости. Дело в том, что в механич. теории света на границе раздела сред должно выполняться 6 независимых гранич. условий (равенство смещений и давлений), для удовлетворения к-рых необходимо вводить в теорию 2 поперечные и 2 продольные волны. Однако последние, как показывает опыт, отсутствуют при отражении и преломлении световых волн. В электромагнитной же теории для монохроматич. света существуют только 4 независимых граничных условия (непрерывность тангенциальных компонентов электрич. и магнитного векторов) и для их удовлетворения достаточно 4 амплитуд R_s, R_p, D_s, D_p , характеризующих 2 поперечные волны.

Одно из наиболее существенных условий применимости Φ . ϕ . состоит в предположении о линейности *Максвелла уравнений*. Это условие выполняется в огромном большинстве случаев. Исключение составляет отражение и преломление очень интенсивного света, излучаемого мощными *квантовыми генераторами*. Здесь электромагнитные поля достигают величин, сравнимых с внутримолекулными и внутримолекулярными полями. Вследствие этого дипольный момент, индуцируемый падающей волной в атомах среды (см. *Дипольное излучение*), нелинейно зависит от амплитуды поля, и ур-ния Максвелла оказываются нелинейными. При этих условиях отражение и преломление света сопровождаются рядом новых эффектов. В частности, в обеих граничащих средах возникают волны с частотами, кратными частоте падающего света. Для этих волн углы φ и ψ , вообще говоря, другие, а амплитуды не подчиняются Φ . ϕ .

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3), гл. 22; 2) Гинзбург В. Л., Мотулевич Г. П., «УФН», 1955, т. 55, вып. 4, с. 269; 3) Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964. С. Г. Рауتمان.

ФРЕНЕЛЯ ЭЛЛИпсоИД — эллипсоид, оси к-рого в определенном масштабе равны значениям главных скоростей света в кристалле. Если v_1, v_2, v_3 — оси Φ . ϕ . (рис.), то направления главных скоростей соответственно совпадают: для v_1 и v_2 с направлением оси v_3 ; для v_1 и v_3 — с v_2 ; для v_2 и v_3 — с v_1 . При помощи Φ . ϕ . можно найти величину скорости света в любом направлении в кристалле. Для этого в Φ . ϕ . проводится сечение, перпендикулярное выбранному направлению и проходящее через центр эллипсоида O . Оси полученного эллипса $ABCD$ (на рис. его плоскость заштрихована) в определенном масштабе дают значение скоростей света v' и v'' в направлении s , перпендикулярном плоскости сечения. Φ . ϕ . позволяет, следовательно, построить поверхность волны в кристалле, т. е. поверхность, до к-рой свет доходит за одно и то же время из точечного источника O (действительного или воображаемого), помещенного

внутри кристалла. Т. к. скорость света в каждом направлении имеет в общем случае 2 значения, поверхность волны оказывается двухполостной, т. е. в каждом направлении распространяются две волны, поляризованные взаимно перпендикулярно (подробнее см. *Кристаллооптика*). Из всех центральных сечений Φ . ϕ . 2 сечения имеют форму круга. Величины скоростей v' и v'' в направлениях, перпендикулярных этим сечениям, равны друг другу, т. е. при распространении света в этих



Эллипсоид Френеля: O — центр эллипсоида, v_1, v_2, v_3 — оси эллипсоида (главные скорости света), s — нормаль к плоскости эллипса $ABCD$.

направлениях *двойного лучепреломления* не будет. Эти направления получили название *бирадиалей*, или *лучевых оптических осей*.

Лит.: Шубников А. В., Оптическая кристаллография, М.—Л., 1950. Ф. А. Королев.

ФРОНТЫ АТМОСФЕРНЫЕ — узкие наклонные переходные зоны между двумя *воздушными массами* с различными характеристиками. При пересечении Φ . а. темп-ра, влажность и ветер резко меняются и их градиенты в направлении поперечном Φ . а. на неск. порядков величины больше, чем вне Φ . а. Толщина Φ . а. по вертикали обычно составляет неск. сот м, ширина — десятки км, а длина — тысячи км. Φ . а. простираются вверх до уровня исчезновения различия между воздушными массами, часто достигая тропопаузы. Угол α наклона Φ . а. к горизонту зависит от контрастов темп-ры и скорости ветра:

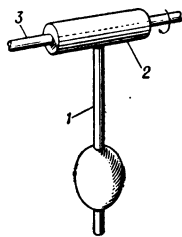
$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\omega \sin \varphi}{g} \frac{v_1 T_2 - v_2 T_1}{T_2 - T_1},$$

где ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта, g — ускорение силы тяжести, v_1, T_1 — скорость ветра и темп-ра в холодном, а v_2, T_2 — в теплом воздухе; $1/50 > \operatorname{tg} \alpha > 1/300$, причем холодный воздух располагается пологим клином под теплым. Внутри Φ . а. темп-ра с высотой мало меняется или даже растет. Φ . а. перемещаются со скоростью, близкой к слагающей ветра в холодном воздухе, перпендикулярной к Φ . а. Если при движении Φ . а. холодный воздух отстает перед теплым, т. е. происходит потепление, Φ . а. наз. теплым, а в противном случае — холодным. Комплексные Φ . а., получающиеся, когда в циклоне холодный фронт (обычно движущийся быстрее) нагоняет теплый, наз. *фронтами окклюзии*. В зоне Φ . а. развиваются вертикальные движения (чему способствует повышенная *бароклинность* в Φ . а. из-за сгущения здесь изотерм и изостер), скорости к-рых равны неск. см/сек, а поперечные зоны, занятой ими, может составлять (особенно около теплых фронтов и фронтов окклюзии) сотни км. Перед и над теплыми Φ . а. и над нижней частью холодных Φ . а. развиваются восходящие потоки, а над верхней частью холодных Φ . а. — нисходящие. В зонах восходящих потоков возникают многослойные системы слоистообразных облаков, из к-рых выпадают обложные осадки. Если *стратификация атмосферы* неустойчива, в зоне Φ . а. развивается конвективная облачность, обуславливающая ливни и грозы.

Лит.: Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., М., 1958, гл. 20. С. М. Шметтер.

ФРУДА МАЯТНИК (или *фрикционный маятник*) — одна из простейших автоколебат. механич. систем. Состоит (рис.) из физич. маятника 1, жестко скрепленного с муфтой 2, насаженной на вра-

щающийся вал 3; угловая скорость вала такова, что она в любой момент времени превосходит угловую скорость маятника. Действующий на маятник момент сил трения (в отличие от случая обычного подвеса) имеет постоянное направление и будет на одном полуцикле, когда маятник и вал движутся в разные стороны, тормозить движение, а на другом, когда маятник и вал движутся в одну сторону, — ускорять. Если сила трения такова, что она на к.н. интервале скоростей с увеличением скорости убывает, то ускоряющий момент будет в среднем больше тормозящего, что приведет к нарастающему (самовозбуждению) колебаний; в результате, при соответствующих условиях в системе могут установиться автоколебания.



Лит.: 1) Стрелков С. П., Маятник Фруда, «ЖТФ», 1933, т. 3, вып. 4; 2) Харкевич А. А., Автоколебания, М., 1954, § 8.

ФРУДА ЧИСЛО — безразмерная величина, характеризующая соотношение между инерционными силами и силами тяжести в потоке жидкости. Ф. ч. введено У. Фрудом (Froude) и определяется соотношением $Fr = v^2/gl$, где v — скорость потока (или скорость тела, движущегося в жидкой среде), l — характерный размер потока (или тела, движущегося в потоке), g — ускорение силы тяжести. Если два потока жидкости 1 и 2 с геометрически подобными границами подобны динамически, то Ф. ч. для этих потоков должны быть равны между собой, т. е. $v_1^2/gl_1 = v_2^2/gl_2$. Это соотношение наз. условием подобия Фруда (см. *Подобия теория*); им руководствуются при испытании моделей кораблей и глиссеров в опытовых бассейнах, когда определяют волновое сопротивление корабля, при изучении движения жидкости в открытых руслах, при испытании моделей плотин, шитов и др. гидротехнич. сооружений. Если при экспериментировании с моделью соблюдается условие подобия Фруда, то коэфф. волнового сопротивления корабля, потери энергии в гидравлич. прыжке и др. характеристики потока, зависящие от силы тяжести, будут одинаковы с соответствующими характеристиками натурального объекта.

ФТОР (Fluogum), F, — хим. элемент VII гр. периодич. системы Менделеева, галоген; п. н. 9, ат. в. 18,9984. Существует лишь один стабильный изотоп F^{19} . Важнейший β^+ радиоактивный изотоп F^{18} ($T_{1/2} = 111$ мин). Электронная конфигурация $2s^2 2p^5$. Энергия ионизации (эВ) $F^0 \rightarrow F^+ \rightarrow F^{2+} \rightarrow F^{3+} \rightarrow F^{4+} \rightarrow F^{5+} \rightarrow F^{6+} \rightarrow F^{7+}$ 17,418; 34,98; 62,65; 87,23; 114,24; 157,12; 185,14. Сродство к электрону 3,62 эв.

При норм. условиях Ф. — газ бледножелтого цвета. Молекулярный радиус 3,02 Å, ионный радиус F^- 1,33 Å. При 45,55° (все темп-ры в °K) существует фазовое превращение. Плотность при норм. условиях 1,39 г/л, плотность жидкого Ф. (г/см^3) 1,639 (65,4°); 1,509 (85,2°). Поверхностное натяжение 13,6 дн/см (63°), вязкость 209,3 мкПа (0°С), вязкость жидкого Ф. (снв) 0,414 (69,2°); 0,257 (83,2°). $T_{пл}$ 53,54°, $T_{кип}$ 85,20°. Теплоты плавления и испарения (кал/моль) 372 и 1581, теплота фазового перехода 1,739 кал/моль. Упругость насыщенного пара р (мм рт. ст.) жидкого Ф. $\lg p = 7,08718 - 357,258T^{-1} - 1,3155 \cdot 10^{13} T^{-8}$; твердого Ф.: $\lg p = 8,233 - 430,06 T^{-1}$. Критич. темп-ра —129°С, критич. давление 55 атм. Теплоемкость C_p (кал/моль · град) атомного Ф. 5,436 (25°С), молекулярного 7,4870. От 0 до 1700°С уд. теплоемкость (кал/г · град) молекулярного Ф.: $C_p = 0,2354 + 0,79 \cdot 10^{-5} T - 2,37 \times 10^{-8} T^2$. Коэфф. объемного расширения $3 \cdot 10^{-3}$ (73°).

Диэлектрич. проницаемость 1,567 (57,40°); 1,517 (83,21°). Валентность Ф. —1. Образует соединения с большинством элементов.

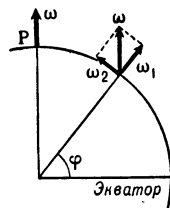
Лит.: 1) Рысс И. Г., Химия фтора и его неорганических соединений, М., 1956; 2) Фтор и его соединения, пер. с англ., т. 1—2, М., 1953—56; 3) Advances in fluorine chemistry, v. 1—3, L., 1960—63.

А. М. Егоров.

ФУКО МАЯТНИК — устройство для демонстрации опыта, подтверждающего вращение Земли. Ф. м. представляет собой массивный груз на проволоке или нити (длиной в неск. дес. м), укрепленной на опоре с помощью карданного шарнира или горизонтального подшипника, дающего возможность качания маятника в любой вертикальной плоскости. В результате вращения Земли плоскость качания маятника медленно поворачивается относительно указателей на земной поверхности.

Силы, действующие на груз маятника — силы притяжения и натяжения нити, — лежат в плоскости качания маятника и не могут вызывать ее вращения. С точки зрения наблюдателя, находящегося вне Земли в инерциальной системе координат, связанной со звездами, вращение плоскости качания объясняется вращением земной поверхности вместе с указателями, относительно к-рых определяется положение этой плоскости. На полюсе Земли, где плоскость качания сохраняет неизменным положение относительно звезд, наблюдатель на земной поверхности видел бы вращение плоскости качания с угловой скоростью ω_m , равной угловой скорости Земли ω , но направленной в противоположную сторону.

На широтах $\varphi \neq \pm 90^\circ$ плоскость качания маятника, проходящая через линию отвеса, не может сохранять постоянное положение относительно звезд и в нек-рой мере, зависящей от широты, участвует во вращении Земли. Соответственно она медленнее вращается относительно указателей на земной поверхности. На рис. вектор углового вращения Земли ω разложен на составляющие ω_1 и ω_2 , из к-рых ω_1 (аналогично вектору ω на полюсе P) определяет взаимное вращение земной поверхности и плоскости качания маятника, а ω_2 обуславливает вращение плоскости качания маятника вместе с Землей. Из рис. ясно, что для земного наблюдателя плоскость качания маятника вращается с угловой скоростью $\omega_m = \omega_1 = \omega \sin \varphi$. На экваторе ($\varphi = 0$) плоскость качания Ф. м. не вращается, а в Юж. полушарии Земли вращается в противоположном направлении по сравнению с Сев. полушарием. Для объяснения вращения плоскости качания Ф. м., с точки зрения наблюдателя на земной поверхности (во вращающейся вместе с Землей системе координат), привлекаются *Кориолиса силы*. В действительности качание маятника под влиянием сил Кориолиса происходит не в плоскости, а по конич. поверхности. При этом, поскольку запуск маятника производится из точки макс. отклонения, он всегда минует точку равновесия, проходя правее от нее (в Сев. полушарии). Строгая теория Ф. м. приводит к более точному ур-нию для угловой скорости вращения маятника:



$$\omega_m = \omega [1 - 3/8 (a/l)^2] \sin \varphi,$$

где a — линейная амплитуда маятника, l — его длина; добавочный член, уменьшающий угловую скорость, тем меньше, чем больше длина маятника. Поэтому для демонстрации опыта целесообразно применять Ф. м. с возможно большей длиной. Первый такой маятник, сооруженный Л. Фуко (L. Foucault) в Парижском Пантеоне (1851), имел $l = 67$ м. Длина Ф. м. в Исаакиевском соборе в Ленинграде 98 м.

Н. П. Ерпылев.

ФУКО ТОКИ — см. *Вихревые токи*.

ФУНКЦИОНАЛ — обобщение понятия функции. Первоначально возникло в вариационном исчислении, где обозначало переменную величину, зависящую от функции (линии) или от нескольких линий (напр., работа силового поля вдоль того или иного пути; длина дуги кривой, соединяющей данные точки), то есть числовую функцию, определенную на нек-ром функциональном пространстве. В дальнейшем под Ф. стали понимать числовую функцию, определенную на произвольном линейном пространстве. На Ф. перенесены основные понятия и операции классич. анализа (непрерывность, предельный переход и др.). Весьма важный и наиболее изученный класс Ф. — класс *линейных функционалов*.

ФУНКЦИОНАЛОВ МЕТОД — см. *Фока метод функционалов*.

ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ПРОСТРАНСТВО — совокупность ф-ций с определенным для них тем или иным способом понятием расстояния или, более обще, близости. Ф. п., содержащее вместе с каждым двумя элементами f_1 и f_2 все их линейные комбинации $\alpha f_1 + \beta f_2$, где α и β — действит. или комплексные числа, называется линейным Ф. п. Примером линейного Ф. п. является *гильбертово пространство*, напр. такое, элементами которого являются волновые ф-ции в квантовой механике.

ФУНКЦИЯ СТАТИСТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ — функция, характеризующая распределение вероятностей физич. величин. См. *Статистическая физика*.

ФУНКЦИЯ ТОКА — ф-ция координат $\psi(x, y)$ в плоской задаче гидродинамики несжимаемой жидкости, производные к-рой по координатам связаны с проекциями скорости u, v соотношениями $u = \partial\psi/\partial y$, $v = -\partial\psi/\partial x$. Семейство кривых $\psi = \text{const}$ представляет *линии тока*. Величина ψ для данной линии тока может быть интерпретирована как секундный объемный расход жидкости в плоском ее движении через трубку тока, ограниченную данной линией тока и нек-рой «нулевой» условно соответствующей $\psi = 0$. В случае плоского стационарного движения сжимаемой жидкости (газа) с переменной плотностью ρ Ф. т. определяется соотношениями $\rho u = \rho_0 \partial\psi/\partial y$, $\rho v = -\rho_0 \partial\psi/\partial x$, где ρ_0 — к.-н. характерная постоянная плотность.

Ф. т. может быть определена не только в плоском движении, но и в таком пространственном, для к-рого в выбранных криволинейных координатах *неразрывности уравнение* сводится к двум слагаемым. Такова, напр., *стоксова Ф. т.* для продольного осесимметричного движения. Ф. т. представляет частный случай наличия векторного потенциала скорости. Если в нек-рой системе криволинейных координат векторный потенциал A , связанный со скоростью равенством $v = \text{rot } A$, имеет лишь одну компоненту (проекцию), то она и является Ф. т. для данного движения. В случае плоского безвихревого движения несжимаемой жидкости Ф. т. сопряжена с *потенциалом скоростей* φ равенствами $\partial\psi/\partial y = \partial\varphi/\partial x$, $\partial\psi/\partial x = -\partial\varphi/\partial y$ и образует вместе с ним комплексный потенциал $w = \varphi + i\psi$.

Лит.: 1) Л о й ц я н с к и й Л. Г., *Механика жидкости и газа*, М., 1959; 2) К о ч и н Н. Е., К и б е л ь И. А., Р о з е Н. В., *Теоретическая гидромеханика*, ч. 1, 6 изд., М., 1963.

ФУРЬЕ ИНТЕГРАЛ — формула для разложения непериодических функций на гармонич. компоненты, частоты к-рых пробегают непрерывную совокупность значений. Если функция $f(x)$ удовлетворяет на каждом конечном отрезке условиям Дирихле (см. *Фурье ряды*) и если сходится $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx$, то

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} du \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos u(x-t) dt.$$

Эту формулу можно представить также в виде

$$f(x) = \int_0^{\infty} [a(u) \cos ux + b(u) \sin ux] dx, \quad (1)$$

$$\text{где } a(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos ut dt, \quad b(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \sin ut dt.$$

Ф-лу (1) можно рассматривать как предельную форму ряда Фурье для функций, имеющих период $2T$, когда $T \rightarrow \infty$. При этом $a(u)$ и $b(u)$ аналогичны коэффициентам Фурье функции $f(t)$. Часто встречается также комплексная форма Ф. и.:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} du \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{iu(x-t)} dt.$$

Лит. см. при статье *Фурье преобразование*.

ФУРЬЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ (данной функции) — функция, выражающаяся через данную функцию $f(x)$ формулой:

$$g(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{iut} dt. \quad (1)$$

Если функция $f(x)$ — четная, то ее Ф. п. равно

$$g(u) \equiv F_c(u) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(t) \cos ut dt \quad (2)$$

(косинус-преобразование), а если $f(x)$ — нечетная функция, то

$$g(u) \equiv F_s(u) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(t) \sin ut dt \quad (3)$$

(синус-преобразование). Ф-лы (2) и (3) симметричны относительно $f(x)$ и $g(x)$, то есть, напр., для четных функций

$$f(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} g(u) \cos ut du \quad (4)$$

(аналогично — для нечетных функций). В общем случае имеет место формула

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(u) e^{-iux} du. \quad (5)$$

Если существует $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx$, то интегралы в ф-лах (1) — (5) сходятся в среднем, причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} |g(u)|^2 du$$

(теорема Планшереля). Физич. смысл этой ф-лы заключается в равенстве энергии нек-рого колебания сумме энергий его гармонич. компонент.

Ф. п. имеет многочисленные применения в теории теплопроводности, колебаний и при решении многих других задач математич. физики. Оно применяется для вывода различных формул в теории специальных функций, а также при решении дифференциальных, разностных и интегральных уравнений.

Ф. п. имеет ряд обобщений в теории цилиндрич. функций, уравнений Штурма—Лиувилля и т. д. В связи с теорией *обобщенных функций* развивается теория Ф. п. быстро растущих функций.

Лит.: Т и т ч м а р ш Е. К., *Введение в теорию интегралов Фурье*, пер. с англ., М.—Л., 1948. *Н. Я. Виленкин.*

ФУРЬЕ РЯДЫ — ряды, служащие для гармонического анализа периодич. функций, т. е. для разложения периодич. функций на гармонич. компоненты.

Если функция $f(x)$ имеет период $2T$, то ее Ф. р. имеет вид

$$\frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{\pi n x}{T} + b_n \sin \frac{\pi n x}{T} \right).$$

При достаточно широких предположениях о $f(x)$, напр., если $f(x)$ имеет на отрезке $(-T, T)$ конечное число максимумов и минимумов, причем в точках разрыва $f(x) = [f(x-0) + f(x+0)]/2$ (т. н. условие Дирихле) Ф. р. сходится при всех x к $f(x)$. В более общем смысле Ф. р. называют ряды для разложения по ортогональным системам функций (ряды Фурье — Бесселя, Фурье — Лежандра и др.).

F-ЦЕНТРЫ (Farbzentren) — центры окраски в кристаллах, представляющие собой дефекты кристаллич. структуры, возникающие в результате локализации электрона вблизи вакантного анионного узла. Эта модель F-ц. предложена Де-Буром (J. H. de Boer, 1937), ее теоретич. расчет произведен С. И. Пекаром [1] на основе поляронной теории (см. Ловушки, Полярон).

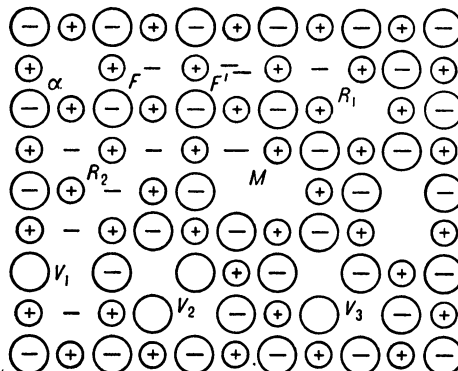
Наиболее полно F-ц. изучены в щелочногалоидных кристаллах, где они возникают под воздействием рентгеновских или γ -лучей или света, соответствующего области собственного поглощения (фотохимич. или субстративное окрашивание). Эти центры обуславливают селективную полосу поглощения (F-полосу) колоколообразного вида, как правило, смещающуюся для кристаллов с одинаковым анионом (катионом) в сторону длинных волн при увеличении веса катиона (аниона). С понижением темп-ры кристалла полуширина F-полосы уменьшается, а ее максимум смещается в сторону коротких длин волн.

F-ц., возникающие при фотохимич. окрашивании, легко разрушаются нагреванием или воздействием света, поглощаемого в F-полосе.

Щелочногалоидные кристаллы могут быть окрашены и др. методами, наз. аддитивными: прогреванием в парах щелочного металла, введением электронов в нагретый кристалл из остроколенного катода, электролизом. При аддитивных методах окраски электрон, вводимый в кристалл, замещает в нем ушедший ион галоида. Положение и форма F-полосы в случае аддитивного окрашивания такие же, как и при фотохимич., однако устойчивость F-ц. при аддитивном окрашивании выше. В этом случае окраска не может быть уничтожена воздействием света, соответствующего F-полосе, или нагреванием, поскольку, как установлено хим. методами, в кристалле имеется стехиометрич. избыток щелочного металла (недостаток ионов галоида).

Кроме F-ц., в щелочногалоидных кристаллах обнаружены и др., более сложные, центры окраски, представляющие собой различные комбинации анионных и катионных вакансий с локализовавшимися на них в нек-рых случаях электронами или дырками. В зависимости от того, скомпенсирован или нет заряд отсутствующего иона локализованным электроном

или дыркой, центр может быть заряженным или нейтральным. На рис. представлена схематич. модель центров окраски в щелочногалоидных кристаллах [3]. Электронные центры окраски F' , R_1 , R_2 и M имеют полосы поглощения в более длинноволновой части спектра, чем F-ц.; дырочные центры V_1 , V_2 и V_3 — в более коротковолновой. α -полоса соответствует поглощению галоидов решетки, расположенных



Схематическое изображение центров окраски: α , F , F' — центры единичных анионных вакансий с зарядом $+1, 0$ и -1 соответственно. R_1 и R_2 — центры двойных анионных вакансий с зарядом $+1$ и 0 ; M — нейтральная комбинация двух анионных и одной катионной вакансий; V_1 — нейтральная катионная вакансия; V_2 и V_3 — двойные катионные вакансии с зарядом 0 и -1 .

рядом с анионной вакансией; она находится на краю собств. спектра поглощения кристалла. В щелочногалоидных кристаллах имеется еще β -полоса поглощения (немного более коротковолновая, чем α -полоса), к-рую приписывают поглощению галоидов решетки, расположенных рядом с F-ц.

Центры окраски обнаружены также во флуорите, кварце и др. кристаллах и минералах. Отличие центров окраски от окраски, вызываемой примесными (активаторными) центрами, заключается в том, что первые могут быть созданы с помощью облучения и уничтожены или видоизменены нагреванием и воздействием света соответствующих длин волн, а вторые в большинстве случаев устойчивы к этим воздействиям. В ряде веществ центры окраски могут быть центрами люминесценции.

Лит.: 1) П е к а р С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М.—Л., 1951; 2) К а ц М. Л., Люминесценция и электронно-дырочные процессы в фотохимически окрашенных кристаллах щелочно-галоидных соединений, Саратов, 1960; 3) Полупроводники, под ред. Н.-Б. Хеннея, пер. с англ., М., 1962, с. 79; 4) П ш и б р а м К., Окраска и люминесценция минералов, пер. с англ., М., 1959. З. Л. Моргентерн.

ФЭР (rep) — физ. эквивалент рентгена — доза корпускулярного ионизирующего излучения (α -, β -частицы и нейтроны), образующая в воздухе такую же ионизацию, как и доза рентгеновского или γ -излучения в 1 рентген. Доза в 1 Ф. соответствует образованию $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов на $0,001293$ г воздуха.

Х

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ КРИВАЯ — зависимость оптич. плотности фотографич. почернения D от логарифма количества освещения H , действовавшего на фотографич. слой; основная функциональная зависимость *сенситометрии*.

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА — см. *Дебаевская температура*.

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ЧАСТОТЫ (групповые частоты) — частоты колебательного спектра, мало изменяющиеся для ряда молекул, содержащих одну и ту же химич. группу, и тем самым как бы характеризующие эту химич. группу. Сформулированное здесь качественное понятие $X.ч.$ возникло при рассмотрении экспериментальных спектров комбинационного рассеяния света. Теоретич. подход к $X.ч.$ основан на изучении специфики соответствующих им нормальных колебаний молекул. Норм. колебание представляет собой такое колебл. движение молекулы (как классической механ. системы), при к-ром все атомы совершают периодич. движения с одной и той же частотой (в системе координат, жестко связанной с равновесной конфигурацией молекулы). Каждому норм. колебанию соответствует не только определенная частота, но и определенная форма, т. е. определенное соотношение между изменениями обобщенных координат в процессе колебания. Это приводит к необходимости введения отдельных понятий характеристичности по частоте и характеристичности по форме для нек-рой химич. группы (точнее для совокупности внутренних координат, ей соответствующей).

Норм. колебание молекулы наз. характеристичным по частоте (по форме) для нек-рой совокупности внутренних координат, если оно близко по частоте (соответственно по форме) к одному из норм. колебаний этой совокупности. Для оценки характеристичности по частоте (по форме) имеются количественные критерии, вводимые различными способами. Если норм. колебание молекулы характеристично и по частоте и по форме для нек-рой совокупности внутренних координат, то его наз. характеристичным для последней.

Понятие $X.ч.$ как частоты, сопутствующей определенной химич. группе в ряде молекул, содержащих эту группу, связано с устойчивостью характеристичности, т. е. с сохранением характеристичности при переходе от одной молекулы к другой. Как правило, $X.ч.$ являются частотами устойчивых характеристичных колебаний.

Устойчивость характеристичности связана со спецификой химич. сил, проявляющейся в том, что динамич. свойства данной химич. группы часто мало зависят от того, в какой молекуле эта группа находится. Для расчета норм. колебаний, соответствующих $X.ч.$, имеются спец. приближенные методы. Во мн. случаях можно заранее расчетным путем определить, обладает ли нек-рая химич. группа $X.ч.$

Интенсивности, соответствующие $X.ч.$ в колебательных спектрах, часто также оказываются близкими в ряду молекул, содержащих одинаковые химич. группы.

$X.ч.$ служат прежде всего для качественного исследования строения молекул; в отдельных случаях — для количественного анализа смесей (по соотношению между интенсивностями различных $X.ч.$) и для измерения скоростей процессов (по изменению интенсивности $X.ч.$ со временем). В нек-рых случаях $X.ч.$ позволяют обнаруживать наличие *поворотной изомерии* и устанавливать конфигурацию поворотных изомеров (на основании расчета соответствующих норм. колебаний).

Изменение значения $X.ч.$, соответствующей некоторой химич. группе, при переходе от одной молекулы к другой не позволяет непосредственно судить об изменении распределения электронного облака в этой группе (изменении «характера химич. связей»). Всякие суждения такого рода, если и могут быть сделаны, то только на основании результатов анализа расчета соответствующих норм. колебаний. Данные по $X.ч.$ см. [2, 3].

Лит.: 1) К о л ь р а у ш К., Спектры комбинационного рассеяния, пер. с нем., М., 1952; 2) Б е л л а м и Л., Инфракрасные спектры сложных молекул, пер. с англ., М., 1963; 3) Применение спектроскопии в химии. Сб., под ред. В. Веста, пер. с англ., М., 1959; 4) М а я н ц Л. С., Теория характеристических частот и некоторые ее применения, «Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева», 1950, т. 5; 5) е г о ж е, Теория и расчет колебаний молекул, М., 1960. Л. С. Маянц.

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ матрицы — алгебраическое уравнение вида

$$\begin{vmatrix} a_{11} - \lambda & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} - \lambda & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} - \lambda \end{vmatrix} = 0;$$

определитель в левой части $X.у.$ получается из определителя матрицы $A = \|a_{ik}\|_1^n$ вычитанием λ из диагональных элементов. Этот определитель есть многочлен относительно λ — характеристический многочлен. В раскрытом виде $X.у.$ будет:

$$(-\lambda)^n + S_1(-\lambda)^{n-1} + S_2(-\lambda)^{n-2} + \dots + S_n = 0,$$

где $S_1 = a_{11} + a_{22} + \dots + a_{nn}$ — т. н. след матрицы, S_2 — сумма всех главных миноров 2-го порядка, т. е. миноров вида

$$\begin{vmatrix} a_{ii} & a_{ik} \\ a_{ki} & a_{kk} \end{vmatrix} \quad (i < k) \text{ и т. д., а } S_n \text{ — определитель}$$

матрицы A . Корни $X.у.$ $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ наз. собственными значениями матрицы A . У действительной симметричной матрицы, а также у эрмитовой матрицы все λ_k действительны, у действительной кососимметрич. матрицы все λ_k — чисто мнимые числа; в случае действительной ортогональной матрицы, а также унитарной матрицы все $|\lambda_k| = 1$.

Х. у. встречаются в самых разнообразных областях математики, механики, физики, техники. В астрономии при определении вековых возмущений планет также приходят к Х. у.; отсюда и второе название для Х. у. — вековое уравнение.

Х. у. линейного дифференциального ур-ния с постоянными коэффициентами

$$a_0 y^{(n)} + a_1 y^{(n-1)} + \dots + a_{n-1} y' + a_n y = 0$$

— алгебраическое ур-ние, к-рое получается из данного дифференциального ур-ния после замены функции y и ее производных соответствующими степенями величины λ , т. е. ур-ние

$$a_0 \lambda^n + a_1 \lambda^{n-1} + \dots + a_{n-1} \lambda + a_n = 0.$$

Х. у. для системы линейных дифференциальных уравнений

$$\frac{dy_i}{dx} = \sum_{k=1}^n a_{ik} y_k \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

совпадает с Х. у. матрицы $A = \| a_{ik} \|_1^n$, составленной из коэф. ур-ний данной системы.

ХАРАКТРОН — см. *Знакопечатающая трубка*.

ХАРТРИ СИСТЕМА ЕДИНИЦ — *естественная система единиц* с основными единицами: зарядом электрона $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЕ (см^{3/2} · э^{1/2} · сек⁻¹), массой электрона $m_e = 9,109 \cdot 10^{-28}$ г, радиусом первой боровской орбиты атома водорода $a_0 = 0,5292 \cdot 10^{-8}$ см и Планка постоянной $\hbar = h/2\pi = 1,0545 \cdot 10^{-27}$ эрг · сек. Х. с. е. находит применение в ядерной физике.

ХАРТРИ — ФОКА МЕТОД (метод самосогласованного поля) — распространенный метод приближенного описания и расчета системы взаимодействующих фермионов в квантовой механике; был разработан Д. Р. Хартри (1928) и В. А. Фоком (1930) для объяснения спектров атомов. Впоследствии успешно применялся для расчета стационарных состояний атомов и молекул, а также для описания данных по рассеянию электронов атомами, фотоэффекту и др. реакциям, в к-рых играют роль электронные оболочки атомов. Х. — Ф. м. широко используются также в физике твердого тела и ядерной физике.

Х. — Ф. м. основан на предположении о том, что с достаточной точностью движение каждой частицы системы определяется самосогласованным полем, т. е. полем взаимодействия данной частицы со всеми остальными частицами системы, усредненным по движению этих остальных частиц. Волновая ф-ция Ψ системы одинаковых фермионов (напр., электронов) записывается в виде детерминанта, построенного из N одночастичных волновых ф-ций $\psi_i(\xi_k)$, $i, k = 1, \dots, N$:

$$\Psi = \frac{1}{(N!)^{1/2}} \begin{vmatrix} \psi_1(\xi_1) & \dots & \psi_1(\xi_N) \\ \vdots & & \vdots \\ \psi_N(\xi_1) & \dots & \psi_N(\xi_N) \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Здесь ξ_k — совокупность всех координат k -той частицы (радиус-вектор, спин и т. д.), N — число частиц в системе. Ф-ции $\psi_i(\xi_k)$ определяются при помощи вариационного принципа квантовой механики, согласно к-рому среднее значение оператора энергии системы \hat{H} стационарно относительно любой вариации $\delta\Psi$ волновой ф-ции системы, сохраняющей норму этой ф-ции, если только Ψ — волновая ф-ция основного состояния:

$$\delta \int d\xi_1 \dots \int d\xi_N \Psi^* \hat{H} \Psi = 0, \quad (2)$$

при независимом варьировании ф-ций $\psi_i(\xi_k)$ и при сохранении нормы

$$\int d\xi_1 \dots \int d\xi_N \Psi^* \Psi = 1. \quad (3)$$

Вариационная задача (2), (3) приводит к системе нелинейных интегродифференциальных ур-ний, к-рые могут быть решены итерационным методом.

Условие антисимметрии полной волновой ф-ции для системы с полным спином S приводит к след. выражению для координатной части волновой ф-ции (см. *Фока условия симметрии*):

$$\Psi = \Psi_1(r_1, \dots, r_k) \Psi_2(r_{k+1}, \dots, r_N), \quad (4)$$

где

$$\Psi_1 = \frac{1}{(k!)^{1/2}} \begin{vmatrix} \psi_1(r_1) & \dots & \psi_1(r_k) \\ \vdots & & \vdots \\ \psi_k(r_1) & \dots & \psi_k(r_k) \end{vmatrix}, \quad (5)$$

$$\Psi_2 = \frac{1}{[(N-k)!]^{1/2}} \begin{vmatrix} \psi_1(r_{k+1}) & \dots & \psi_1(r_N) \\ \vdots & & \vdots \\ \psi_{N-k}(r_{k+1}) & \dots & \psi_{N-k}(r_N) \end{vmatrix} \quad (5')$$

описывают состояние электронов с разными направлениями спина. В ф-лах (5), (5') $k = \frac{1}{2} N + S$ определяет число различных ортонормированных ф-ций $\psi_i(r)$. Для иллюстрации рассмотрим атом He в состоянии со спином $S = 1$. Гамильтониан имеет вид (в атомных единицах: единица длины \hbar^2/me^2 , единица энергии me^4/\hbar^2):

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + (1/r_{12}), \quad \hat{H}_i = -\Delta_i/2 - 2/r_i, \quad (6)$$

где r_i ($i = 1, 2$) — расстояние i -го электрона от ядра, Δ_i — оператор Лапласа, действующий на координату i -го электрона; r_{12} — расстояние между электронами. Т. к. здесь спины двух электронов параллельны, то

$$\Psi = \Psi_1 = 2^{-1/2} (\psi_1(r_1) \psi_2(r_2) - \psi_1(r_2) \psi_2(r_1)). \quad (7)$$

Варьируя среднее значение энергии, получаем в этом случае ур-ния

$$\begin{aligned} [\Delta/2 + 2/r + E - H_{22} - G_{22}(r)] \psi_1(r) + \\ + [H_{12} + G_{12}(r)] \psi_2(r) = 0, \\ [\Delta/2 + 2/r + E - H_{11} - G_{11}(r)] \psi_2(r) + \\ + [H_{12} + G_{12}(r)] \psi_1(r) = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где E — энергия атома, а

$$G_{ab}(r_1) = \int [\psi_a(r_2) \psi_b(r_2)/r_{12}] dV_2, \\ H_{ab} = \int \psi_a(-\Delta/2 - 2/r) \psi_b dV \quad (a, b = 1, 2). \quad (9)$$

Второй («обменный») член в ур-ниях (8) возникает в результате учета свойств симметрии волновой ф-ции. Этим членом ур-ния метода, разработанного Фоком, отличаются от ур-ний Хартри, в к-рых вместо (7) берется $\Psi' = \psi_1(r_1) \psi_2(r_2)$.

При описании протяженных систем и ядер более удобно пользоваться формализмом вторичного квантования (см. *Операторы, Квантовая теория полей*). Гамильтониан системы фермионов при этом имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_{i,j} T_{ij} a_i^\dagger a_j + \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} V_{ij,kl} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k, \quad (10)$$

где T_{ij} и $V_{ij,kl}$ — матричные элементы эрмитовых матриц кинетич. энергии и энергии взаимодействия частиц. Операторы рождения a_i^\dagger и уничтожения a_i соответствуют одночастичным ф-циям ψ_i в ф-ле (1) и удовлетворяют фермиевским перестановочным соотношениям:

$$[a_i, a_j]_+ = a_i a_j + a_j a_i = [a_i^\dagger, a_j^\dagger]_+ = 0, \quad [a_i, a_j^\dagger]_+ = \delta_{ij}. \quad (11)$$

В этом представлении ф-ция (1) имеет вид

$$\Psi = a_1^\dagger a_2^\dagger \dots a_N^\dagger |0\rangle, \quad (12)$$

где $|0\rangle$ — состояние вакуума (т. е. $a_i |0\rangle = 0$ при всех i), а унитарному преобразованию одночастичных ф-ций $\psi_i \rightarrow U_{ij} \psi_j$ соответствует унитарное преобразование операторов a_i, a_i^\dagger с той же матрицей U :

$$a_i \rightarrow U_{ij} a_j, \quad a_i^\dagger \rightarrow a_j^\dagger U_{ji}^{-1}, \quad (13)$$

приводящее к преобразованию матриц T и V :

$$T_{ij} \rightarrow U_{ik}^{-1} T_{kl} U_{lj}, \\ V_{ij,kl} \rightarrow U_{iv}^{-1} U_{ju}^{-1} V_{vu, \rho\eta} U_{\rho k} U_{\eta l}. \quad (14)$$

Решение ур-ний Хартри — Фока сводится к отысканию матрицы U , диагонализующей оператор самосогласованного поля \hat{H}^c . с.:

$$\hat{H}^c \text{ с.} \equiv \sum_{i,j} H_{ij}^c c_i^\dagger a_j = \sum_i \epsilon_i a_i^\dagger a_i, \quad (15)$$

матричные элементы к-рого связаны с матричными элементами T_{ij} и $V_{ij,kl}$ ф-лой

$$\hat{H}_{ij}^c \text{ с.} = T_{ij} + \sum_{k=1}^N (V_{ik, jk} - V_{ik, kj}). \quad (16)$$

(Индексы операторов a_i^\dagger в (12) и индекс k в (16) соответствуют N самым низким значениям энергии ϵ_i).

Условие диагональности матрицы H_{ij}^c с. эквивалентно условию стационарности среднего значения энергии в состоянии (12) при инфинитезимальном преобразовании операторов a типа (13).

Обобщением X. — Ф. м. является метод $u - v$ преобразования, предложенный Н. Н. Боголюбовым и широко применяемый в теории сверхпроводимости и в ядерной физике. Волновая функция основного состояния системы определяется в этом случае как вакуум по отношению к операторам

$$a_i = \sum_j (u_{ij} a_j - v_{ij} a_j^\dagger) \quad (17)$$

с матрицами u, v , удовлетворяющими условиям, при к-рых преобразование от a к a является каноническим преобразованием, а среднее значение энергии минимально. Условие вакуума ($a_i \Psi_0 = 0$ при всех i) устанавливает связь между средними от 2-х и от 4-х операторов a в состоянии $|\Psi_0\rangle$: $\langle a_1^\dagger a_2^\dagger a_3 a_4 \rangle = \langle a_1^\dagger a_2 \rangle \langle a_3^\dagger a_4 \rangle - \langle a_1^\dagger a_3 \rangle \langle a_2^\dagger a_4 \rangle + \langle a_1^\dagger a_4 \rangle \langle a_2^\dagger a_3 \rangle$ (18)

Последний член в (18) обращается в нуль при переходе к обычному X. — Ф. м. Т. о., в обобщенном X. — Ф. м. учитываются дополнит. корреляции между частицами, не сводящиеся к взаимодействию частиц с самосогласованным полем. Из ф-лы (18) видно, что эти корреляции существенны, если велики амплитуды $\langle a_i^\dagger a_j \rangle$. Такая ситуация возникает в том случае, если система проявляет свойства совокупности большого числа одинаковых бозонов, образовавшихся в результате взаимодействия фермионных пар. Поэтому корреляции рассматриваемого типа наз. парными.

Ур-ния обобщенного X. — Ф. м. могут быть записаны в форме

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle a_i^\dagger a_j \rangle = \langle [a_i^\dagger a_j, \hat{H}] \rangle = 0, \quad (19)$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle a_i a_j \rangle = \langle [a_i a_j, \hat{H}] \rangle = 0$$

(здесь $[\hat{b}, \hat{H}] = \hat{b}\hat{H} - \hat{H}\hat{b}$). Ур-ния (19) с помощью ф-лы (18) позволяют в принципе определить средние $\langle a_i a_j \rangle, \langle a_i^\dagger a_j \rangle$. Решение этих ур-ний получено лишь в неск. простых случаях. Ур-ния (19) могут быть легко обобщены для изучения первых возбужденных состояний системы, в к-рых параметры самосогласованного поля, а вместе с ними и средние $\langle a_i^\dagger a_j \rangle, \langle a_i a_j \rangle$ гармонически зависят от времени. Такое обобщение, получившее название «зависящего от времени X. — Ф. м.», позволяет определить частоты «коллективных» колебаний системы.

Лит.: 1) Б л о х и н ц е в Д. И., Основы квантовой механики, 4 изд., М., 1963; 2) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3); 3) К и р ж и ц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963; 4) International Symposium on Atomic and Molecular Quantum Mechanics, «Revs Modern Phys.», 1963, в. 35, № 3; 5) Б о г о л ю б о в Н. Н., Т о л м а ч е в В. В., Ш и р к о в Д. В., Новый метод в теории сверхпроводимости, М., 1958. И. Н. Михайлов.

ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, сопровождающая экзотермические хим. реакции. Яркость X. может на порядок превышать яркость теплового излучения (при данной темп-ре). С X. конкурируют др. физ.-хим. и оптич. процессы — тепловое рассеяние хим. энергии, дезактивация возбужденных частиц, реабсорбция света, передача энергии возбуждения и т. д., что затрудняет изучение явления.

Хорошо изучена яркая X. высокотемп-рных и низкотемп-рных пламен. Носители X. в этом случае — молекулы продуктов в электронном, колебат. или вращат. возбужденных состояниях, либо третьи частицы (напр., атомы металлов, вводимых в пламя), возбуждаемые за счет передачи энергии.

Выход яркой X. при окислении растворов циклогидразидов и акридиловых соединений не превышает 0,1 фотона на превратившуюся молекулу. Ввиду сложности реакций, идущих через промежуточные стадии, механизм этой X. изучен плохо.

Очень слабая X. (выход 10^{-10} — 10^{-8}) возбуждается при рекомбинации перекисных радикалов в цепном окислении жидких углеводородов. В этой экзотермической реакции образуются спирт, кетон и O_2 . X. возникает при переходах между электронными состояниями кетона (в сине-зеленой области) и O_2 (в красной области).

X. позволяет исследовать тонкие особенности элементарных хим. актов (напр., распределение энергии в продуктах реакции), измерять скорости реакций, концентрации нек-рых веществ и т. д. Хим. возбуждение применяется для изучения спектров молекул, особенно простых молекул — C_2, CH, ClO, JF и др. — в пламенах. Частные случаи X. — биоломинесценция и хандалюминесценция.

Лит.: 1) К о н д р а т ь е в В. Н., Кинетика химических газовых реакций, М., 1958; 2) Люминесцентный анализ, под ред. М. А. Константиновой-Шлеингер, М., 1961; 3) В а с и л ь е в Р. Ф., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1965, т. 29, № 8. Р. Ф. Васильев.

ХЕМОСОРБЦИЯ — поглощение газов, паров и растворенных веществ твердыми и жидкими сорбентами (см. Сорбция) с образованием хим. соединений. Образующиеся при X. на твердых телах продукты реакции обычно устойчивы при комнатной темп-ре. Пример — окисление металлов: $Fe + O_2 \rightarrow Fe_2O_3, Al + O_2 \rightarrow Al_2O_3$ и др. Окись Ва при высоких темп-рах T поглощает (обратимо) O_2 , образуя двуокись. Металлы. Mg применяется для поглощения азота с образованием нитрида. При высоких T имеет место измеримая обратимость реакций X., напр. $CaO + H_2O \rightleftharpoons Ca(OH)_2, CaO + CO_2 \rightleftharpoons CaCO_3$. Сернистые соединения поглощаются из растворов металлов. Ag и Hg, причем на поверхности этих металлов образуются сульфиды. Темп-рная зависимость обратимости X. сказывается еще более резко при поглощении жидкими хемосорбентами: $H_2O + NH_3 \rightleftharpoons NH_4OH; H_2O + CO_2 \rightleftharpoons H_2CO_3$. Для X. характерно большее значение энергии активации, чем для Ван-дер-Ваальсовой адсорбции. Иначе говоря, при низких T скорость X. на твердых поверхностях так мала, что X. может и не быть зарегистрирована, в то время как молекулярная адсорбция достигает при этих условиях больших значений. Теплота X. значительно превосходит теплоту молекулярной адсорбции (десятки тыс. кал/моль).

Кинетика X. в большой степени зависит от структуры сорбента. При взаимодействии газообразных веществ с твердыми массивными сорбентами процесс тормозится замедленной диффузией газа сквозь слой продуктов реакции, что ведет к неполному использованию активной массы сорбента в условиях эксплуатации. Предпочитают применять сорбенты с искусственно развитой пористостью или наносят хемосорбирующие вещества на пористую основу (пемза, активированный уголь, силикагель и др.). В случае жидких хемосорбентов из этих же соображений осуществляют интенсивное перемешивание или орошение в скрубберах (башнях).

X. широко применяется в процессах основной хим. технологии (производство серной, соляной и др. кислот и различных солей), в технике противохимич. защиты (промышленные противогазы), в аналитической химии (поглощение продуктов разложения при элементарном анализе), в вакуумной технике и т. д.

Лит.: 1) Д у б и н и н М., Ч м у т о в К., Физико-химические основы противогазового дела, М., 1939; 2) Т р е п е н е л Б., Хемосорбция, пер. с англ., М., 1958; 3) Б у р Я. де, Динамический характер адсорбции, пер. с англ., М., 1962; 4) Ж е р м е н Ж., Гетерогенный анализ, пер. с франц., М., 1961. К. В. Чмутов.

ХИМИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ — возникает в результате того, что электроны, принадлежавшие двум разным атомам (группам), становятся общими для обоих атомов (групп). Атомы вступают в X. с., если при этом уменьшается полная энергия системы, что происходит при увеличении электронной плотности в пространстве между ядрами. Возможность такой концентрации электронного облака объясняется т. н. обменным взаимодействием электронов. Силы, приводящие к X. с., имеют электр. кулоновское происхождение.

Описание X. с. в любой молекуле по существу есть описание распределения в ней электронной плотности.

Вообще говоря, это распределение может быть выражено только посредством общей волновой ф-ции, описывающей движение всех электронов молекулы в поле друг друга и всех атомных ядер. На современном этапе развития теории это лучше всего передается в рамках *молекулярных орбит метода*. Однако описание Х. с. в многоатомных молекулах с помощью делокализованных молекулярных орбит, охватывающих всю молекулу в целом, обычно математически сложно и непривычно с точки зрения традиционной наглядной символики валентного штриха, относящегося к локализованной двухцентровой Х. с., связывающей два атома. Поэтому даже в современной теории Х. с. уделяется много внимания обоснованию возможности описания строения многоатомных молекул как совокупности отдельных фрагментов, что позволяет пользоваться более простыми понятиями и представлениями, имеющими, строго говоря, физич. смысл лишь для двухатомных молекул.

Так, для приближенной оценки количества электронов, осуществляющих связь между двумя атомами, пользуются понятием *кратности связи* (ординарные, двойные, тройные, вообще — кратные связи). Пространственная симметрия распределения электронной плотности передается в терминах *сигма-связей* (осевая симметрия), *пи-связей* (плоскостная симметрия с одной узловой плоскостью) или *дельта-связей* (более сложная симметрия с двумя узловыми плоскостями). Смещение электронного облака к одному из ядер выражается в терминах полярности связей, промежуточных между двумя предельными случаями — гомеополлярной (*ковалентной связи*) и гетерополлярной (*ионной связи* см. также *полярная связь*). Наконец, понятия ковалентная и *донорно-акцепторная связь* отражают два принципиально возможных способа образования Х. с.: путем взаимодействия неспаренных электронов обоих атомов или взаимодействия неподделенной пары электронов атома-донора и свободной орбиты атома-акцептора. Концепция Х. с. не обладает математич. строгостью; тем не менее это основная и самая плодотворная концепция теоретич. химии. См. также *Квантовая химия, Молекула*.

Лит.: 1) Коулсон Ч. А., Валентность, пер. с англ., М., 1965; 2) Рюденберг К., Физическая природа химической связи, пер. с англ., М., 1964; 3) Слэтер Дж., Электронная структура молекул, пер. с англ., М., 1965; 4) D a u d e l R. [a. o.], Quantum chemistry: methods and applications, [N. Y.], 1960; 5) Сыркин Я. К., Дяткин А. М., Химическая связь и строение молекул, М. — Л., 1946; 6) P a u l i n g L., The nature of the chemical bond and the structure of molecules and crystals, 3 ed., [N. Y.], 1960 (рус. пер. — Паулинг Л. К., Природа химической связи, пер. с англ., М. — Л., 1947).
Е. М. Шустрович.

ХИМИЧЕСКИЕ ДЕЙСТВИЯ ТОКА. Прохождение тока через границу раздела фаз, одна из к-рых обладает электронной, а другая — ионной проводимостью, может быть связано с протеканием электрохимич. реакций. На границе раздела электроны металла могут присоединяться к положит. ионам электролита, нейтрализуя их заряд. Оставшиеся у этой границы отрицат. ионы переносятся ко второму электроду, где отдадут электроны металлу (см. *Электродные процессы*). При этом у обоих электродов образуются новые вещества, отсутствовавшие в растворе, т. е. происходит *электролиз*.

В отличие от емкостного тока (тока заряжения), приводящего к образованию слоя зарядов на границе раздела, ток, вызывающий химич. действия, наз. *Фарадеевским*, т. к. соотношение между количеством электричества и количеством превратившегося вещества описывается *Фарадея законами*. Химич. превращения, происходящие в газовом разряде, имеют существенно иную природу (см. *Электрические разряды в газах*). Диссоциация молекул в полях высокой напряженности приводит к образованию реакционно-

способных частиц, частью вступающих в реакцию друг с другом с образованием молекул новых веществ, частью участвующих в обмене зарядами с электродами и обеспечивающих тем самым прохождение тока.

Л. Г. Феоктистов.

ХИМИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ТОКА — устройства, в к-рых энергия протекающих в них химич. реакций непосредственно выделяется в виде электрич. энергии. В Х. и. т. однофазового пользования (г а л в а н и ч е с к и х э л е м е н т а х) содержится определенный запас реагирующих веществ, после израсходования к-рого (после разряда) элементы становятся неработоспособными. Х. и. т. многофазового пользования (а к к у м у л я т о р ы) после разряда могут быть возвращены в исходное состояние (заряжены) пропуская через них электрич. ток от внешнего источника. Деление на гальванич. элементы и аккумуляторы условно, т. к. почти все Х. и. т. могут быть в большей или меньшей степени повторно заряжены и использованы.

Разновидностью Х. и. т., вызывающей большой интерес, являются э л е к т р о х и м и ч е с к и е г е н е р а т о р ы. В них компоненты реакции не заложены заранее, а непрерывно подводятся в процессе работы. Поэтому такие устройства могут работать непрерывно и сколь угодно длительно, пока осуществляется подвод реагентов и отвод продуктов реакции. Электрохимич. генераторы, работающие с использованием дешевых и доступных компонентов, наз. т о п л и в н ы м и э л е м е н т а м и.

В основу любого Х. и. т. положена определенная химическая (т. н. токообразующая) реакция. Совокупность веществ, участвующих в этой реакции, наз. электрохимич. системой. Х. и. т. делятся на типы в зависимости от электрохимич. системы. Х. и. т. состоит из двух гальванич. *электродов*, погруженных в раствор электролита. Между каждым из электродов и раствором имеется определенная разность потенциалов — *электродный потенциал*, — разность к-рых наз. *электродвижущей силой* источника тока. Реагентом (активным материалом) электрода с более положит. потенциалом является окислитель, к-рый в ходе токообразующей реакции восстанавливается. Активный материал же отрицат. электрода в ходе реакции окисляется.

Активными материалами положит. электрода (иногда неправильно называемыми *деполяризаторами*) служат, как правило, окислы металлов, восстанавливающиеся в ходе реакции до низших окислов или до металла, напр.: $2MnO_2 + 2H^+ + 2e \rightarrow Mn_2O_3 + H_2O$; $HgO + H_2O + 2e \rightarrow Hg + 2OH^-$.

Отрицат. электродами являются обычно металлы с отрицат. значением электродного потенциала, к-рые в ходе реакции окисляются — переходят в раствор в виде ионов или превращаются в твердые окислы или гидроксиды, иногда и соли, напр.: $Zn \rightarrow Zn^{2+} + 2e$ (в кислом растворе); $Zn + 2OH^- \rightarrow ZnO + H_2O + 2e$ (в щелочном растворе, насыщенном цинкатом щелочного металла); $Pb + SO_4^{2-} \rightarrow PbSO_4 + 2e$ (в серно-кислом растворе).

В электрохимич. генераторах компонентами реакции являются обычно газообразные или жидкие вещества, к-рые подводятся к инертным металлическим или угольным электродам. Окислителем на положит. электроде обычно служит кислород (чистый или в составе воздуха), к-рый в щелочном растворе восстанавливается по реакции $O_2 + 2H_2O + 4e \rightarrow 4OH^-$. Реагентами отрицат. электрода (топливом) могут служить водород, спирты и различные др. вещества: $H_2 + 2OH^- \rightarrow 2H_2O + 2e$; $C_2H_5OH + 8OH^- \rightarrow CO_3^{2-} + 6H_2O + 6e$.

Общая токообразующая реакция складывается из процессов окисления на отрицательном и восстановле-

ния на положит. электродах. Так, реакция, происходящая в окиснортутном элементе, может быть представлена общим ур-нием: $\text{HgO} + \text{Zn} \rightarrow \text{ZnO} + \text{Hg}$; реакция при разряде свинцового аккумулятора: $\text{Pb} + \text{PbO}_2 + 2\text{SO}_4^{2-} + 4\text{H}^+ \rightarrow 2\text{PbSO}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$, а реакция в водородно-кислородном топливном элементе: $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$.

При непосредственном взаимодействии активных материалов электродов (напр., при их смешении в хим. колбе) вся энергия реакции выделилась бы в виде тепловой, а не электрической. Действие Х. и. т., т. е. возможность использования энергии химич. реакции непосредственно в виде электрич. энергии, основано на пространственном разделении процессов окисления и восстановления: электроны, образующиеся в результате процесса окисления на отрицат. электроде, переходят через внешнюю электрич. цепь к положит. электроду, где участвуют в процессе восстановления. Поток электронов во внешней цепи и представляет собой разрядный ток Х. и. т.

Количество выделяющейся электрич. энергии зависит от количества электронов, прошедших через внешнюю цепь (т. е. от количества *г-эков* активных веществ, участвовавших в реакции), и от напряжения. Максимальную величину электрич. энергии, к-рую можно получить от Х. и. т., характеризует эдс ξ , термодинамически связанная с изменением свободной энергии ΔG токообразующей реакции соотношением $\xi = -\Delta G/zF$, где F — число Фарадея, z — коли-

чество *г-эков*, соответствующее стехиометрич. ур-нию реакции.

П а р а м е т р ы, характеризующие Х. и. т.: Э л е к т р о д в и ж у щ а я с и л а — разность потенциалов на концах Х. и. т. в отсутствие тока. Эдс зависит от применяемой электрохимич. системы и колеблется обычно от 0,5 до 2,5 в. Р а з р я д н о е н а п р я ж е н и е — та же разность потенциалов, но во время разряда определенным током. Разрядное напряжение меньше эдс из-за омич. сопротивлений и из-за *поляризации электрохимической*. Напряжение в процессе разряда, как правило, падает, вследствие чего необходимо различать начальное, среднее и конечное разрядные напряжения. Чем больше разрядный ток, тем меньше разрядное напряжение. Зарядное напряжение аккумуляторов всегда больше эдс, т. к. омич. потери и поляризация при заряде имеют знак, обратный знаку при разряде. Эдс и напряжение Х. и. т. могут быть увеличены в любой степени последовательным соединением отдельных элементов или аккумуляторов в батарею. С и л а р а з р я д н о г о т о к а зависит от сопротивления внешней цепи. Чем меньше зависимость напряжения Х. и. т. от тока, тем выше максимально допустимая сила разрядного тока, при которой Х. и. т. еще способен работать. Е м к о с т ь — количество электричества (в *а-ч*), к-рое может отдать Х. и. т. при разряде до конечного напряжения. Емкость зависит от общего количества активных материалов и от коэффициента их использования. Послед-

Основные типы химических источников тока.

Тип химического источника тока	Электрохимич. система	Разрядное напряжение (в)	Макс. плотность тока (ма/см) ²	Уд. энергия (втч/кг)	Области применения
Гальванические элементы					
Марганцево-цинковые (элементы Лекланше) ¹	(+) MnO_2 NH_4Cl Zn (-)	1,4—0,8	5	40—60	Карманные фонари, радиоприемники, слуховые аппараты
Марганцево-воздушно-цинковые	(+) $\frac{\text{MnO}_2}{(\text{C}) \text{O}_2}$ NH_4Cl Zn (-)	1,4—0,8	2	100	Батарейные радиоприемники
Воздушно-цинковые	(+) (C) O_2 KOH Zn (-)	1,25—1,0	10	50—60	Стационарная аппаратура связи
Медно-цинковые	(+) CuO NaOH Zn (-)	0,7—0,5	10	23—30	Аппаратура связи, сигнализация (напр., в железнодорожном транспорте)
Окисно-ртутные ²	(+) HgO KOH Zn (-)	1,3—1,0	20	80—110	Малогобаритная электронная аппаратура (переносные радиоприемники, измерит. аппаратура), слуховые аппараты
Резервные элементы					
Хлорсеребряно-магниево ³	(+) AgCl H_2O Mg (-)	1,6—1,3	40—70	40—50	Морские спасат. средства, метеорологич. аппаратура (радиозонды)
Серебряно-цинковые ⁴	(+) Ag_2O KOH Zn (-)	1,4—1,2	200—300	40—50	Ракетная техника
Аккумуляторы					
Свинцовые (кислотные) ⁵	(+) PbO_2 H_2SO_4 Pb (-)	2,0—1,8	100	20—40	Автомобильный транспорт, авиация, телефонные станции
Кадмиево-никелевые и железно-никелевые (щелочные) ⁶	(+) NiOOH KOH Cd (-) (-) NiOOH KOH Fe (-)	1,3—1,0 1,3—1,0	50—200 50	23—35 23—35	Электрокары, авиация, средства связи, искусств. спутники Земли
Серебряно-цинковые ⁷	(+) Ag_2O KOH Zn (-)	1,5—1,3	100—200	100—120	Авиация, средства связи, киносъёмочная аппаратура
Серебряно-кадмиевые ⁸	(+) Ag_2O KOH Cd (-)	1,1—0,9	30—50	60—70	Авиация, искусств. спутники Земли
Топливные элементы					
Водородно-кислородные (щелочные)	(+) $\frac{(\text{Ni}, \text{Ag})}{\text{O}_2}$ KOH $\frac{(\text{Ni})}{\text{H}_2}$ (-)	0,9—0,7	100—200	30—50 ⁹	
Спирто-воздушные (щелочные)	(+) $\frac{(\text{Ni})}{\text{O}_2}$ KOH $\frac{(\text{Ni})}{\text{CH}_3\text{OH}}$ (-)	0,8—0,6	10—20	5 ⁹	
Высокотемпературные ¹⁰ с расплавленным электролитом	(+) $\frac{(\text{Ag})}{\text{O}_2}$ LiNaCO_3 $\frac{(\text{Ni})}{\text{H}_2}$ (-)	0,7—0,6	100—200	—	

П р и м е ч а н и я: ¹ «Сухие» элементы (с невыливающимся электролитом). ² Малогабаритные герметизированные элементы. ³ и ⁴ Для приведения в действие заливаются водой (³) или раствором щелочи (⁴). ⁵, ⁶, ⁷, ⁸ Сроки службы (циклы) 200—500 (⁵), 1000—3000 (⁶), 20—100 (⁷), 50—500 (⁸). ⁹ Уд. мощность в *вт/кг*. ¹⁰ Рабочая темп-ра 600—700° С.

ний несколько уменьшается при увеличении силы разрядного тока. Номинальная емкость характеризуется при нек-ром условном режиме разряда. Энергия X и т. равна произведению емкости на среднее разрядное напряжение, а развиваемая X и т. мощность — произведению силы разрядного тока на напряжение. Для сравнения X и т. разных типов и габаритов часто используются значениями удельной энергии и удельной мощности на единицу объема или единицу веса (напр., в $\text{вт}\cdot\text{ч}/\text{кг}$, $\text{вт}/\text{л}$ и т. д.).

Кроме электрич. характеристик, большое значение имеют др. параметры, характеризующие эксплуатационные свойства X и т., напр. температуруный предел работоспособности. Обычно характеристики при тем-рах ниже 0°C снижаются; у отдельных типов снижение резкое, др. типы (напр., элементы Лекланше, серебряно-цинковые аккумуляторы) могут работать с несколько пониженными параметрами до -30°C или даже до -40°C .

При хранении неработающего X и т. параметры его снижаются вследствие различных побочных процессов саморазряда (коррозионные процессы, высыхание раствора электролита и т. д.). Поэтому каждый X и т. характеризуется определенной сохранностью, составляющей обычно неск. месяцев или лет. При очень активных компонентах и составах раствора электролита интенсивность побочных реакций усиливается и сохранность резко падает (в пределе — до неск. часов). Для удобства практич. пользования высокоактивными типами X и т. они иногда хранятся без раствора электролита, т. е. в условиях, когда исключается саморазряд. Перед использованием электролит вручную или автоматически вводится в электродное пространство и элемент становится работоспособным (т. н. элементы резервного типа).

Аккумуляторы характеризуются сроком службы, выражающим число возможных циклов заряд-разряд, допустимое без значительного падения характеристик. Для хороших аккумуляторов срок службы составляет несколько сот, а иногда и более тысячи зарядно-разрядных циклов.

X и т. можно условно разделить на источники питания слаботочных цепей (переносная радиоаппаратура, слуховые аппараты, телефонная аппаратура и т. д.) и сильноточных цепей (преобразователи тока, автомобильные и самолетные электростартеры и т. д.). Из большого количества предложенных электрохимич. систем для промышленного производства гальванич. элементов применяются лишь немногие (см. *Лекланше элемент, Магнийевый элемент, Медно-окисный элемент, Окисно-ртутные элементы*). Среди аккумуляторов наиболее распространены свинцовые, кадмиево-никелевые или железо-никелевые (щелочные) и серебряно-цинковые. Последние обладают наиболее высокими удельными характеристиками (уд. энергией свыше $100 \text{ вт}\cdot\text{ч}/\text{кг}$ и уд. мощностью до $500 \text{ вт}/\text{кг}$), однако срок их службы значительно меньше ($20-100$ циклов), чем у первых двух типов аккумуляторов.

В последнее время резко увеличился объем работ по созданию топливных элементов, в к-рых возможно непосредственное преобразование химич. энергии природных видов топлива в электрич. энергию со значительно более высоким кпд, чем у тепловых машин.

Лит.: 1) Дасоян М. А., *Химические источники тока*, М. — Л., 1961; 2) Багоцкий В. С., Флеров В. Н., *Новейшие достижения в области химических источников тока*, М. — Л., 1963. В. С. Багоцкий.

ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ — функция состояния, используемая для описания термодинамич. систем с переменным числом частиц N .

В общем случае многокомпонентной системы X п. i -го компонента μ_i может быть определен как энергия,

на к-рую возрастает любой из потенциалов термодинамической системы при добавлении к ней одной частицы i -го сорта; все остальные переменные, от к-рых зависит данный термодинамич. потенциал (внутр. энергия U , энтальпия H , свободная энергия F , термодинамич. потенциал G), предполагаются фиксированными:

$$\begin{aligned} \mu_i &= (\partial U / \partial N_i)_{S, V, N_j} = (\partial H / \partial N_i)_{S, p, N_j} = \\ &= (\partial F / \partial N_i)_{T, V, N_j} = (\partial G / \partial N_i)_{p, T, N_j}, \end{aligned}$$

где S — энтропия, T — темп-ра, V — объем, p — суммарное давление, $i \neq j$. При увеличении числа частиц в системе на dN_1, dN_2, \dots ее энергия изменяется на величину $\sum \mu_i dN_i$, к-рая должна быть добавлена в выражения для дифференциалов термодинамич. потенциалов, напр. $dG = -SdT + Vdp + \sum_i \mu_i dN_i$.

Возможность введения X п. связана с аддитивностью термодинамических потенциалов. В частности, $G = \sum \mu_i N_i$, так что величины μ_i относительно N_i — однородные ф-ции нулевого порядка и, как таковые, помимо T и p , зависят лишь от отношения чисел частиц, т. е. от концентрации компонентов (напр., от $C_i = N_i/N$, где $N = \sum_i N_i$).

Для однокомпонентной системы $G = \mu N$, т. е. X п. равен термодинамич. потенциалу G , отнесенному к 1 частице. В случае многокомпонентной системы такой простой связи не существует. Это связано с увеличением энтропии при смешении из-за необратимости процесса диффузии. Напр., в случае смеси идеальных газов X п. μ_i связан с отнесенным к 1 частице термодинамич. потенциалом $g_i = G_i/N_i$ первого i -го компонента соотношением $\mu_i = g_i(p, T) - kT \ln(N/N_i)$ (где k — постоянная Больцмана), в к-ром логарифмич. член соответствует энтропии смешения.

Наиболее важные применения X п. находят при рассмотрении условий термодинамического равновесия по отношению к изменению или перераспределению числа частиц в системе вследствие химич. реакций, фазовых превращений, наличия внешнего поля и т. д. Для изобарически-изотермич. системы ($p = \text{const}$, $T = \text{const}$) условия равновесия:

$$\delta G = \sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial N_i} \right)_{p, T, N_s} \delta N_i = \sum_i \mu_i \delta N_i = 0; \delta p = 0, \delta T = 0.$$

К этим условиям следует добавить также урния, обеспечивающие баланс частиц (такие, как урния химич. реакций или условия сохранения числа частиц в каждом компоненте при динамич. равновесии неск. фаз и т. д.). Таким путем получаются закон действующих масс (см. также *Термодинамическое равновесие*), правило фаз Гиббса (см. *Фазовые превращения*), основные закономерности для разбавленных растворов (законы Вант-Гоффа, Рауля, Генри и т. д.), условия кристаллизации и т. п.

При наличии внешнего поля с потенциалом $\Phi(x, y, z)$ условия равновесия сводятся к постоянству в различных частях системы X п. $\mu = \mu_0 + \Phi(x, y, z)$, где μ_0 — X п. в отсутствие поля.

В случае систем, состоящих из заряженных частиц (электроны, ионы), X п. записывается в виде: $\mu_i = \mu_{0i} + z_i e \Phi$ (где z_i — заряд частицы, e — электрич. потенциал, e — элементарный заряд) и обычно наз. электрохимическим потенциалом. Смысл двух слагаемых в выражении для μ_i состоит в том, что при внесении в систему дополнительно dN_i частиц к обычной необходимой для этого «химической» работе $\mu_{0i} dN_i$ добавляется работа по преодолению электрич. сил, равная $z_i e \Phi dN_i$ (при этом за μ_{0i} сохраняется название X п.). Если электрохимич.

потенциал отнесен к одному моллю, следует написать: $\mu_i = \mu_{0i} + z_i F \phi$, где F — *Фарадея число*.

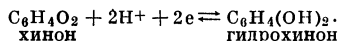
Х. п. в качестве нормировочной постоянной входит в распределение Больцмана (см. *Больцмана статистика*), а также в распределения по энергиям Бозе — Эйнштейна и Ферми — Дирака (см. *Бозе — Эйнштейна статистика*, *Ферми — Дирака статистика*) для частицы идеального газа. Х. п. вырожденного электронного газа тождественно совпадает с граничной энергией Ферми, ниже к-рой все состояния оказываются занятыми, а выше — свободными. Понятие Х. п. для Ферми-систем непосредственно связано с определением *Ферми поверхности*.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. Я. А. Исцилевский.

ХИМИЧЕСКОЕ СРОДСТВО — термин, применяющийся для обозначения причины, побуждающей вещества к химич. взаимодействию, а также силы, удерживающей разнородные элементы в соединении; в наст. время представляет лишь историч. интерес. Количеств. мерой Х. с. служит стандартное изменение свободной энергии при химич. реакции. См. также *Бертло — Томсена принцип*.

ХИМОТРОНИКА (х е м о т р о н и к а) — научное направление, возникшее на стыке автоматики и электроники с электрохимией, разрабатывающее основы действия и принципы построения *преобразователей электрохимических* (химотронов), а также способы использования этих приборов в электронике, автоматике и вычислит. технике.

ХИНГИДРОННЫЙ ЭЛЕКТРОД — *электрод сравнения*, состоящий из платинового или золотого электрода, погруженного в насыщенный раствор хингидрона (эквивалентное соединение хинона и гидрохинона). Электродная реакция протекает на Х. э. по схеме:



В такой системе потенциал E зависит от концентрации (активности) ионов водорода, т. е. от pH раствора и соотношения концентраций хинона и гидрохинона: $E = E_0 + (RT/F) \ln [\text{H}^+] + RT/2F \ln ([\text{C}_6\text{H}_4\text{O}_2]/[\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})_2])$, где R — газовая постоянная, T — темп-ра, F — число Фарадея, E_0 — нормальный потенциал Х. э., к-рый в интервале от 0 до 40° С зависит от темп-ры t по ур-нию: $E_0 = 0,69976 - 0,73606 \cdot 10^{-3} (t - 25) - 0,292 \cdot 10^{-6} (t - 25)^2$. В растворе хингидрона отношение концентраций хинона и гидрохинона равно единице и потенциал Х. э. определяется только pH. Х. э. применяется при потенциометрич. титровании кислот и для определения pH как водных, так и неводных растворов.

Х. э. не может быть использован в щелочных растворах (pH > 7), в присутствии аммонийных солей, в основных растворителях (пиридине, этаноламин и др.), в присутствии сильных окислителей или восстановителей.

Лит. см. при ст. *Электрод*. Э. С. Севастьянов.

ХЛАДНИ ФИГУРЫ — фигуры, образуемые скоплением мелких частиц сухого песка вблизи узловых линий на поверхности колеблющейся пластинки или подобной ей механич. системы; каждому собственному колебанию пластинки соответствует свое расположение узловых линий. Х. ф. открыты Э. Ф. Хладни (1756—1827). В случае круглой пластинки узловые линии могут быть круговыми или радиальными; в случае прямоугольной или треугольной пластинки они имеют направление, параллельное сторонам или диагоналям.

Лит. см. при ст. *Пластинки*, № 12—16.

ХЛАДНОЛОМКОСТЬ — см. *Хружкасть*.

ХЛОР (Chlorum) Cl — хим. элемент VII гр. периодич. системы Менделеева, галоген; п. н. 17, ат. в. 35,453. Состоит из двух изотопов: Cl³⁵ (75,53%) и Cl³⁷ (24,47%). Важнейшие радиоактивные изотопы

Cl³⁶ ($T_{1/2} = 3,1 \cdot 10^5$ лет) и Cl³⁸ ($T_{1/2} = 37,3$ мин). Электронная конфигурация 3s²3p⁵. Энергия ионизации (ϵ_0): Cl⁰ → Cl⁺ → Cl²⁺ → Cl³⁺ → Cl⁴⁺ → Cl⁵⁺ → Cl⁶⁺ → Cl⁷⁺ 13,01; 23,80; 39,9; 53,3; 67,8; 96,6; 114,2. Сродство к электрону 3,82 эв.

При норм. условиях Х. — желто-зеленый газ. Кристаллич. решетка твердого Х. ромбическая; $a = 8,56 \text{ \AA}$, $c = 6,12 \text{ \AA}$. Ионный радиус Cl⁻ 1,81 \text{ \AA}, Cl⁷⁺ 0,26 \text{ \AA}. Плотность при норм. условиях 3,214 г/л. Плотность жидкого Х. 1,568 г/см³ ($t_{\text{кип}}^{\circ}$), твердого 1,9 г/см³. Поверхностное натяжение ($\sigma/\text{см}$): 33,0 (−72°), 29,28 (−49,5°) (все темп-ры в °С). Вязкость (η): 0,569 (−53,1°), 0,494 (−35,3°), 0,0133 (20°), 0,0188 (150°), 0,0228 (250°). $t_{\text{пл}}^{\circ}$ −100,98°, $t_{\text{кип}}^{\circ}$ −34,05°. Теплоты плавления и испарения (кал/моль) 1351 и 4878. Критич. темп-ра 144°, критич. давление 76,1 атм, критич. плотность 573 г/л. Теплоемкость C_p 0,226 кал/г·град (0—24°), C_p 0,0849 кал/г·град (15°). От 0° до 1200° $C_p = 0,1238 + 0,353 \cdot 10^{-5} T - 0,852 \cdot 10^{-8} T^2$, Коэфф. теплопроводности $1,829 \cdot 10^{-5}$ кал/см·сек·град (0°). Уд. электросопротивление 10^{10} ом·см. Уд. магн. восприимчивость жидкого Х. −0,57 · 10⁻⁸.

Х. проявляет валентности −1, +1, +3, +4, +5 и +7. Непосредственно соединяется с большинством элементов, но в отсутствие влаги не взаимодействует с железом. Окислы Х. малоустойчивы.

Лит.: 1) Chlorine. Its manufacture, properties and uses, N. Y. — L., 1962; 2) Общая химическая технология, под ред. С. И. Вольфовича, т. 1, М. — Л., 1952. А. М. Егоров.

ХЛОРСЕРЕБРЯНЫЙ ЭЛЕКТРОД — *электрод сравнения*, состоящий из Ag, покрытого твердым AgCl, погруженного в раствор хлорида, напр. KCl. Суммарная электродная реакция протекает на Х. э. по схеме: $\text{Ag} + \text{Cl}^- \rightleftharpoons \text{AgCl} + \text{e}$. Потенциал E Х. э. зависит от активности a ионов Cl (электрод 2-го рода, см. *Электроды обратимые*): $E = E_0 - (RT/F) \ln a$, где E_0 — нормальный потенциал Х. э. (при $a = 1$), R — газовая постоянная, T — темп-ра, F — число Фарадея. В интервале темп-р от 0° до 95° С имеем: $E_0 = 0,23659 - 4,8564 \cdot 10^{-4} t - 3,4205 \cdot 10^{-6} t^2 + 5,869 \cdot 10^{-9} t^3$.

Х. э. применяется для измерения стандартных потенциалов с помощью цепей, содержащих хлориды, т. к. в этих случаях диффузионные скачки потенциалов практически отсутствуют. Х. э. не может применяться в присутствии HNO₃, Br⁻, J⁻, NH₄⁺, CN⁻ и нек-рых др. веществ и несколько чувствителен к свету. Воспроизводимость потенциала Х. э. составляет ± 0,02 мв.

Лит. см. при ст. *Электрод*.

Э. С. Севастьянов.

ХОЛЛА ПОСТОЯННАЯ — коэфф. пропорциональности R , связывающий напряженность поперечного электрич. поля Холла E_H , возникающего в проводнике с током плотностью j , помещенном в магнитное поле H , от напряженности магнитного поля:

$$E_H = R [jH]$$

ХОЛЛА ЭФФЕКТ — возникновение в проводнике с током j , помещенном в магнитное поле H , электрического поля E_H в направлении, перпендикулярном j и H :

$$E_H = R [Hj] \quad (1)$$

(или $E_H = RHj$, если $H \perp j$). R наз. постоянной Холла и служит основной характеристикой Х. э. Эффект открыт Е. Г. Холлом (Е. Н. Hall [1]) в 1879 г. и является одним из наиболее важных *галваномагнитных явлений*. Соотношение (1) описывает Х. э. в изотропном (напр., поликристаллическом) проводнике в слабом магн. поле.

В общем случае произвольного анизотропного проводника существование Х. э. вытекает из общих свойств симметрии кинетич. коэффициентов (см. *Онсагера теорема*), согласно

к-рым тензор удельного электросопротивления в магн. поле $\rho_{ik}(H) = (\sigma^{-1}(H))_{ik}$ [($\sigma_{ik}(H)$ — тензор проводимости] удовлетворяет соотношению: $\rho_{ik}(H) = \rho_{ki}(-H)$. Разбиение этого тензора на симметричную и антисимметричную части:

$$\rho_{ik}^{(s)}(H) = 1/2 \{ \rho_{ik}(H) + \rho_{ki}(H) \} = 1/2 \{ \rho_{ik}(H) + \rho_{ik}(-H) \},$$

$$\rho_{ik}^{(a)}(H) = 1/2 \{ \rho_{ik}(H) - \rho_{ki}(H) \} = 1/2 \{ \rho_{ik}(H) - \rho_{ik}(-H) \}$$

позволяет записать обычное соотношение между плотностью тока и напряженностью электрич. поля $E_i = \rho_{ik} j_k$ в виде:

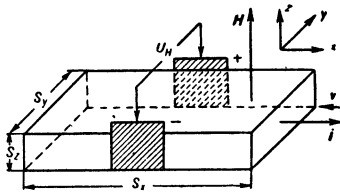
$$E_i(H) = \rho_{ik}^{(s)}(H) j_k + [j\rho^{(a)}(H)], \quad (2)$$

где $\rho_i^{(a)}$ — аксиальный вектор, дуальный (эквивалентный) антисимметрич. тензору $\rho_{ik}^{(a)}$, т. е. $\rho_{xy}^{(a)} = \rho_z^{(a)}$; $\rho_{xz}^{(a)} = -\rho_y^{(a)}$;

$\rho_{yz}^{(a)} = \rho_x^{(a)}$. Т. к. $j \perp [j\rho^{(a)}]$, джоулево тепло jE , выделяющееся при прохождении тока, определяется лишь первым слагаемым в (2), т. е. симметричной частью тензора ρ_{ik} , в к-рой, т. о., заключено влияние поля H на удельное электросопротивление. Слагаемое $E_H = [j\rho^{(a)}]$, не приводящее к рассеянию энергии, соответствует Х. э.

В слабом магн. поле $\rho_{ik}^{(s)}(H) = \rho_{ik}^{(s)}(0) + \beta_{iklm} H_l H_m$, $\rho_i^{(a)}(H) = -R_{ik} H_k$, т. к. $\rho_{ik}^{(s)}(H)$ — четная, а $\rho_i^{(a)}(H)$ — нечетная ф-ция H ; β_{iklm} — тензор, симметричный по индексам i и k , а также l и m ; R_{ik} — тензор Холла. Основной, линейный по полю эффект, содержится в E_H . В общем случае, E_H не перпендикулярно к H и не является единственным полем, перпендикулярным к j ; такую составляющую может иметь также и нехолловское поле $\rho_{ik}^{(s)} j_k$.

Для измерения Х. э. обычно пользуются плоскими прямоугольными пластинками, длина к-рых S_x велика по сравнению с их шириной S_y и толщиной S_z (см. рис.). При этом определяется стационарная поперечная разность потенциалов $U_H = -RH/S_z$ (эдс Холла), когда ток I направлен вдоль x ($I = jS_y S_z$ — полный ток).



Величина R существенно зависит от структуры энергетич. зон твердого тела (см. *Зонная теория*), характера носителей тока, формы Ферми поверхности (в случае сильных полей H при наличии вырождения, см. ниже). Простейшая микроскопич. теория Х. э. основана на представлении о свободных носителях (для определенности — электронах). При протекании тока плотности $j = -evn$ вдоль оси x ($-e < 0$ — заряд, n — концентрация, v — скорость носителей тока; $v_x < 0$, $v_y = v_z = 0$) носители в соответствии с общим выражением для силы Лоренца $F = -e(E + \frac{1}{c} [vH])$ подвергаются отклоняющему действию силы $ev_x H_z/c = -e|v_x|H_z/c$ в направлении оси y . При этом возникает компенсирующее поле E_y , определяемое из условия: $F_y = -e(E_y - ev_x H_z/c) = 0$, так что результирующий ток по-прежнему направлен вдоль x . Т. о., $E_H = E_y = v_x H_z/c = -H_z i_x / nec$, откуда, сравнивая с (1), получаем:

$$R = -1/nec. \quad (3)$$

Величина R связана с подвижностью электронов μ_n соотношением:

$$\sigma |R| = \mu_n = e\tau/m_n, \quad (4)$$

где m_n — эффективная масса электрона проводимости, τ — среднее время между его двумя соударениями, σ — проводимость.

Часто для характеристики Х. э. вводят угол Холла θ между направлениями тока и результирующего электрич. поля, так что:

$$\text{tg } \theta = E_y/E_x = -H\mu_n/c = -\Omega\tau, \quad (5)$$

где $\Omega = eH/m_n c$ — циклотронная частота. В случае слабого поля ($\Omega\tau \ll 1$) угол Холла $\theta \approx -\Omega\tau$ можно интерпретировать как угол закручивания траектории частицы в поле H за время τ между столкновениями.

В элементарной теории предполагается, что электроны имеют квадратичный закон дисперсии (зависимость энергии \mathcal{E} от квазиволнового вектора k) $\mathcal{E}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_n$ (см. *Эффективная масса*), а также, что τ не зависит от \mathcal{E} . Более строгое рассмотрение, основанное на решении кинетического уравнения Больцмана для вырожденного электронного газа (Х. э. в металлах и вырожденных полупроводниках) в слабом магн. поле [$(\tau\mathcal{E}_F)\Omega \ll 1$, \mathcal{E}_F — Ферми энергия] с использованием распределения Ферми—Дирака, по-прежнему дает для R выражение (3); при этом $\tau(\mathcal{E})$ соответствует $\mathcal{E} = \mathcal{E}_F$.

Наоборот, в случае невырожденных полупроводников, когда носители подчиняются Больцману статистике, более строгое рассмотрение дает:

$$R = -r/nec, \quad (6)$$

где $r = \frac{\bar{\tau}^2}{\tau^2}$ — безразмерный численный коэфф.;

$$\bar{\tau}^2 = \frac{1}{A} \int_0^\infty \tau^2(\mathcal{E}) \mathcal{E}^{3/2} \exp(-\mathcal{E}/kT) d\mathcal{E};$$

$$\bar{\tau} = \frac{1}{A} \int_0^\infty \tau(\mathcal{E}) \mathcal{E}^{3/2} \exp(-\mathcal{E}/kT) d\mathcal{E},$$

$$A = \int_0^\infty \mathcal{E}^{3/2} \exp(-\mathcal{E}/kT) d\mathcal{E} = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} (kT)^{5/2}.$$

При этом также предполагается малость H , т. е. $\tau(\mathcal{E})\Omega \ll 1$ для $\mathcal{E} \sim kT$. Для многих полупроводников в достаточно широкой области изменения энергии можно считать, что $\tau(\mathcal{E}) = a\mathcal{E}^{-s}$, где величина a может зависеть от темп-ры, а s — постоянная, зависящая от механизма рассеяния. Простейший расчет дает: $r = \Gamma(5/2 - 2s) \Gamma(5/2) \cdot [\Gamma(5/2 - s)]^{-2} [\Gamma(x) - \Gamma(x) \text{ ф-ция Эйлера}]$, так что, напр., при рассеянии электронов на ионизированных примесях ($s = -3/2$), $r = 315 \pi / 512 \approx 1,93$, а при рассеянии на колебаниях кристаллической решетки ($s = 1/2$), $r = 3\pi/8 \approx 1,18$; при $\tau = \text{const}$ $r = 1$. Ввиду неопределенности величины r концентрация носителей в рассматриваемом случае может быть найдена на основании измерения Х. э. лишь с точностью до множителя $\sim 1-2$.

Если в полупроводнике преобладает дырочная проводимость, то в тех же предположениях: $R = 1/p ec$ или точнее:

$$R = r/p ec, \quad (7)$$

где p — концентрация дырок. Т. о., знак R совпадает со знаком носителей тока: заряды противоположного знака, движущиеся вдоль пластины в противоположных направлениях (направление j для них одно и то же), отклоняются полем H в одну и ту же сторону.

Размерность R в Гаусса системе: $\frac{\text{эл. ст. ед. потенциала} \cdot \text{см}}{\text{эл. ст. ед. тока} \cdot \text{э}}$ и в этих единицах для обычных металлов $R \sim 10^{-24}$. Для полупроводников, где концентрация носителей (n или p) значительно меньше, чем у металлов, R больше и изменяется в широких пределах ($10^{-21} - 10^{-14}$); в практич. системе единиц ($e \cdot \text{см} / \text{а} \cdot \text{э}$) R в $9 \cdot 10^{11}$ раз больше, чем в системе Гаусса.

Для характеристики Х. э., по аналогии с (4), вводится также понятие подвижности Холла: $\mu_H = \sigma |R| = r\mu_n$ (или $\mu_H = r\mu_p$). В общем случае μ_H отличается от подвижности дрейфа μ_n или μ_p , определяемой из электропроводности; они совпадают лишь, когда $r = 1$.

В случае полупроводников со смешанной проводимостью выражение для R усложняется. В простейшем случае, когда τ для электронов и дырок можно считать не зависящим от ξ :

$$R = \frac{1}{ec} \frac{(\mu_p^2 p - \mu_n^2 n) + \mu_p^2 \mu_n^2 H^2 (p - n)/c^2}{(\mu_p p + \mu_n n)^2 + \mu_p^2 \mu_n^2 H^2 (p - n)/c^2}, \quad (8)$$

и, т. о., R оказывается зависящей от поля H . Эта зависимость исчезает в случае слабого ($\mu_n H/c \ll 1$, $\mu_p H/c \ll 1$) и в случае сильного ($\mu_n H/c \gg 1$, $\mu_p H/c \gg 1$) полей, когда:

$$R = \frac{1}{ec} \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{(\mu_p p + \mu_n n)^2}; \quad (9)$$

$$R \rightarrow 1/ec (p - n) \quad (10)$$

(ϕ -ла (10) носит гл. обр. качеств. характер). Выражение (9) и (10) переходят в (3) при $p = 0$ и в (7) при $n = 0$ ($r = 1$), а при $p = n$ μ_n^2/μ_p^2 (9) дает $R = 0$.

В теории Х. э. пользуются различными критериями сильного или слабого полей H : 1) $\hbar\Omega > 1$ — критерий сильного поля в классич. области, означает, что величина $1/\Omega$, играющая роль «времени свободного пробега» в поле H , становится меньше характерного для системы времени релаксации τ , так что поле H начинает играть роль основного «фактора рассеяния» (под τ , если оно зависит от ξ , следует понимать его значение при $\xi \sim \hbar T$ в случае статистики Больцмана и $\xi = \xi_F$ в случае распределения Ферми — Дирака); 2) $\hbar\Omega > \hbar T$ (в отсутствие вырождения) или $\hbar\Omega > \xi_F$ (при наличии вырождения) — критерий сильного поля в квантовом случае ($\hbar\Omega$ сравнивается с энергией носителей); 3) если характерная энергия в поле H может стать сравнимой с шириной запрещенной зоны $\Delta\xi$ полупроводника, то это дает соответствующий критерий сильного поля в виде: $\hbar\Omega > \Delta\xi$ (обычные поля удовлетворяют обратному неравенству).

В случае собств. полупроводника, когда $p = n$, $R = (1/ecn) (\mu_p - \mu_n) / (\mu_p + \mu_n)$ и знак ее указывает на преобладающий механизм проводимости.

Когда полупроводник обладает неск. эквивалентными максимумами энергии в зоне проводимости или минимумами в валентной зоне, приведенные выше результаты нуждаются в дальнейшем обобщении. Так, в зоне проводимости Si имеется шесть экстремумов, расположенных на трех взаимно перпендикулярных осях симметрии, причем изоэнергетич. поверхности — эллипсоиды вращения. В слабом поле H в кристаллах с обратной решеткой кубич. симметрии (Ge, Si) для электронной проводимости $R = -\frac{r}{nec} \frac{3\xi(\xi+2)}{(2\xi+1)^2}$, где $\xi = m_1/m_2$, а m_1 и $m_2 = m_3$ — главные значения тензора эфф. масс m (см. *Полупроводники*). Соответственно этому $\mu_H = \mu_n \frac{3r\xi(\xi+2)}{(2\xi+1)^2}$, Х. э. в этом случае изотропен. Для сильного поля этот вывод неверен. При смешанной проводимости:

$$R = -\frac{1}{ec} \frac{\mu_{Hn}\mu_n n - \mu_{Hp}\mu_p p}{(n\mu_{cn} + p\mu_{cp})^2},$$

где μ_{Hn} и μ_{Hp} означают подвижности Холла, а μ_n и μ_p — подвижности дрейфа.

В металлах значения R также отличаются разнообразием, связанным со сложностью зонной структуры и формы поверхности Ферми. Для щелочных металлов, Mg, Ca, Al и Ga эксперимент хорошо согласуется с элементарной теорией. Для некоторых металлов часто привлекается двухзонная модель [5], приводящая в случае слабого поля к выражению, аналогичному (9).

В ферромагнетиках поле H изменяет направление намагниченности доменов, так что на электроны проводимости воздействует магн. поле, отличное от внешнего. При этом наблюдается особый ферромагнитный Х. э., для которого экспериментально найдено:

$$E_H = (RH + R_1 M) j,$$

где R — обывновенная (нормальная) постоянная Холла, M — намагниченность образца, а R_1 — обывновенная (аномальная) постоянная Холла. Величина R_1 ($\gg R$) сильно зависит от температуры и обычно пропорциональна квадрату сопротивления металла (см. *Ферромагнитные аномалии*).

Х. э. — один из наиболее эффективных методов исследования носителей тока, в особенности в полупроводниках. Он не только дает убедительную экспериментальную аргументацию в пользу введения понятия дырок, но и позволяет оценивать концентрации носителей (n , p) и определять их знак, что в свою очередь позволяет судить о количестве примесей в полупроводниках и характере химич. связи. Если обычная электропроводность при высоких температурах, наряду с электронной, может содержать долю ионной составляющей, то вклад последней в Х. э. пренебрежимо мал. Температурная зависимость R дает сведения о ширине запрещенной зоны $\Delta\xi$ (в случае собств. проводимости) и об энергетич. глубине залегания примесных уровней у примесных полупроводников. Х. э. пользуются в технике для контроля качества металлов и полупроводников, а также в измерит. и вычислит. технике, автоматике и радиоэлектронике.

Лит.: 1) Hall V. H., On the action of magnetism on a permanent electric current, «Philos. Mag.», 1880, v. 10, p. 301; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959, (Теор. физика); 3) Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., М., 1962; 4) Займан Д. М., Электроны и фотоны, пер. с англ., М., 1962; 5) Sondheimer E. H., Wilson A. H., «Proc. Roy. Soc. A», 1947, v. 190, p. 435; 6) Блатт Ф. Д., Теория подвижности электронов в твердых телах, пер. с англ., М.—Л., 1963; 7) Гуревич Л. Э., Ясевич И. Н., К теории ферромагнитного эффекта Холла, «ФТТ», 1963, т. 5, № 9, с. 2620. Я. А. Исслевский.

ХОЛОДНАЯ ЭМИССИЯ, то же, что *автоэлектронная эмиссия*.

ХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ — очень медленные нейтроны с энергией 10^{-2} — 10^{-3} эв.

ХОЛОДНЫЙ КАТОД — см. *Катод холодный*.

ХРОМ (Chromium) Cr — хим. элемент VI группы периодич. системы Менделеева; п. н. 24, ат. в. 51,996. Состоит из 4 устойчивых изотопов: Cr⁵⁰ (4,31%), Cr⁵² (83,76%), Cr⁵³ (9,55%), Cr⁵⁴ (2,38%). Важнейший радиоактивный изотоп Cr⁵¹ ($T_{1/2} = 27,8$ дня). Электронная конфигурация $3d^5 4s^1$. Энергия ионизации (эв) Cr⁰ → Cr⁺ → Cr²⁺ → Cr³⁺ → Cr⁴⁺ → Cr⁵⁺ → Cr⁶⁺ 6,764; 16,49; 31; 51; 73 и 90,6.

Х. — серовато-белый блестящий металл, кристаллич. решетка кубич. объемноцентрированная, $a = 2,8846 \text{ \AA}$ (20° , все темп-ры в $^\circ\text{C}$). Атомный радиус 1,27 \AA , ионный радиус (\AA) Cr²⁺ 0,83, Cr³⁺ 0,64, Cr⁶⁺ 0,35. Плотность 7,19 г/см³ (20°). $t_{пл} 1903^\circ$, $t_{кип} 2469^\circ$. Теплоты плавления и испарения (ккал/моль) 3,300 и 93,7. Упругость насыщенного пара p (мм рт. ст.) при абс. (T) темп-ре твердого Х.: $\lg p = 4,36192 - 19723,49T^{-1} - 0,00055955T + 2,03941 \lg T$; жидкого Х. $\lg p = 165,22012 - 44507,12T^{-1} + 0,00366345T - 45,49926 \lg T$.

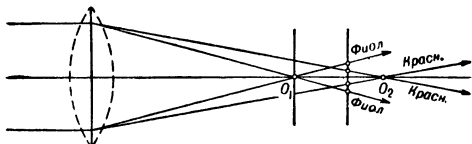
Уд. теплоемкость $C_p 0,11 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ (20°). В интервале 0° — 1550° $C_p = 9,31 \cdot 10^{-2} + 5,67 \cdot 10^{-5} T$. Коэфф. термич. расширения $6,2 \cdot 10^{-6}$ (20°). Коэфф. теплопроводности $0,16 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ (20°). Уд. электросопротивление 18,9 мком·см (0°). Температурный коэфф. электросопротивления $5,88 \cdot 10^{-3}$. Работа выхода 4,6 эв. Х. антиферромагнетик. Точка Кюри 150° , уд. магн. восприимчивость $3,6 \cdot 10^{-6}$ (20°). При комнатной темп-ре Х. хрупок. Переход от хрупкого состояния к пластичному совершается в узком температурном интервале ок. 200° (т. н. порог хрупкости). Модуль упругости $(2,5-2,6) \cdot 10^4 \text{ кг/мм}^2$. Сжимаемость $5,19 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{кг}$ (30°).

В соединениях хром 2-, 3- и 6-валентен. Соединения 2-валентного Х. малоустойчивы, для 3-валентного Х. характерно образование комплексных соединений; хроматы — сильные окислители. Сплавы на основе

Х. обладают высокими жаропрочностью и сопротивлением окислению.

Лит.: 1) Салли А., Хром, пер. с англ., М., 1958. А. М. Егоров.

ХРОМАТИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ — погрешность оптич. систем, связанная с зависимостью показателя преломления прозрачных сред от длины световой волны (см. *Дисперсия света*). Х. а. свойственны оптич. системам, в состав к-рых входят преломляющие тела, напр. линзы; зеркальные системы не имеют Х. а. Недостатки изображения, вызванные Х. а., проявляются двояко: 1) Изображения точки на оси системы, даваемые лучами света разной длины волны, могут лежать на различных расстояниях от системы (хроматизм положения изображения), т. е. немонокроматич. пучок имеет целую совокупность фокусов вдоль отрезка оптич. оси (рис.; отрезок O_1O_2). Это приводит к тому, что если в том месте, где образуется



изображение, поставить экран, перпендикулярный оптич. оси, то на нем вместо одной белой точки образуется ряд цветных кружков. 2) Поперечные увеличения для изображений, образуемых лучами света разной длины волны, могут оказаться различными (хроматизм увеличения). Эта погрешность не зависит от предыдущей. Действительно, если даже фокусы системы для лучей света различных длин волн совпадают, то из-за разного положения главных точек для этих лучей фокусные расстояния могут оказаться различными, а это приводит к различию поперечных увеличений. Из-за хроматизма увеличения предметы конечных размеров дают изображения с цветной каймой.

Х. а. первого типа можно устранить, совмещая фокусы для лучей света разной длины волны. Ахроматизация для двух лучей сравнительно несложна; однако при этом остается расхождение лучей других длин волн (вторичный спектр). Можно устранить Х. а. для трех цветов: объективы, исправленные подобным образом, наз. *апохроматами*. Совмещение фокусов ахроматизирует лишь положение изображения. Для ахроматизации увеличения необходимо совмещение также главных плоскостей системы для тех же волн, что связано с большими трудностями.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 4 изд., М., 1957 (Общий курс физики, т. 3); 2) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1948; 3) Мартин Л., Техническая оптика, пер. с англ., М., 1960; 4) Герцбергер М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962. М. М. Сушинский.

ХРОМАТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ — окрашивание пучка белого света, прошедшего через оптич. систему, состоящую из поляризатора, двупреломляющей прозрачной пластинки и анализатора, вследствие *интерференции поляризованных лучей* (см. также *Поляризационно-оптический метод исследования напряжений и Фотоупругость*).

ХРОМАТОГРАФИЯ — метод разделения веществ, заключающийся в пропускании газовых смесей или растворов через слой пористых сорбирующих материалов. Х. основана на сорбционном процессе, осуществляющемся в условиях направленного относительного движения газов или жидкостей через пористые сорбирующие среды (сорбенты). Чем меньше сорбируемость компонента смеси, тем с большей скоростью он перемещается вдоль колонки сорбента в направлении потока подвижной фазы (газа или жидкости). В результате возникает зональное рас-

пределение компонентов — хроматограмма, позволяющая выделить и проанализировать отдельные вещества. Теоретич. основой Х. служит теория динамики сорбции [1].

Х. применяется в аналитич. химии для анализа смесей неорганич. и органич. соединений и в хим. технологии для очистки, концентрирования и разделения веществ.

В принципе, для хроматографич. разделения может быть использован любой механизм сорбции — межфазного распределения. Различают два основных вида Х. — молекулярную и хемосорбционную. Каждый из этих видов имеет в свою очередь разновидности в зависимости от специфики и условий протекающих сорбционных процессов. Так, напр., различают молекулярную Х. адсорбционную (классич. вариант — сорбция происходит на поверхности твердой фазы) и абсорбционную, распределительную, Х. (роль сорбента выполняет жидкая фаза, неподвижно удерживаемая сорбционными силами межмолекулярной природы на поверхности твердой фазы-носителя).

К хемосорбционной Х. относятся: ионообменная Х., осадочноионная Х., различные разновидности комплексной Х. и др. В ионообменной Х. в качестве сорбентов применяют иониты, содержащие ионы, способные вступать в обратимые реакции ионного обмена с ионами раствора электролита. Осадочноионная Х. основана на реакции образования труднорастворимых ионных осадков, сорбент при этом должен иметь в своем составе хим. реагент-осадитель. В основе комплексной Х. лежит различие в энергии связи ионов в составе комплексных соединений. Для получения комплексонных хроматограмм в состав сорбента должен входить химич. реагент-комплексобразователь. Дальнейшее развитие Х. связано с применением для целей Х. др. возможных гетерогенных процессов взаимодействия веществ.

Хроматографич. процесс состоит из отдельных операций, к-рые называются способами хроматографии. Различают три основных способа. Фронтальная Х. — фильтрация через слой сорбента исходной смеси веществ. Для характера зонального распределения веществ во фронтальной хроматограмме существенно, взаимозависима ли сорбция компонентов смеси или каждый компонент сорбируется независимо от присутствия других. В последнем случае в колонке сорбента образуется серия независимых перекрывающихся зон. Ширина и степень их перекрытия зависят от сорбируемостей и исходных концентраций компонентов смеси. Как при независимой, так и при взаимозависимой сорбции, вообще говоря, полного разделения смеси на компоненты не происходит. Однако, применяя математич. аппарат теории Х., по ступенчатым кривым распределения веществ можно провести анализ состава смеси (т. наз. фронтальный анализ).

Элютивная Х. — промывание колонки сорбента потоком чистого растворителя после образования в колонке фронтальной хроматограммы. Если компоненты сорбировались независимо, то в процессе промывания (элюции) каждая зона будет перемещаться независимо от других и на нек-рой стадии промывания начнется постепенное выделение зон чистых веществ. При достаточно длительном промывании можно получить полное разделение смеси веществ на составные компоненты (элютивная хроматограмма). В условиях взаимозависимой сорбции компонентов смеси процесс формирования чистых зон имеет более сложный характер.

Вытеснительная Х. — фильтрация через колонку сорбента после получения фронтальной хроматограммы раствора к.-л. вещества (вытесните-

ля), как правило, сорбирующегося лучше, чем компоненты исходной смеси. Различие между элютивной и вытеснительной Х. не имеет принципиального характера. Если фронтальная хроматограмма образована в условиях взаимозависимой сорбции, то вытеснитель, подобно промывающему растворителю в элютивной Х., действуя в качестве десорбирующего агента, образует впереди своего фронта чистую зону наиболее сорбирующегося компонента разделяемой смеси. Затем образуется чистая зона второго в порядке сорбируемости компонента и т. д. Т. о. можно осуществить полное разделение смеси веществ. Помимо указанных приемов, в Х. могут применяться некоторые дополнительные средства, приводящие к более эффективному разделению смесей. К ним, напр., относится применение электрич. поля (электрохроматография) или темп-рного поля (термохроматография).

В зависимости от техники осуществления хроматографич. процессов различают ряд вариантов Х.: колоночную (Х. с применением колонок сорбентов), бумажную (Х. с применением спец. фильтровальной бумаги), капиллярную (напр., пропускание газовых смесей через узкий капилляр), тонкослойную (применение тонких слоев сорбентов). В зависимости от агрегатного состояния подвижной фазы различают газовую и жидкостную Х.

Поскольку главное назначение Х. — разделение смеси веществ, анализ хроматограмм сочетается с различными хим. и физ. методами качеств. и количеств. анализа. В результате возникают комплексные методы Х., напр. радиохроматографич. метод (сочетание Х. с методом радиоактивных индикаторов), масс-спектрохроматография (сочетание Х. с масс-спектральным анализом) и др.

Лит.: 1) Ра ч и н с к и й В. В., Введение в общую теорию динамики сорбции и хроматографии, М., 1964; 2) Ж у х о в и ц к и й А. А., Туркельтауб Н. М., Газовая хроматография, М., 1962; 3) Хроматография на бумаге, под ред. И. Хайса и К. Мацена, пер. с чеш., М., 1962; 4) Г е л ь ф е р и х Ф., Иониты, пер. с нем., М., 1962; 5) С а s s i d у Н. G., Fundamentals of chromatography, N. Y. — L., 1957.

В. В. Рачинский.

ХРОМОСФЕРНЫЕ ВСПЫШКИ — внезапное увеличение яркости нек-рого участка солнечной поверхности, наблюдаемое в Н_α и более медленное угасание его. Х. в. всегда происходят в активных областях Солнца, возникают в хромосфере или в короне. Продолжительность явления от неск. минут до 1—3 часов. Площадь наиболее мощных вспышек достигает 0,001 поверхности видимого диска Солнца. Их темп-ры 10000—15000°, электронные плотности 10¹³—10¹⁴ см⁻³. Мощность общего излучения Х. в. 10³⁰—10³¹ эрг/сек. В видимой части спектра Х. в. излучают в отдельных спектр. линиях (до 500 линий). Х. в. излучают также рентгеновское, ультрафиолетовое, радиоизлучение, корпускулярные потоки и космич. лучи. Рентгеновское и ультрафиолетовое излучения повышают ионизацию земной ионосферы, изменяя тем самым условия отражения от нее радиоволн (нарушение радиосвязи на коротких волнах). Корпускулярные потоки изменяют магнитное поле Земли, вызывая магнитные бури, полярные сияния. Космич. лучи (высокоэнергичный компонент) представляют радиационную опасность при полетах космонавтов.

Внезапное высвобождение энергии в Х. в., по-видимому, связано с превращением энергии магнитного поля в тепло при помощи нек-рого магнитогидродинамич. механизма. Данные о Х. в. публикуются ежемесячно в бюллетене «Солнечные данные».

Лит.: Солнце, пер. с англ., М., 1957 (Солнечная система, под ред. Дж. Койпера, т. 1); Я г е р К., Строение и динамика атмосферы Солнца, пер. с англ., М., 1962. Н. Н. Степанян.

ХРОНОЛОГИЧЕСКОЕ ПРОИЗВЕДЕНИЕ операторов (упорядоченное по времени произведение, T -произведение) в ре-

лятивистской квантовой теории поля — произведение операторов $a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_n(x_n)$, в к-ром операторы расположены так, что временные компоненты их аргументов убывают слева направо (x_i — координаты пространства-времени). Операция приведения данного произведения операторов к Х. п. обозначается символом $T(a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_n(x_n))$. По определению $T(a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_n(x_n)) = \delta_T a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_{i_n}(x_{i_n}) \Theta(x_{i_1}^0 - x_{i_2}^0) \Theta(x_{i_2}^0 - x_{i_3}^0) \dots \Theta(x_{i_{n-1}}^0 - x_{i_n}^0)$, где $\Theta(x)$ — тета-функция, а δ_T равно ± 1 или -1 в зависимости от того, четно или нечетно число перестановок ферми-операторов, к-рые необходимо совершить при переходе от $a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_n(x_n)$ к $a_{i_1}(x_{i_1}) a_{i_2}(x_{i_2}) \dots a_{i_n}(x_{i_n})$.

Определение Х. п. локальных операторов релятивистски инвариантно, несмотря на явно выделенную роль времени, вследствие обращения в нуль коммутаторов (или антикоммутаторов) в пространственно-подобной области. При перестановке сомножителей в процессе приведения к Х. п. оператор T действует так, как если бы все коммутаторы и антикоммутаторы были равны нулю. Поэтому операторы можно просто коммутировать или антикоммутировать под знаком Х. п., не меняя его значения, что особенно привлекательно с математич. точки зрения. Следовательно, Х. п. есть симметричная ф-ция своих аргументов, если все операторы a_i одинаковы.

Матрицу рассеяния S можно представить в виде хронологически упорядоченной экспоненты $S = T(\exp i \int L(x) dx)$, где $L(x)$ — лагранжиан взаимодействия во взаимодействии представляется (подразумевается, что экспонента разлагается в ряд и оператор T применяется к произведениям операторов $L(x)$).

В квантовой теории поля при вычислении матричных элементов матрицы рассеяния оказывается необходимым переходить от Х. п. к нормальному произведению. Х. п. n линейных операторов равно сумме их нормальных произведений со всеми возможными свертками (спариваниями), включая и их нормальное произведение без свертки (теорема Вика):

$$T(a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_n(x_n)) = : (a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_n(x_n)) : + \\ + : \overbrace{(a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_n(x_n))}^{\text{свертка}} : + \dots + \\ + : \overbrace{(a_1(x_1) a_2(x_2) \dots a_{n-1}(x_{n-1}) a_n(x_n))}^{\text{свертка}} : ;$$

символом: $:$ обозначается нормальное произведение, символом $\overbrace{\quad}^{\text{свертка}}$ — спаривание. Если под знак Х. п. входят нормальные произведения (смешанное Х. п.), то не должны учитываться взаимные свертки операторов, входящих в одно и то же нормальное произведение под знаком Х. п. Из теоремы Вика следует, что сумма всех возможных членов, в к-рых все операторы, стоящие под знаком Х. п., спарены, равна среднему по состоянию вакуума от этого Х. п. Т. к. свертывание двух операторов выражается через ф-ции распространения, то среднее по вакууму от Х. п., к-рые часто наз. τ -функциями, могут быть представлены в виде суммы произведений различных ф-ций распространения. Так, среднее по вакууму от Х. п. двух операторов скалярного поля $\varphi(x)$ связано с причинной ф-цией распространения этого поля D^C (см. Сингулярные функции) соотношением $\langle 0 | T(\varphi(x) \varphi(y)) | 0 \rangle = -iD^C(x-y) = -\frac{i}{(2\pi)^4} \int \frac{\exp[ik(x-y)]}{m^2 - k^2 - i\epsilon} d^4k$. Для спинорного поля $\psi(x)$ имеет место ф-ла

$$\langle 0 | T(\psi_\alpha(x) \bar{\psi}_\beta(y)) | 0 \rangle = -iS_{\alpha\beta}^C(x-y) = (\hat{\partial} - im)_{\alpha\beta} D^C(x-y),$$

где S^C — причинная ф-ция распространения этого поля.

Х. п. определено лишь при несовпадающих значениях временных компонент своих аргументов. При одинаковых временах Х. п. должно быть доопределено заданием правил интегрирования Х. п. в бесконечно малой окрестности совпадающих точек. Эта проблема тесно связана с вопросом о перенормировке матрицы рассеяния.

Рассмотренное выше определение Х. п. было введено Д. Викам и применяется наиболее часто. Ф. Дайсон ввел другое определение Х. п., обозначаемое символом P и отличающееся от T -произведения лишь отсутствием множителя δ_T , что мало существенно; все указанные выше свойства справедливы и для P -произведений. Понятия P - и T -произведений полностью эквивалентны, если фермионные операторы с сов-

падающими временами входят парами, что, в частности, имеет место при рассмотрении S -матрицы.

Иногда (напр., при рассмотрении матрицы, эрмитово сопряженной к матрице рассеяния) пользуются также понятием антихронологич. произведения (\bar{T} -произведения), в котором временные компоненты аргументов операторов убывают справа налево.

Введение понятия X . п. и применение теоремы Вика для X . п. позволило значительно упростить методы расчета матричных элементов матрицы рассеяния и привело к изящной форме техники Фейнмана диаграмм в квантовой теории поля.

Лит.: 1) В и к Д., в сб.: Новейшее развитие квантовой электродинамики, пер. с англ., М., 1954; 2) Боголюбов Н. Н., Ш и р к о в Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957; 3) Ш в е б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, [пер. с англ.], М., 1963.

И. М. Дремин.

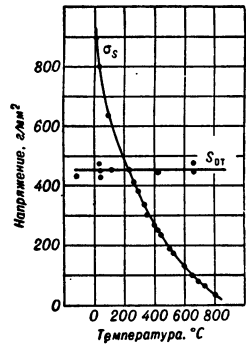
ХРУПКОСТЬ — разрушение, наступающее после незначительной пластич. деформации или без нее. Работа разрушения зависит от характера межатомной или межмолекулярной связи, микро- и кристаллич. структуры, наличия примесей и др., а также от условий испытания или эксплуатации и уменьшается при увеличении скорости нагружения, понижении темп-ры, наличии концентраторов напряжений.

Возможность хрупкого разрушения оценивают по темп-рой зависимости работы разрушения или характеристик пластичности, позволяющих определить критич. темп-ру X . $T_{кр}$, т. е. темп-ру перехода из пластичного в хрупкое состояние. Имеется 3 основных аспекта хрупкого разрушения: 1) макроскопич. закономерности разрушения в связи с механич. свойствами материалов; 2) связь X . с изменением структуры и фазового состава; 3) атомный механизм хрупкого разрушения.

Для рассмотрения макроскопич. закономерностей разрушения пользуются двумя независимыми характеристиками — сопротивлением пластич. деформации (предел текучести σ_s) и сопротивлением хрупкому разрушению (хрупкая прочность, сопротивление отрыву $S_{от}$). При понижении темп-ры испытания, введения надрезов, увеличении скорости деформации σ_s возрастает быстрее, чем $S_{от}$ и при темп-ре ниже $T_{кр}$

превышает $S_{от}$, т. е. происходит переход от вязкого разрушения к хрупкому (рис.).

Согласно А. Гриффитсу, хрупкое разрушение аморфных тел связано с наличием в материале трещин, в устьях к-рых напряжение может повышаться до величин теоретич. прочности, поэтому становится возможным их распространение. Трещина будет расти, если затраты энергии на создание ее поверхностей меньше высвобождающейся при этом упругой энергии материала. Теория Гриффитса подтверждается экспериментально. Т. о., в аморфных телах, характерной особенностью к-рых является экспоненциальная зависимость



коэфф. вязкости от темп-ры, при достаточно низких темп-рах пластич. деформация практически невозможна и очень велика роль поверхностных дефектов.

В металлах сопротивление пластич. деформации значительно меньше зависит от темп-ры, поэтому разрушение всегда связано с протеканием пластич. деформации, это требует учета работы пластич. деформации при образовании трещины. Склонность к хладноломкости (хрупкому разрушению при понижении темп-ры) металлов с кристаллич. решеткой объемноцентрированного куба (Fe, Nb, V, Ta, Mo, Cr, W) связана с более резким по сравнению с металлами с кристаллич. ре-

шеткой гранецентрированного куба ростом сопротивления пластич. деформации при понижении темп-ры.

Представления о разрушении, как следствии пластич. деформации, лежат в основе дислокационной теории разрушения (см. *Прочность*). Переход от вязкого разрушения к хрупкому, по Коттреллу, возможен, когда выполняется ур-ние: $(\sigma_i d^{1/2} + K_y) K_y = \beta G \gamma$, где σ_i — сопротивление движению дислокаций за счет примесей, полей других дислокаций, сил трения кристаллич. решетки и др., d — диаметр зерна, K_y — величина, пропорциональная напряжению, необходимому для освобождения дислокаций от блокирующих ее атомов, G — модуль сдвига, γ — поверхностная энергия трещины, β — коэфф., близкий к единице. Когда левая часть ур-ния меньше правой, металл пластичен. Зависимость от темп-ры входит в это ур-ние через величины σ_i и K_y . Критич. темп-ра X . понижается при увеличении числа свободных дислокаций и ослаблении их блокировки легированием (уменьшение K_y), повышении чистоты материала от примесей, взаимодействующих с дислокациями и при измельчении зерен.

Так, напр., деформация технич. железа и последующая выдержка при темп-рах 20—200°C приводит к блокировке дислокаций атмосферами Коттрелла, сегрегациями и выделениями, и $T_{кр}$ повышается. Легирование железа никелем ослабляет взаимодействие дислокаций с атомами С и N и понижает $T_{кр}$.

Хрупкое разрушение стали также сильно зависит от структуры и состава. Образование при закалке и отпуске значит. структурных неоднородностей приводит к повышению $T_{кр}$. Fe, W, Mo и др. металлы после зонной очистки пластичны до очень низких темп-р (железо до 4° K). Введение небольших добавок С и N (в Fe, Cr, V, Nb, Mo, W и др. металлы), O (в тантал), образующих твердые растворы внедрения, значительно повышает их X . Влияние этих примесей в основном связано с блокировкой дислокаций и затруднением их зарождения.

Облучение металлов частицами с высокой энергией вызывает увеличение сопротивления движению дислокаций σ_i и в ряде случаев — повышению степени закрепления дислокаций K_y и приводит к увеличению X . (повышению $T_{кр}$). Упорядочение также приводит к повышению $T_{кр}$. Изменение поверхностной энергии трещины — важный фактор разрушения. Снижение поверхностной энергии при воздействии коррозионных сред и напряжений или при смачивании жидким металлом во многих случаях вызывает усиление склонности к хрупкому разрушению (эффект Ребиндера).

Лит.: 1) Курдюмов Г. В., Энтин Р. И., Отпуская хрупкость конструкционных сталей, М., 1945; 2) Ogawa E., «Repts Progr. Phys.», 1949, v. 12, p. 185; 3) Stroh A. N., «Advances Phys.», 1957, v. 6, № 24, p. 418; 4) Дроздовский Б. А., Фридман Я. Б., Влияние трещин на механические свойства конструкционных сталей, М., 1960; 5) Утевский Л. М., Отпуская хрупкость стали, М., 1961; 6) Лихтман В. И., Щукин Е. Д., Ребиндер П. А., Физико-химическая механика металлов, М., 1962; 7) Саррак В. И., Энтин Р. И., «Проблемы металловедения и физики металлов», 1962, сб. № 7, с. 64; 1964, сб. № 8, с. 125; 8) Коттрелл А. Х., в сб.: Атомный механизм разрушения, пер. с англ., М., 1963, гл. 2.

В. И. Саррак, Р. И. Энтин.

Н-ТЕОРЕМА — см. *Больцмана Н-теорема*.

ХУНДА ПРАВИЛО — эмпирич. способ определения взаимного расположения атомных уровней, соответствующих заданной электронной конфигурации, но обладающих различными значениями полного орбитального момента L и полного спина S . Согласно X . п., наименьшей энергией обладает состояние с наибольшим возможным при данной электронной конфигурации значением S и наибольшим возмож-

ным (при данном S) значением L . Установлено Ф. Хундом (F. Hund).

В заполненных оболочках моменты электронов взаимно компенсируются. Поэтому при определении основного уровня атома с помощью Х. п. следует рассматривать только незаполненную оболочку. Так, напр., система, содержащая сверх заполненных оболочек два p -электрона, может находиться в состояниях 1D , 3P , 1S ; наименьшую энергию будет иметь терм, соответствующий состоянию 3P ($S = 1$). Состояние же 1S будет обладать наибольшей энергией.

Х. п. позволяет определить характер расположения уровней в мультиплетах (см. *Мультиплетность*). Если

в оболочке меньше половины возможного числа электронов, то структура мультиплета нормальная (энергия растет с ростом J), если больше, то обращенная (энергия уменьшается с ростом J). Это утверждение часто наз. вторым Х. п. Так, напр., у атома O , содержащего сверх заполненных оболочек 4 электрона в состоянии $2p^4$, спектр соответствует обращенному мультиплету, а ион O^{2+} с электронами в состоянии $2p^2$ имеет нормальный мультиплет.

Лит.: 1) Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3).

ХЭББЛА ЗАКОН РАСШИРЕНИЯ (правильнее Хаббла закон) — см. *Космология*.

К ТАБЛИЦЕ ИЗОТОПОВ

Таблицы ядерных моментов и изотопов приведены в дополнение к статьям «Изотопы» и «Моменты атомных ядер» в качестве компактного справочника по данным на 1965 г. В обеих таблицах приведены все 2β -устойчивые нуклиды (соответствующие низшим, наиболее устойчивым состояниям атомных ядер).

Равноступенчатая форма таблицы ядерных моментов отражает простую закономерность в увеличении числа нейтронов (ΔN) на 2 в каждом интервале (кроме первого) 2β -устойчивых нуклидов с одинаковым $\Delta Z = 20$ (заканчивающихся на нуклидах с магич. или субмагич. числом нейтронов N_m).

Ядерные моменты расположены в клетках в след. последовательности: справа от символа нуклида указан его спин, под символом — магнитный момент, в нижней строчке слева — квадрупольный момент, справа — октупольный (на белом фоне). Периоды полураспада T радиоактивных нуклидов приведены только в тех случаях, когда существуют изомеры (чтобы показать, к основному или метастабильному состоянию относится приведенное значение момента). Для ядерных уровней с очень коротким T ядерный момент не приводится. Моменты некоторых изотопов приведены в нижнем правом углу таблицы. Магнитный момент дается с диамагнитной поправкой [напр., у Li^6 $\mu = 0,82193$ (не скорректированное значение) $+ 0,00008$ (диамагнитная поправка) $= 0,82201$].

В таблице изотопов даются распространенности и периоды полураспада изотопов. Эта таблица названа «периодической системой изотопов», т. к. в ней выделены периоды (и полупериоды), соответствующие конечным нуклидам: Sr^{88} , Se^{140} и др. [2].

Слева в таблице помещено «плеядное число» β , характеризующее избыток или недостаток нейтронов по сравнению со «средним изотопом» в плеяде ($\beta = 0$). У элементов с $Z^{чет}$ среднему изотопу соответствует присоединение двух нейтронов (после протона) в повторяющемся («гелионном») чередовании пар $2p$ и $2n$ в последовательности 2β -устойчивых нуклидов. Напр., $Sn^{120} \xrightarrow{p} Sb^{121} \xrightarrow{n} Te^{122} \xrightarrow{p} Te^{123} \xrightarrow{n} Te^{124}$ (средн. изотоп) $\xrightarrow{p} Te^{125} \xrightarrow{n} Te^{126} \xrightarrow{p} J^{127} \xrightarrow{n} Xe^{128} \xrightarrow{p} Xe^{129} \xrightarrow{n} Xe^{130}$ (средн. изотоп) $\xrightarrow{p} Xe^{131} \xrightarrow{n} Xe^{132}$.

У элементов с $Z^{неч}$ средним изотопом является нуклид со значением $M^{неч}$, промежуточным между значениями $M^{чет}$ 2β -устойчивых нуклидов соседних элементов с $Z^{чет}$. Напр., Sb^{121} со значением M , лежащим между $M = 120$ и $M = 122$ у 2β -устойчивых нуклидов Sn^{120} и Te^{122} , будет средним изотопом с $\beta = 0$, а Sb^{123} имеет $\beta = +2$, т. к. соседний с ним нуклид Sn^{122} — не 2β -устойчивый изотоп.

Элементы с $Z = 1-7$ имеют по два 2β -устойчивых изотопа с $M^{чет}$ и $M^{неч}$ (напр., N^{14} и N^{15}), т. к. они образуются присоединением $1n$ и $1p$. У этих элементов, согласно определению, средний изотоп тоже имеет на $2n$ больше, чем самый легкий 2β -устойчивый изотоп с $M^{чет}$, но при этом он будет β^- -радиоактивным. Все нуклиды, кратные α -частице (He^4 , Be^8 , C^{12} , O^{16}), как и аналогичные нуклиды следующих элементов (Ne^{20} , Mg^{24} , Si^{28} и др.), будут иметь $\beta = 2$.

В таблице приведены только изомеры с $T \geq 10^{-7}$ сек. В неск. случаях значения, не поместившиеся в клетку, вынесены вниз соответствующего вертикального столбца.

Лит.: 1) Nuclear moments, Appendix I to Nuclear Data Sheets, G. H. Fuller, V. W. Cohen, May 1965; 2) Селинов И. П., Периодическая система изотопов, М., 1962; 3) Селинов И. П., Изотопы, М., 1966 (в печати). И. П. Селинов.

I. ТАБЛИЦА ИЗОТОНОВ С ЯДЕРНЫМИ МОМЕНТАМИ

- Изотоп
- Массовое число (М)
- $\frac{69}{28}$ Спирн
 - $\frac{201}{83}$ дипольный
 - $\frac{019}{52}$ октупольный
- Электрический квадрупольный момент
- $\frac{130}{54}$ $\frac{130}{54}$ 2 β -устойчивый стабильный изотоп
- $\frac{130}{54}$ $\frac{130}{54}$ β -устойчивый стабильный изотоп
- Значение изотоп недостаточно
- $\frac{211}{84}$ 2 β -устойчивый α -радиоактивный
- Моменты не измерены
- $\frac{80}{34}$ β -или ϵ -радиоактивный
- $\frac{5138}{19}$ $\frac{18}{18}$ β -радиоактивный
- Период полураспада

		II		III		IV		IV	
		M _{неч}		M _{чет}		M _{неч}		M _{чет}	
		Ca		Y		Zr		Ce	
		K		Rb		Sr		Ba	
		Ca		Sc		Ti		Hf	
		Ga		Zn		Cu		Ag	
		Ge		Ga		Fe		Co	
		As		Ge		Ni		Pd	
		Se		As		Co		Ni	
		Br		Se		Zn		Cu	
		Kr		Br		Ni		Pd	
		Rb		Kr		Ag		Cd	
		Sr		Rb		Pd		Ag	
		Y		Sr		Cd		In	
		Zr		Y		Sn		Sb	
		Nb		Zr		Pb		Bi	
		Mo		Nb		Tl		Po	
		Tc		Mo		Pb		Bi	
		Ru		Tc		Sb		Po	
		Rh		Ru		Te		At	
		Pd		Rh		I		Rn	
		Ag		Pd		Xe		Fr	
		Cd		Ag		Ba		Ra	
		In		Cd		La		Ac	
		Sn		In		Ce		Th	
		Sb		Sn		Pr		Pa	
		Te		Sb		Nd		U	
		I		Te		Pm		Np	
		Xe		I		Sm		Pu	
		Ba		Xe		Eu		Am	
		La		Ba		Gd		Cm	
		Ce		La		Tb		Bk	
		Pr		Ce		Dy		Cf	
		Nd		Pr		Ho		Ee	
		Pm		Nd		Er			
		Sm		Pm		Tm			
		Eu		Sm		Yb			
		Gd		Eu		Lu			
		Tb		Gd					
		Dy		Tb					
		Ho		Dy					
		Er		Ho					
		Tm		Er					
		Yb		Tm					
		Lu		Yb					
				Lu					

II. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ИЗОТОПОВ

40
25-10⁹ л
0.0118

- Массовое число
- Период полураспада (T): г-годы, (л-лета), д-дни, ч-часы, м-мин., с-сек., мс-миллисек.
- Относительная распространенность в %

48
0.185

211
2.16 м

- β -устойчивый, стабильный
- α -распад и β^- -распад или α - и β^+ , ϵ -превращение

38*
0.063

- Конечный нуклид, завершающий период в системе изотопов
- Магическое число нейтронов (*20)

225
10 д

144
23.85
5-10¹⁵ л

- Долгоживущий (T > 10⁸ л)
- β -устойчивые и α -радиоактивные

235*
0.7205
7.1-10⁸ л

235*
26.5 м
1.9-10¹⁷ л

- Значения, вынесенные из клетки изотопа (U²³⁵)
- T изомера
- T спонтанного деления

216
3-10⁻⁶ с

214
2-10⁻⁶ с

- α -распад найден, но вероятно есть и β^- -распад или ϵ -распад

16
99.759

- 2β -устойчивый изобар наименьшей массы
- Стабильный или природный долгоживущий (T > 10⁸ лет)

264
?

268
?

- Гипотетические изотопы:
- β -устойчивый и 2β -устойчивый

131
24.8 м
30 ч

254
T α = ?
55 д

- T изомера спонтанно делящийся (T α еще не найден)
- T изомера изомерный переход

40
1.25-10⁹ л
0.0118

- β -радиоактивный
- β^- -распад и β^+ -распад или электронный захват (ϵ)

40
1.25-10⁹ л
0.0118

- β^- -распад и β^+ -распад или электронный захват (ϵ)

Периоды	a								b										I		II	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20		
Z	H	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca		
-5						9 β^+, p 127 мс		13 β^+, p 8.7 мс		17 103 мс β^+, p		21 β^+, p 118 мс		25 β^+, p 225 мс		29 β^+, p 195 мс		33 β^+, p 178 мс		37 β^+, p 173 мс		
-4				6 $\geq 4 \cdot 10^{-21} c$		10 19.1 с		14 72 с		18 1.46 с		22 3.9 с	(23) 0.13 с	26 2.1 с		30 1.5 с					38 0.66 с	
-3		3 0.0001		7 53 д	8 0.78 с	11 20.4 м	12 0.0125 с	15 123.95 с $10^{-19} c$	16 17.7 с	19 0.385 с	20 11.9 с	23 11.9 с	24 2.10 с	27 4.14 с	28 0.28 с	31 2.66 с	32 0.306 с	35 1.83 с			39 1.0 с	
-2		4 99.985	5 99.9999 β, α	8 $\geq 10^{-21} c$ β, α	9 10-16 $\beta, 2\alpha$	12 98.892	13 10.08 м	16 99.759	17 70 с	20 90.92	21 22.8 с	24 78.7	25 7.3 с	28 92.21	29 4.45 с	32 95.0	33 2.8 с	36 0.337	37 1.2 с	40* 96.97		
-1		2 0.015	5 $2 \cdot 10^{-21} c$ n, α	6 7.42	9 100	10 19.61	13 1.108	14 99.635	17 0.037	18 110 м	22 0.257	25 2.58 г	26 10.13	29 8.10 ⁵ л 6.7 с	30 4.70	33 2.49 м	34 0.76	37 1.53 с 31.99 м	38 34.3 д	41 0.95 с 7.7 м	42 7-10 ⁴ л	
0		3 12.26 г	6 0.82 с	7 92.56	10 2.7-10 ⁶ л	11 80.39	14 5730 л	15 0.365	18 0.204	19 100	22 8.82	23 100	26 11.17	27 100	30 3.09	31 100	34 4.22	35 75.53	38* 0.063	39* 93.10	42 0.64	
+1			8 0.841 с $\beta, 2\alpha$	11 13.57 с	12 18.5 мс	15 2.25 с	16 7.35 с	19 29.4 с	20 11.4 с	23 37.6 с	24 14.97 ч 0.02 с	27 9.45 м	28 2.27 м	31 2.62 ч	32 14.22 д	35 86.3 д	36 08-10 ⁵ л	39 265 л	40 1.25-10 ⁹ л	43 0.0118	44 0.145	
+2			9 0.168 с $\beta, n, 2\alpha$	12 11.4 мс β^+, n	13 19 мс	16 0.74 с	17 4.15 с	20 13.6 с	21 4.6 с	24 3.38 м	25 60 с	28 21.2 ч	29 6.56 м	32 ~ 710 л	33 24.4 д	36* 0.014	37* 24.47	40 99.6	41 41	44 6.88	45 2.06	
+3							18 0.63 с				26 1.04 с		30 3.27 с		34 12.4 с	37 5.07 м	38 37.29 м	41 110 м	42 12.52 ч	43 164 д	44 164 д	
+4																38 2.87 ч	39 55.5 м	42 ≥ 3.5 г	43 22.4 ч	46 0.0033		
+5																	40 1.4 м		44 22 м	47 4.7 д		
+6																			45 34 м	48 0.185		
+7																	*20 n		47 18 с	49 8.8 м		

Период	a										b										III	IV
	Z	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 J	54 Xe	55 Cs	56 Ba	57 La	58 Ce	59 Pr		
-12													108 5.3 c				124 7 м	127 3.5 м	126 1 м			
-11																	125 6.5 м	128 4.6 м	(129) ~13 м			
-10									105 ~2 м	108 9 м	111 ~1 м?	114 16 м	117 ~10 м	120 43 м	123 6 м	126 97 м	129 10 м					
-9								103 10 м	106 5.3 м	109 18.1 м	112 0.9 м	115 6 м	118 17 м	121 40 м	124 ~1 м?	127 12 м	130 8.7 м	131 30 м	131 30 м			
-8					(95) ~2 м	98 17 м	101 10.8 м	104 2 м	107 37 м	110 10 м	113 7 м	116 2.5 ч	119 21 м	122 19.5 ч	125 45 м	128 2.4 д	131 61 м	132 131	132 4.2 ч			
-7				93 50 c	96 ~11 м	99 21.6 м	102 13 м	105 55 м	108 40 м	111 55 м	114 3.3 м	117 1.9 ч	120 1.1 ч	123 1.3 ч	126 1.6 м	129 2.45 ч	132 4.5 ч	133 6.3 ч	133 ~40 м	134		
-6		90 5.7 ч		94 57 м	97 35 м	100 4.1 д	103 66 м	106 1.215	109 4.3 ч	112 1.3 м	115 0.95	118 31 м	121 6.0 д	124 1.95 ч	127 0.096	130 6.3 ч	133 0.101	134 4 ч	134 72 ч	135 22 м	138 22 м	
-5		91 15.49 м 66 c	92 4.3 м	95 1.65 ч	98 8.7 м	101 8.5 ч	104 1.2 ч	107 27 м	110 66 м	113 118 д	116 16 м	119 4.25 д	122 15.9 ч	125 18 ч	128 3.9 м	131 14.5 м	134 11.5 д	135 6.5 м	136 22 ч	137 70 м	139 5.2 ч	
-4	89 1.9 ч 0.8 ч	92 15.86	93 2.75 ч	96 43.5 м	99 4.7 ч	102 16 д	105 0.96	108 40 д	111 2.81 д	114 21 м	117 1.4 ч	120 15.9 ч	123 3.5 м	126 55 c	129 30.7 ч	132 0.097	135 19.8 ч	136 0.193	137 1.5 ч	140 0.6 мс 3.3 д		
-3	14.6 ч 0.015 c 24 c	93 ~10 ч 6.95 ч	94 53 м	97 4.5 ч	100 2.88 д	103 20.8 ч	106 17. д	109 8.2 д	112* 0.012 мс 15 м	115 20.7 м	118 5.1 ч	121 17 д	124 154 д	127 36.4 д	130 30 м	133 38.8 ч	136 9.5 м	137 8.7 ч	138 34.1 ч	141 2 ч	142 2.42 ч 63.7 c	
-2	91 8 л 64 д	94 9.12	95 60 д	98 1.87	101 5 л	104 4.5 д	107 10.97	110 51.35 44.3 c	113 12.39	116 4.28	119 1.73 ч	122 14.24	125 38 ч	128 2.46	131 57.4 д	134 1.919	137 9.6 д	140 2.42	143 6-10 ч	146 9.2 мс	149 4.5 ч	
-1	10.1 д (13 ч) (191 м)	95 15.7	96 4.2 д	99 51.5 м	102 12.72	105 206 д	108 0.037 мс 22.33	111 2.41 м	114* 47.5 ч	117 48.6 м	120 49 д	123* 7.57	126 15.89 м	129 0.87	132 26.44	135 8 д	138 6.5 д	141 28.7 ч	144 0.089	147 55 c	150 3.4 м	
0	93 100 3.7 г	96 16.5	97 2.6-10 ч	100 12.62	103 57 м	106 27.33	109 48.65 39.2 c	112 24.07	115* 6-10 ч 95.77	118 24.01	121 57.25	124 4.61	127 100	130 4.08	133 100	136 0.37 c 1.81	139* 99.911	142 88.48	145 100	148 5-10 ч	151 24.85	
+1	94 1.8-10 ч 6.6 м	97 9.45	98 1.5-10 ч	101 17.07	104 4.2 c	107 7-10 ч	110 24.2 c	113 12.26	116 14 c	119 8.58	122 2.8 д	125 58 д	128 24.99 м	131 21.18	134 2.07 г	137 11.32	140 40.22 ч	143 32.5 д	146 19.2 ч	149 8.30		
+2	95 35 д 84 ч	98 23.75	99 2.12-10 ч	102 6.04 ч	105 31.61	108 36.5 ч	111 45 c	114 26.71	117 74 c	120 28.86	123 1.9 ч	126 32.97	129 42.75	132 18.71	135 1.72-10 ч	138* 26.89	141 3-10 ч	144 71.66	147 3.8 ч	150 5-10 ч	153 11.07	
+3	96 23.35 ч	99 66 ч	100 15.8 c	103 39.8 д	106 133 м	109 13.5 ч	112 4.75 м	115 3.2 ч	118 43 д	121 5.1 c	124 4.5 c	127 ~25 л	130 21 м	133 105 д	136 12.6 ч	139 54 ч	142 12.9 д	145 85 м	148 85 м	151 33 ч	154 17.27 м	
+4	97 72.1 м 60 c	100 9.62	101 14.3 м	104 18.58	107 21.7 м	110 11.81	113 5.3 ч	116 1.2 м	119 17.5 м	122 2.3 м	125 4.71	128 2.7 г	131 31.79	134 8.08 д	137 10.44	140 26.6 г	143 12.8 д	146 14 м	149 285 д	152 5.95 ч	155 5.72	
+5	98 51.5 м	101 14.6 м	102 4.5 м	105 4.43 ч	108 17.5 c	111 22 м	114 (2 м)	117 (50 м)	120 3.2 c	123 41 м	126 12.5 д	129 72 м	132 19 м	135 33.5 д	138 2.3 ч	141 15.6 м	144 32.2 м	147 18 м	150 ~1 м?	153 3 м	156 24.4 м	
+6	99 10 c 2.4 м	102 11.5 м	103 50 c	106 1 г	109 30 c	112 21 ч	115 21.1 м	118 ~20 c	121 30 c	124 3.1 м	127 5.98	130 88 ч	133 34.48	136 20.9 ч	139 8.87	142 9.5 м	145 11 м	148 13.9 м	151 12 м	154 5.60		
+7	100 10 c 3 м		104 18 м	107 4.2 м	110 ~3.6 c	113 1.5 м	116 2.5 м	119 9.5 м	122 7.5 c	125 9.4 д	128 10.3 м	131 24.8 м	134 30 ч	137 52.4 м	140 3.9 м	143 66 c	146 13 c	149 1.2 м	152 2 м	155 12 м	158 12 м	
+8	101 (11.5 м) 1 м		105 8 м	108 4.5 м		115 2.4 м	117 1.1 м		123 10 c	126 36 c	129 10.5 л	132 4.2 ч	135 77.7 ч	138 6.68 ч	141 17 м	144 24 c	147 <10 c	150 0.7 м				
+9		105 <2 м				115 45 c		121 3.5 м	124 3.6 c	127 4.6 м	130 2.1 ч	133 7.1 м	136 63 м	139 83 c	142 41 c	145 2.7 c						
+10			107 <1.5 м							128 57 м	131 23.1 м	134 44 м	137 24 c	140 16 c	143 2 c							
+11										129 6.2 м	132 2.1 ч	135 ~1 м	138 6.3 c	141 1.7 c	144 <1 c							
+12									112* 42 мс	130 2.6 м	133 4.1 м											
+13									114 2.5 c	131 1.6 ч	134 ~50 c											
+14									115* 14.4 ч	132 2.2 м	135 <0.4 м	123* 1.2-10 ¹³										

* 82 n

Период	a																	IV										b						
	Z	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82											
β	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tu	Yb	Lu	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb												
-18										154 0.39 c	155 0.07 c						192* ~600 л					204* $\alpha = 14 \cdot 10^3$												
-17										155 1.65 c	156 0.23 c																							
-16									153 1.58 c																									
-15									154 3.1 c											185 50 c														
-14										151 36 c 42 c										186 1.5 c														
-13						149 ~15 м				152 52 c 2.4 м										187 3 м														
-12				(144)	147 1 ч 24 м	150 7 м	153 (6.5 м)	156 15 м											185 (7 м)	188 3.7 м	191 10 м	194 11 м												
-11				145 25 м	148 70 м	151 19 м	154 (15.4)	157 5.6 м	158 24 м										186 15 м	189 9 м	192 <11 м	195 17 м												
-10				143 2.3 м ~1.5 ч	146 46 д	149 4.3 м 4.1 ч	152 2.3 ч	155 (16.5 м)	158 (46 м)	162 2.5 ч	~24 м	168 22 м	174 31 м	177 17 м	180 (30 ч)			184 2.3 ч	187 8 м	190 19.8 м	193 2.1 м	196 22.6 м												
-9		141 ~20 д	144 18 м	147 29 ч	150 3 ч	153 5 ч	156 56 м	159 ~1 ч				169 1.9 ч	172 23.6 м	175 1.5 ч	178 15 м	181 23 м	182 (15 м)	185 (1.2 ч)	188 8 м	191 5.7 ч	194 32.8 м	197 20 м												
-8		142 72 м	145 5.9 д	148 85 л	151 18.5 ч	154 13 ч	157 13 м	160 29 ч	161 32 м	164 75 м	167 54 м	170 9 ч	173 2.5 ч	176 1.7 ч	179 18 м	182 21.9 ч	183 1 ч	186 2.5 ч	189 42 м	192 5.7 ч	195 3.5 c	198 2.4 ч												
-7		143 9 м 6.4 c	146 (4.6 д)	149 (38 ч)	152 9.3 д	155 4 м	158 10 ч	161 11.5 м	162 (27 м)	165 9 м	168 2 ч	171 7.1 м	174 13 ч	177 1.3 ч	180 130 м	183 20 ч	184 13.5 ч	187 10 ч	190 3.1 ч	193 2.2 ч	196 39 м	199 6 ч												
-6	141 2 мс 22 м	144 3.16	147 24 д	150 2.10 ⁶ л	153 62 ч	156 2.10 ¹⁴ г	159 0.0524	162 33 м	163 0.136	166 2 ч	169 54 ч	172 1.5 д	175 ~5 л	178 11 ч	181 21.5 д	184 19 ч	185 0.018 (10 м)	188 15 ч	191 10 д	194 3.2 ч	197 146 д	200 2.7 ч												
-5	142 34 c	145 340 д	148 54 д	151 120 д	154 8 ч	157 8.2 ч	160 5.3 ч	163 75 м	164 (2 м)	167 (74 м)	170 2 д	173 23.6 ч	176 8 ч	179 5.2 м	182 12.7 ч	185 93.6 д	186 16 ч	189 11 ч	192 4.7 ч	195 9.5 ч	198 5.3 ч	201 9.4 ч												
-4	143 265 д	146 (4.10 ¹⁰ л)	149 106 д	152 1.7.10 ¹⁴ г	155 0.20 л	158 5.6 д	161 0.0902	165 2.5 ч	166 1.56	169 29 ч	172 0.140	175 600 д	178 4.3.10 ¹⁵ г	181 0.163	184 53 ч	187 5.5 мс	188 67.6 д	191 1.59	194 18 ч	197 5.9.10 ¹¹ г	200 17.5 ч	203 3.9 c												
-3	144 380 д	147 3.10 ¹¹ л	150 >5 л	153 236 д	156 5.6 д	159 5.5 ч	162 144.4 д	165 67 м	166 10 ч	169 31.8 д	172 46 c	175 6.7 д	178 4 м	181 70 д	184 9.35 м	187 2.1 ч	188 0.014 мс	191 32 д	194 1.64	197 39 ч	200 41.5 ч	203 65 ч												
-2	145 18 л	148 11.27	151 10.058	154 47.82	157 2.15	160 280 л	163 2.294	166 >10 ³ г	167 0.8 c	170 33.41	173 9.6 д	176 3.03	179 625 д	182 5.21	185 600 д	188 26.41	191 37.07	194 13.3	197 14 мс	200 10.5 м	203 183 д	206* 201												
-1	146 1600 д	149 4.10 ¹⁴ г	152 12.7 г	155 47.82	158 2.15	161 1000	164 14.73	167 18.88	168 36.7 м	171 22.94	174* 1.7 г	177 140 д	180 0.075 м	183 18.56	186 8.15 ч	189 14.4	192 88.9 ч	195 16.1	198 12.3 д	201 3.2 ч	204 4.3 д	207 9.8 ч												
0	147 2.64 г	150 7.47	153 52.18	156 20.47	159 100	162 25.53	165 100	168 27.07	169 100	172 21.82	175 97.41	178 21.1	181 99.9877	184 4.8 c	187 0.33 c	190 30.64	191 62.93	194 26.4	197 4.9 c	200 37.3	203 7.2 c	206 100												
+1	148 5.3 д 42 д	151 ~93 г	154 16 л	157 15.68	160 72.3 д	163 24.97	166 27.3 ч	169 9.4 д	170 129 д	173 16.13	176 2.4.10 ¹⁰ л	179 2.59	182 13.75	185 115.1 д	188 75.8 д	191 16.7 ч	194 14.6 д	197 74.37 д	200 3.5 д	203 47.2 c	206 14.2 м	209 33.8												
+2	149 54 ч	152 26.63	155 1.7 г	158 24.87	161 6.88 д	164 28.18	167 3 ч	170 14.88	171 680 д	174 31.84	177 155 д	180 35.22	183 5.5 ч	186 5 д	189 28.41	192* 150 д	193* 24.3 ч	196* 41.0	199* 62.7	202* 11.9 г	205* 25.2	208* 3.14 д												
+3	150 2.7 ч	153 47.1 ч	156 15.4 д	159 18 ч	162 (14 м)	165 (2 ч)	168 139.2 м	171 1.25 м	172 3.3 м	175 101 ч	178 16 м	181 72 мс	184 30 м	187 42.45 д	190 8.7 ч	193 24 ч	196 (2.8 ч)	199 30.6 ч	202 19 ч	205 47.2 c	208 3 м	211 88 м												
+4	151 27.5 ч	154 22.53	157 15.4 ч	160 21.9	163 6.5 ч	166 7 м	169 82 ч	172 (96 м)	175 49.8 ч	178 8.2 ч	181 174	184 177	187 180	190 183	193 186	196 189	199 195	202 2.3 ч	205 7.19	208 26 м	211 6.85													
+5	152 6.5 м	155 21.9 м	158 46 м	161 3.7 м	164 23 ч	167 4.4 м	170 40 c			174 5.5 м	177 1.9 ч	180 6.4 c	183 2.5 м	186 64 м	189 10.5 м	192 11.5 м	195 6.5 м	198 <5 ч?	201 4.1 c	204 25 c	207 5.2 м	210 3.1 м												
+6	153 5.5 м	156 9 ч	159 20 м	162 >1 г					175 20 м	178 176	181 184	184 186	187 188	190 191	193 194	196 195	199 197	202 200	205 203	208 206	211 209	214 212												
+7	154 2.5 м	157 0.5 м	160 ~2.5 м						176 1.5 м	179 177	182 180	185 183	188 186	191 189	194 195	197 196	200 198	203 201	206 204	209 210	212 213	214 211												
+8			152* 96 м				166* 0.21 мс				174* 1300 д		* 116 n							126 n		214 26.8 м												

Период	a																V				b									
	Z	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	87 Fr	88 Ra	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 E-Yb	103 Lw	104 E-Hf							
-18		194 13 с	193 4 с	192 0.5 с																										
-17		195 30 с																												
-16		196 1.9 м	196 43 с																											
-15		197 ~4 м				204 2 с																								
-14		198 7 м	201 1.5 м	204 3 м	205 3.7 с																									
-13	(196)	199 7 м	202 11.2 м	203 3 м	206 16 с																									
-12	(197)	200 1.7 м	203 8 м	206 7.2 м	207 6.5 м	19 с																								
-11	(198)	201 7 м	204 17.5 м	207 9.3 м	208 11 м	208 38 с																								
-10		199 24 м	202 27 м	205 44.5 м	208 23 м	209 55 с																								
-9		200 35 м	203 42 м	206 29 м	209 30 м	210 2.65 м	213 2.7 м																							
-8		201 1.85 ч	204 62 м	207 3.54 ч	210 1.8 ч	211 1.6 ч	212 3.1 м	215 2.6 с					232 36 м	238 2.5 ч				245 1.2 м	248 0.6 м		254 α3 с	257 α8 с	260 0.3 с							
-7		202 95 м	205 0.644 м	208 1.8 ч	211 1.6 ч	212 19.3 м	215 1.6 мс			(224) 0.6 с	227 1.3 м		232 20 м	238 2.9 ч				246 7.3 м	249 2.5 м		255 α15 с									
-6		203 11.8 ч	206 8.8 д	209 5.5 ч	212* 25 м	218 34 с				225 2 с	228 9.3 м	231 ~50 м	234 9 ч	237 ~1.3 ч	240 26.8 д		244 25 м	247 7 м	250 30 м		256 α8 с	~13 м								
-5		204 11.2 ч	207 6.2 ч	210 8.3 ч	213 19 мс	(214) 3.9 мс				223 ~0.9 с	226 1.8 м	229 58 м	232 13 м	235 26 м	238 1.9 ч	241 35 д		245 44 ч	248 25 м	251 7 ч										
-4		205 15.3 д	208 2.93 г	211 7.2 ч	214 ?		218 ?	221 <2 с	224 ~1 с	227 38.3 м	230 20.8 д	233 35 м	236 3.5-10 ⁹ л	239 12 ч	242 7.2-10 ⁶ л	243 4.5 ч	244 2.1-10 ³ л	247 2 ч	250 2 ч	253 >6 л	256 0.5 ч	258 ?	264 ?							
-3		206 6.24 д	209 103 г	212 0.12 с	215 10 ⁻⁶ с		219 10 ⁻³ с	222 5.5 с	225 8 м	228 22 ч	231 4.3 д	234 4.4 д	237 45.6 д	240 0.18 с	243 51 ч	244 32 г	245 4.4 ч	247 2.5 ч	249 8 ч	252 ~4.5 д	255 1.5 ч									
-2		207 28 л	210* 36.40 л	213 <2 с	216 0.045 мс	217 <2 с	220 0.023 с	223 2.2 м	226 30.9 м	229 1.5 д	232 8-10 ¹³ л	235 410 л	238 1.4-10 ¹⁰ л	241 2-10 ¹⁴ л	244* 0.07 д	245 4.98 д	247 350 д	249 5.10 л	250* 1.5 д	251 3.74 ч	254 22.7 ч	260 ?	266 ?							
-1		208 3-10 ⁵ л	211 0.52 с	214 2-10 ⁻⁶ с	217 0.5 мс	218 5-10 ⁻³ с	221 30 с	224 2.9 ч	227 18.17 д	230 17.7 д	233 1.62-10 ⁵	236 >5-10 ⁴	239 24360 л	242 152 г	245 9320 л	246 2-10 ⁴ л	247 360 л	249 5-10 ⁹ л	252 140 д	255 21.5 ч	256 >60 с	261 ?	267 ?							
0		209* 100	212 46 с	215 10 ⁻⁴ с	218 0.019 с	219 0.02 с	222 38 с	225 10 д	228 1.91 г	231 32480 л	234 0.0056 л	237 2-10 ¹⁵ л	240 2-10 ¹¹ л	243 95-10 ¹¹ л	246 5480 л	247 10 ¹⁰ л	250* 10.9 г	251 1.5-10 ⁴ л	253 7-10 ⁵ л	256 2.7 ч	259 ?	262 ?	265 ?	268 ?						
+1		210 2.6-10 ⁶ л	213 5.013 л	216 4-10 ⁻⁶ с	219 3-10 ⁻⁴ с	220 3.92 с	223 27.5 с	226 11.68 д	229 29 ч	232 7340 л	235* 0.7205 с	238 2.1 д	241 13 л	244 26 м	247 67-10 ⁷ л	248 16 ч	251 800 л	254 39 ч	257 79 д	263 ?	264 ?	269 ?								
+2		211 2.16 м	214 1.64-10 ⁻⁴ л	217 0.018 с	220 51.5 с	221 4.8 м	224 3.64 д	227 21.8 г	230 8-10 ⁴ л	233 27 д	236 2.39-10 ¹⁴ л	239 5-10 ¹² л	242 7-10 ¹⁰ л	245 2.346 д	248* 3.79-10 ⁵ л	249 1.98 ч	250* 4.6-10 ⁶ л	252 314 д	255 66 л	258 24 д	264 ?	270 ?								
+3		212 60.5 м	215 83-10 ⁻³ с	218 ~1.3 с	221 25 м	222 14.8 м	225 14.8 д	228 6.13 ч	231 25.64 ч	234 1.175 м	237 6.75 д	240 7.3 м	243 4.98 ч	246 25 м	249 64 м	250 193.3 м	253 17 д	256 кор												
+4		213 47 м	216 0.158 с	219 0.9 м	222 3.8229 д	223 22 м	226 1617 л	229 66 м	232 1.38-10 ¹⁰ л	235 23.7 м	238 1-10 ¹⁹ л	241 23.7 м	244 16 м	247 1-10 ¹⁷ л	250 2-10 ⁴ л	251 10 ¹⁸ л	254 10 ¹⁸ л	255 55 д	260 ?	266 ?	272 ?									
+5		214 19.7	217 <10 с		223 43 м	224 ~2 м	227 41.2 м	230 41.2 м	233 22.12 м	236 12.5 м	239 23.54 м		245 10.1 ч																	
+6		215 8 м	218 3.05 м		224 1.9 ч		228 6.7 г	231 15 м	234 24.1 д	237 39 м	240 14.1 ч		246 10.85 д										274 ?							
+7							229 <1 м		235 <5 м																					
+8							230 1 ч				235* 26.5 м		242 13 мс	244* 1.4-10 ¹⁷ л						* 126 н	** 152 н									

Ц

ЦАПОН (цапонлак) — раствор нитроцеллюлозы в летучих органич. растворителях с добавлением пластификаторов. Обладает хорошей стойкостью в интервале темп-р от -40 до $+80^{\circ}\text{C}$. Применяется для покрытия поверхностей металлич. изделий, а также стекла, бумаги и т. д.

ЦВЕТ. Термин «Ц.» даже в научной литературе употребляется в нескольких взаимоисключающих смыслах. Так, широко распространено определение понятия «Ц.» как своеобразного ощущения. Это определение макс. наглядно, т. к. каждому человеку его собственные ощущения известны непосредственно, но также и бесплодно, ибо никакие чужие слова ничего к этому ощущению не могут прибавить. Рациональным является рассмотрение только того, какие объективные явления находят свое отражение в цветовых ощущениях.

Светочувствительные рецепторы сетчатки глаза по-разному реагируют на свет разного спектрального состава и интенсивности, что позволяет человеку отличать одни излучения от других. В этом смысле Ц. есть характеристика спектрального состава излучений с учетом их интенсивности. Названия отдельных Ц. могут иногда заменять физич. характеристики излучений, напр. для монохроматич. излучений указание Ц. заменяет иногда ориентировочные указания длины волны: желтая линия натрия, зеленая линия таллия и т. п. Однако Ц. не полностью определяет спектральный состав произвольных излучений, т. к. излучения даже весьма различного состава в нек-рых случаях могут быть визуально неразличимы, хотя в др. случаях даже малые изменения спектрального состава легко замечаются. В частности, смесь в строго определенных количествах нек-рых монохроматич. излучений (т. н. *дополнительных цветов*), напр. $\lambda = 560$ м μ и $\lambda = 465$ м μ , неотличима от «белого» дневного света с непрерывным спектром. Существует множество и др. пар т. н. *метамерных* излучений, неразличимых визуально, несмотря на различие их спектральных составов.

Поэтому Ц. как физич. характеристика по Шредингеру определяется так: цвет есть свойство спектрального состава излучения, общее излучениям, визуально неразличимым для человека. Это определение Ц. как характеристики спектральных составов излучений лежит в основе *цветовых измерений* и основанных на них технич. приложений, а также в основе исследования *цветного зрения*.

Приведенное физич. определение Ц. во многих случаях резко расходится с наглядными представлениями о «Ц. предметов», к-рые отразились в разговорном языке и используются в научной литературе при описании растений, горных пород, сигнальных огней и т. п. Под «Ц. предметов» (хотя это не всегда осознается) подразумеваются те или иные объективные свойства предметов, существенные для их узнавания. Для узнавания предметов разного рода существенны разные свойства. Поэтому, напр., при описаниях предметов несветящихся (отражающих свет) и при описаниях источников света и даваемого ими освещения одни и те же названия Ц. имеют разный смысл.

Большинство окружающих нас предметов — несветящиеся. Для их узнавания существенны объемная форма и окраска, характеризуемая спектральной кривой отражения. Визуальная оценка окраски и наз. Ц. предмета. Состав отражаемого предметом света в большой мере зависит от характера освещения, к-рый оценивается по наиболее ярким местам поля зрения (сам источник света или его отражение — блик, белые поверхности); по предметам, окраска к-рых известна, и т. д. По распределению светлых и темных мест в поле зрения (светотень) определяется объемная форма предмета и ориентировка отдельных участков поверхности по отношению к источнику света. Когда известны освещение и форма предмета, может быть определена и его окраска. Согласно Гельмгольцу, оценить характер освещения и его распределения в пространстве совместно с объемной формой и окраской предметов удается только по всей совокупности того, что мы видим, а не по наблюдению отдельного поля зрения, Ц. к-рого определяют.

Вносимая бессознательно поправка на освещение позволяет в привычной обстановке с большой точностью определять окраску предметов даже при очень различных освещенностях: Ц. предмета воспринимается как нечто неизменное даже тогда, когда спектральный состав отражаемого им света меняется весьма существенно — т. н. *коэффициент неизменности Ц.* Благодаря этому, напр., безошибочно отличают белые предметы в тени от серых, освещенных ярче, и не затрудняются сравнивать по окраске предметы на солнце с находящимися в тени, где освещение синее из-за рефлекса голубого неба. В непривычных условиях суждения об освещении, а следовательно, и об окраске становятся ошибочными или неуверенными. Такие условия наблюдения наз. *аконстантными*.

Приведем классификацию общепринятых наглядных представлений о Ц. Простейшим из Ц. представляется *белый*; уменьшением светлоты белого Ц. можно получить все серые более или менее темные т. н. *ахроматические Ц.* Все прочие, *хроматические Ц.* отличаются от ахроматических тем или иным *цветовым тоном*. Чем сильнее выражен цветовой тон, тем более *насыщенным* является Ц. Пример насыщенных Ц. разных цветовых тонов — Ц. спектра, а также *пурпурные Ц.* — переходные между красными и фиолетовыми. Хроматич. Ц. различаются также по светлоте, что соответствует изменению интенсивности отраженного поверхность света без существенного изменения его спектрального состава, напр. при примешивании большего или меньшего количества черной краски к исходной. Полученные в результате такого примешивания Ц. наз. также *грязными*; нек-рые из них (коричневые, бурные) субъективно представляются самостоятельными Ц., хотя являются грязными оранжевым и красным.

Цветовой тон, насыщенность и светлота наз. *основными* «качествами Ц.». Они важны при ориентировочных наглядных описаниях окрасок. В случае необходимости более точного описания прибегают к сравнению с Ц. (окрасками) общеизвестных предметов, напр. кроваво-красный, лимонно-желтый, сиреневый, шоколадный и т. п.; многие названия Ц. в различных языках именно такого происхождения, хотя часто первоначальная связь и утеряна; напр., название красного Ц. в ряде европейских языков связано с корнем «руда» (кровь): нем. rot, англ. red, франц. rouge, укр. рудий. Основные качества Ц. — цветовой тон и насыщенность — можно истолковать как визуальную оценку красящего вещества и его концентрацию. Часто слово «Ц.» употребляют для

обозначения красящего вещества, напр. «трехцветная» печать вместо «трехкрасочная», «равные оттенки того же Ц.» вместо «полученные той же краской».

Ц. нек-рых поверхностей характеризуются не единственной кривой отражения, а сложной многомерной индикатрисой. Напр., на большинстве блестящих поверхностей Ц. (относительный спектральный состав) бликов совпадает с Ц. источника света, отражающегося в блике, а не с Ц. остальной поверхности. Однако Ц. блика (напр., на металлах) может и не совпадать с Ц. источника. Для описания Ц. таких поверхностей употребляют выражения, не входящие в вышеприведенную классификацию, напр. золотой, серебряный Ц. (в отличие от желтого или серого).

Описанная система наглядных представлений связана с узнаванием и обозначением окрасок предметов несветящихся, а не со спектральным составом излучений. Понятию белого Ц., лежащему в основе классификации, не соответствует никакое излучение сколько-нибудь определенного спектрального состава и яркости, т. к. называемый белым «дневной свет» в разные дни весьма различен по составу и по Ц. (при непосредственном сравнении таких излучений). В то же время «белая окраска» или «белая поверхность» — объективно вполне определенные понятия, соответствующие отсутствию заметного поглощения. Среди любых др. окрасок белая занимает исключительное положение. Классификация остальных Ц. по отношению к белому отражает один из основных механизмов поправок на освещение: белые предметы легко узнаются при любом освещении, хотя бы как самые светлые; оценка Ц. любых др. предметов по сравнению с белыми дают поправку на освещение.

Наглядные представления о Ц. являются в основном качественными и поэтому описаны в подчеркнуто качественной форме. Многочисленные попытки вложить в них более объективный смысл, связывая их со спектральным составом излучений, всегда оказываются в резком противоречии с непосредственными визуальными оценками, к-рые связаны с окраской предметов, а не со свойствами излучений.

Для источников света или объектов, ошибочно принимаемых за таковые, понятие окраски не имеет смысла и для них наглядные представления несколько иные. То, что наз. Ц. источника света, не может быть ни серым, ни коричневым, ни грязным Ц., зато для них общепонятно выражение: источники (или освещение), одинаковые по Ц., но разные по яркости. Для предметов же несветящихся слово «яркий» вообще имеет совсем иной смысл (напр., яркое платье и яркая лампа).

Для характеристики источника освещения в первую очередь важен относительный спектральный состав, визуальную оценку к-рого и наз. Ц. источника. Узнавание относится спектрального состава отдельного излучения независимо от яркости и вне связи с узнаванием окружающих объектов также недоступно, как и узнавание окраски независимо от освещения. И то, и другое достигается только при сопоставлении различных объектов, освещенных тем же источником, и не всегда достигается в полной мере. Так, при сравнении равномерных полей в колориметре оценки по цветности, независимо от яркости, во мн. случаях совсем не соответствуют одинаковому относит. спектральному составу; напр., желтое поле рядом с таким же, но более ярким, кажется оливково-зеленым. Сходное явление, когда субъективная оценка цветности меняется в зависимости от яркости (т. н. явление Вебольда — Брюкке), имеет место и для мн. др. излучений.

Несмотря на столь значительные различия в наглядных представлениях о Ц. источников света и окрашенных предметов, глаз в сущности не различает одних от других — суждение основано исключительно на сравнении объекта с тем, что его окружает. Напр., Луна с очень темной серой поверхностью ночью кажется белым светящимся телом.

Хорошей иллюстрацией условности наглядных представлений о Ц. может служить живопись, где цветное освещение передается за счет разной окраски; цветное кино, где по-разному окрашенные предметы воспроизводятся разным освещением белого экрана; цветное телевидение, где и то, и другое осуществляется испускающими свет люминофорами. Эти примеры являются решающим доказательством того, что 1) вся информация, даваемая глазом, основана в конце концов только на действии света; 2) наглядные представления о Ц. любого участка поля зрения определяются только всей совокупностью излучений, действующих на сетчатку, и неразрывно связаны с процессом узнавания зрительных образов.

Лит.: 1) Helmholz H. von, *Handbuch der physiologischen Optik*, 3 Aufl., Bd 1—3, Hamb. — Лpz., 1909—11; Schrödinger E., *Ann. Physik*, 1920, Bd 62; 2) Нюберг Н. Д., О происхождении цветовых понятий, «Проблемы физиологической оптики», 1948, т. 6; 3) Фейнман Р. [и др.], Фейнмановские лекции по физике, [пер. с англ.], вып. 3, М., 1965. Н. Д. Нюберг.

ЦВЕТНАЯ ФОТОГРАФИЯ — см. *Фотография*, *Фотографические материалы*.

ЦВЕТНОЕ ЗРЕНИЕ — в субъективном смысле — это способность испытывать цветовые ощущения. Объективно Ц. з. противопоставляется зрению монохроматическому (одноцветному); при отсутствии Ц. з. все излучения можно расположить в один ряд по признаку светлее — темнее; при наличии Ц. з. это невозможно. Точнее, Ц. з. отсутствует, если излучения различного спектрального состава могут быть сделаны визуально неразличными при надлежащем подборе их интенсивности. Если существуют излучения, для к-рых это невозможно, то Ц. з. имеется. Это определение применимо в равной мере к любым системам, реагирующим на свет, — живым или искусственным. Так, в одноцветной фотографии то же самое почернение в точности может быть создано излучениями различного спектрального состава, если соответственно подобрать их интенсивность (энергию излучения, отнесенную к ед. площади). На цветной фотографии, наоборот, нек-рые (напр., зеленые и красные) излучения при любой интенсивности будут давать различный результат.

В научной литературе встречаются ошибочные суждения с Ц. з. Если животное различает какой-то вполне определенный красный предмет от такого же синего, то иногда считают это доказательством наличия Ц. з.; это ошибочно, если не доказано, что животное отличает синий предмет от красного любой интенсивности. Выражаясь математически, система (живое существо или устройство) обладает Ц. з. тогда и только тогда, когда многообразие излучений, различимое системой, имеет более одного измерения.

Механизмы Ц. з. различаются между собой по числу измерений этого многообразия. В животном мире, включая человека, обычно встречаются двумерные (дихроматы) либо трехмерные (трихроматы) системы зрения. Существуют еще монохроматы, когда Ц. з. отсутствует. Для живых систем всегда хорошо соблюдается принцип «аддитивности цвета» (см. *Грассмана законы*), поэтому вопрос о числе измерений сводится к вопросу о числе «основных цветов», из к-рых можно получить остальные (см. *Цветовые измерения*). Из аддитивности следует также, что реакция на свет животного, обладающего Ц. з., должна характеризоваться двумя (или соответственно тремя) линейными функционалами от функции спектрального распределения $I(\lambda)$, т. е. (по теореме о линейных функционалах) выражаться тремя (или двумя) интегралами:

$$r_1 = \int_0^{\infty} I(\lambda) s_1(\lambda) d\lambda, \quad r_2 = \int_0^{\infty} I(\lambda) s_2(\lambda) d\lambda, \quad r_3 = \int_0^{\infty} I(\lambda) s_3(\lambda) d\lambda.$$

Эти ф-лы делают неизбежным вывод, что на периферии (в сетчатке) зрительного аппарата животных имеются линейные светочувствительные приемники двух (или соответственно трех) типов, характеризующихся спектральными чувствительностями $s_1(\lambda)$, $s_2(\lambda)$ или $s_1(\lambda)$, $s_2(\lambda)$, $s_3(\lambda)$.

Ц. з. человека. При слабом освещении у человека работают только высокочувствительные палочки, не обладающие Ц. з. При таком «сумеречном» (монокроматическом) зрении все визуальные различия сводятся к оценкам «светлее — темнее», субъективно цвет оценивается как темно-серый с зеленовато-голубым оттенком (при сравнении по памяти). При более ярком освещении имеется Ц. з. за счет работы колбочек. Почти для всех людей оно трихроматическое. Око-

ло 5% мужчин (женщины крайне редко) являются дихроматами. Очень редко встречаются монохроматы, не имеющие Ц. в. даже при хорошем освещении. Данные о Ц. в. человека, как о способности различать излучения, полученные из опытов «сложения цветов» (см. *Цветовые измерения*). Этим путем удалось довольно точно определить кривые спектральной чувствительности приемников сетчатки человека (см. рис. 2 в ст. *Зрение*). У трихроматов их 3 типа. Расхождения между разными наблюдателями имеются, но они невелики и обнаруживаются только в опытах с излучениями практически монохроматическими. Зрение дихроматов (см. *Дихромазия*) отличается от нормального отсутствием одного из 3 приемников, причем 2 оставшиеся имеют норм. кривые спектральной чувствительности. В принципе может существовать 3 типа дихроматов, в зависимости от того, какой из нормальных приемников отсутствует. Чаще всего отсутствует «красный» приемник — «протанопа», несколько реже — более коротковолновый «зеленый» — «дейтеранопа». Очень редок случай отсутствия «синего» приемника — «трианопа». Дихроматов часто наз. цветнослепыми, но это неправильно, т. к. у них имеется двумерное Ц. в.; но многие излучения, резко различающиеся для трихроматов, для дихроматов неразличимы. Чаще всего указывают на то, что дихроматы путают красный с зеленым (это затрудняет для них различение светофоров). В действительности этим дело не ограничивается. Какого бы цвета излучение мы ни взяли, всегда можно подобрать такое др. излучение, к-рое для нормального трихромата будет очень сильно отличаться от первого, а для дихромата будет неотличимо от него. Однако наблюдать такой случай можно лишь тогда, когда излучения очень тщательно подобраны, в частности и по яркости, иначе они заметно различны и для дихромата. Пользуясь двумя приемниками вместо нормальных трех, дихроматы обычно довольно хорошо узнают окраску предметов и правильно ее называют в условиях хорошего и достаточно хорошо знакомого освещения, поэтому они часто не подозревают о дефекте своего Ц. в.

Ц. в. животнох исследуют либо путем наблюдения за их поведением, либо путем регистрации электроосигналов, передаваемых по волокнам зрительного нерва. («Поведенческие» наблюдения используют безусловные или условные рефлексы (метод дрессировки). Если существует или может быть выработан «дифференцировочный рефлекс» на два различных излучения, то это, конечно, доказывает их различимость животным, но неудача таких опытов не доказывает их неразличимость. Поэтому «поведенческими» опытами практически невозможно доказать отсутствие Ц. в., а другие выводы носят преимущественно качественный характер.

Электрофизиологич. опыты могут дать больше. Особенно удобно то, что сигналы в зрительном нерве идут не все время, пока действует свет, а появляются только следом за изменениями освещения. Поэтому, если заменить к.-л. излучение другим, визуально неотличимым для данного животного, то электроосигналы в нерве не появляются. Этот метод очень чувствителен, т. к. даже очень небольшие изменения одного из излучений (напр., на 1% и менее по интенсивности) вызывают появление электроосигнала у мн. животных. Этим путем можно проводить на животных все опыты сложения цветов, к-рые эквивалентны проводимым человеком на колориметре — т. н. колориметрич. опытам (см. *Цветовые измерения*). Для животных всегда хорошо соблюдаются законы Грассманна и это позволяет определить число типов светочувствительных приемников сетчатки и их кривые спектральной чувствительности. По этим данным Ц. в. имеется у большинства позвоночных, начиная с рыб, а также почти у всех исследованных насекомых. У моллюсков и, по-видимому, у ракообразных Ц. в. отсутствует. У нек-рых млекопитающих строго ночного образа жизни Ц. в. иногда может отсутствовать (морская свинка). Данные электрофизиологич. подкрепляются биохимич. исследованиями светочувствительных пигментов сетчатки и «поведенческими» наблюдениями.

Теория Ц. в. В 19 в. велись споры между сторонниками «трехцветной» (Гельмгольц) и «четырёхцветной» (Геринг) теориями Ц. в. человека. В той мере, в какой дело идет о способности рецепторов сетчатки различать излучения, вопрос решен в пользу трехцветной теории. Однако эта теория сама по себе не объясняет всех вопросов восприятия цвета, в первую очередь наглядных представлений, в к-рых всегда в той или иной форме участвует сравнение по памяти. При сравнениях по памяти излучения, в точности те же самые с физич. точки зрения, часто оцениваются как совершенно различные, в зависимости от окружения, от поправок на освещение и от того, какое значение они имеют для узнавания окружающих предметов. Это показывает, что наглядные оценки цвета не могут быть следствием работы только светочувствительных рецепторов сетчатки, а являются результатом совместной переработки центральной нервной системой сигналов, идущих от всех рецепторов сетчатки, с использованием прошлого опыта, т. е. информации, длительно хранимой в центральных отделах нервной системы.

Лит.: 1) М а з о х и н - П о р ш н я к о в Г. А., Зрение насекомых, М., 1965 (автореферат); 2) Б ы з о в А. Л., Электрофизиологическое исследование сетчатки, М., 1965 (автореферат).
Н. Д. Нюберг.

ЦВЕТНОЕ ТЕЛЕВИДЕНИЕ — см. *Телевидение*.

ЦВЕТОВ СМЕШЕНИЕ. 1) А д д и т и в н о е с м е ш е н и е ц в е т о в — результат сложения излу-

ний, попадающих на одно и то же место сетчатки глаза. Ц. с. можно получить, освещая белую поверхность несколькими цветными излучениями. При аддитивном Ц. с. для вычисления цвета суммы излучений достаточно знать цвета смешиваемых излучений (см. *Грассмана законы*); знание их спектральных составов не обязательно. Аддитивным смешением трех цветов можно получить любой цвет, лежащий внутри цветового треугольника, вершины к-рого совпадают с точками, соответствующими цветностям смешиваемых излучений. На аддитивном Ц. с. основано большинство приемов визуальных *цветовых измерений* и все системы *цветного телевидения*.

2) С у б т р а к т и в н о е с м е ш е н и е ц в е т о в получается при последовательном прохождении излучения через ряд цветных светофильтров. На таком Ц. с. основаны цветные фотографии и кино (см. *Фотографические материалы*), а также цветная печать. Результирующий цвет при субтрактивном Ц. с. не является ф-цией просто цветов источника света и светофильтров, а определяется спектральным составом освещения и кривыми спектрального пропускания (или отражения) красителя.

При смешении красок (в полиграфии, живописи и т. д.) результирующий цвет определяется не только аддитивным или субтрактивным Ц. с. — существенную роль играет также рассеяние света в слоях краски.

ЦВЕТОВАЯ СЛЕПОТА — отсутствие у человека способности различать многие цвета, резко отличные при нормальном *цветном зрении*. Полная Ц. с. встречается редко (~ 1 : 10⁶). При ней человек не может отличить, напр., цветную фотографию от черно-белой — многообразие цветов для него одномерно. Чаще (> 1% мужчин и ~ 0,4% женщин) встречается частичная Ц. с., при к-рой многообразие цветов двумерно (т. н. *дихроматия*).

ЦВЕТОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА — параметр, применяемый для приближенного описания относит. распределения интенсивности в видимой области спектра излучения тел, не сильно отличающихся от *серых тел* (напр., уголь, металлы, окислы и т. д.). Если при темп-ре *T* нек-рого тела спектральная плотность его энергетич. яркости в длине волны λ_1 равна $b(\lambda_1, T)$, а в длине волны λ_2 равна $b(\lambda_2, T)$, то Ц. т. T_c этого тела равна такой темп-ре *абсолютно черного тела*, при к-рой спектральные яркости последнего $b^\circ(\lambda_1, T_c)$ и $b^\circ(\lambda_2, T_c)$ удовлетворяют условию:

$$b^\circ(\lambda_1, T_c) / b^\circ(\lambda_2, T_c) = b(\lambda_1, T) / b(\lambda_2, T). \quad (1)$$

Обычно выбирают: $\lambda_1 = 0,655$ мкм и $\lambda_2 = 0,470$ мкм, тогда (1) наз. красно-синим отношением. При выполнении (1) относит. распределения интенсивностей в видимой области спектров обоих тел будут мало отличаться друг от друга, а цвета тел практически совпадут. Спектральное распределение энергии излучения для рассматриваемых тел может быть приближенно представлено ф-лой, подобной ф-ле Планка (или Вина), в пределах видимого спектра: $E(\lambda) = C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T_c)$, где C_1 и C_2 — постоянные. Ц. т. измеряется *цветовыми пирометрами* (см. также *Пирометрия оптическая*). Для строго серых тел $T_c = T$. Для металлов $T_c > T$, причем разность не превышает обычно 100°С, если $T < 3000^\circ\text{K}$.

Лит. см. при ст. *Пирометрия оптическая*.

ЦВЕТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ (к о л о р и м е т р и я) — методы измерения и количественного выражения цвета. При Ц. и. определяют 3 числа, показывающие, к какой из групп спектральных составов, неразличимых визуально друг от друга, принадлежит измеряемое излучение. Т. о., Ц. и. характеризуют спектральный состав излучений в той мере, в какой

его способен различать глаз человека. Числа, полу-

чаемые в результате Ц. и., не характеризуют цветовых ощущений, к-рые зависят не только от спектрального состава, но и от мн. др. обстоятельств (см. *Цвет*). Излучения одинакового относит. спектрального состава, но разной интенсивности визуально всегда различны, а потому при Ц. и. должны рассматриваться как разные цвета. Единственным критерием равенства цветов является их полная визуальная неразличимость.

Ц. и. широко применяются в различных областях народного хозяйства и не только там, где визуальная оценка важна сама по себе (кино, текстильная и лакокрасочная промышленности и др.), но и там, где они заменяют спектрофотометрич. исследования. Это часто оказывается возможным, т. к. большинство окружающих нас предметов и источников света обладают «плавыными» спектральными характеристиками. Для таких излучений тождество по цвету означает близость и по спектральному составу. Помимо специальных приборов (см. *Колориметр*), Ц. и. часто проводятся с помощью градуированных цветовых шкал или атласов, с цветами к-рых сравнивают измеряемый образец. Всеобщее распространение получил цветовой атлас Мензелла, стандартизованный в США. В ФРГ стандартизован атлас цветных образцов (DIN Farbbogen-ten).

Ц. и. на приборах можно также рассматривать как сравнения измеряемого образца с эталоном на двух соседних фотометрич. полях. Эталоны служат смеси трех излучений с фиксированными относит. спектральными составами, а освещенность каждым из них фотометрич. поля подбирается в процессе измерения. Величины, пропорциональные этим освещенностям, отсчитываются по трем шкалам прибора и дают «координаты цвета» измеряемого образца.

Теория Ц. и. Величина, характеризующая Ц. и., есть аффинный вектор трех измерений, что непосредственно следует из *Грассмана законов*. Измеряемый цвет (вектор M) представляют как линейную комбинацию трех единичных векторов E_1, E_2, E_3 — основных цветов прибора, образующих прямолинейную систему координат трехмерного цветового пространства. Результат измерения записывается в виде векторного уравнения:

$$M = \bar{m}_1 E_1 + \bar{m}_2 E_2 + \bar{m}_3 E_3, \quad (1)$$

где $\bar{m}_1, \bar{m}_2, \bar{m}_3$ — отсчеты по трем шкалам прибора. Суммирование цветовых векторов получается суммированием соответствующих излучений, а умножение на скаляр — соответственным изменением освещенности фотометрич. поля.

Основные цвета прибора E_1, E_2, E_3 являются, как это следует из ур-ния (1), цветами фотометрич. поля тогда, когда на трех шкалах прибора установлены отсчеты: [1; 0; 0] для E_1 ; [0; 1; 0] для E_2 и [0; 0; 1] для E_3 . Когда измеряемый цвет удается подобрать смещением основных цветов прибора, отсчеты $\bar{m}_1, \bar{m}_2, \bar{m}_3$ являются компонентами вектора M по системе единичных векторов E_1, E_2, E_3 ; в этом случае компоненты цвета всегда положительны. Однако выбор системы координат (основных цветов прибора) произволен, а потому компоненты вектора измеряемого цвета могут иногда оказаться и отрицательными. В этом случае измеряемый цвет нельзя получить смещением основных цветов прибора и приходится 1 из основных цветов (иногда даже 2) прибавлять к измеряемому. Если к измеряемому прибавляют 1 из основных цветов, то ур-ние (1) часто записывают в форме:

$$M = -\bar{m}_1 E_1 + \bar{m}_2 E_2 + \bar{m}_3 E_3. \quad (2)$$

Однако отрицат. члены в цветовых ур-ниях имеют только тот экспериментальный смысл, что соответ-

ствующие излучения освещают другое фотометрич. поле; фактически при этом имеет место соотношение

$$M + \bar{m}_1 E_1 = \bar{m}_2 E_2 + \bar{m}_3 E_3.$$

Придание вполне определенного экспериментального смысла отрицат. членам цветовых ур-ний позволяет применять к ним, в соответствии с законами Грассмана, все операции линейной векторной алгебры. Из них важнейшими являются пересчеты данных измерений, проведенных с разными основными цветами (напр., на разных приборах). Для этого нужно только связать цветовыми ур-ниями каждый из основных цветов (единичных векторов) одной системы с тремя основными цветами другой. После этого пересчет совершается по обычным ф-лам преобразования координат. Данные Ц. и. принято пересчитывать в координаты по стандартной системе XYZ Международной осветительной комиссии. Матрица преобразования для перехода от основных цветов прибора к системе XYZ входит в систему градуировки прибора.

Важной задачей является также расчет координат цвета по заданному спектральному составу излучения. Принцип этого расчета очень прост. Цвет излучения сложного спектрального состава $J(\lambda)$ можно рассматривать как сумму цветов S_λ монохроматич. излучений единичной энергии, каждый из которых помножен на величину, пропорциональную энергии данного излучения в интервале $[\lambda_i; \lambda_i + d\lambda]$.

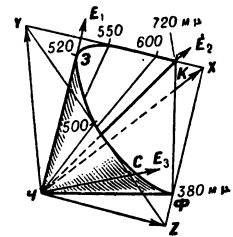
Т. о., для расчета координат цвета по к.-л. системе координат надо знать координаты по этой системе для цветов монохроматич. излучений единичной энергии S_λ по системе единичных цветов E_1, E_2, E_3 . Это, очевидно, будут 3 ф-ции длины волны $e_1(\lambda), e_2(\lambda), e_3(\lambda)$. Умножая их на соответствующие значения $J(\lambda) d\lambda$ и суммируя по всему видимому спектру, получаем координаты цвета m_1, m_2, m_3 излучения $J(\lambda)$ (пределы интегрирования в $m\mu$):

$$\begin{aligned} \bar{m}_1 &= \int_{380}^{720} J(\lambda) e_1(\lambda) d\lambda; & \bar{m}_2 &= \int_{380}^{720} J(\lambda) e_2(\lambda) d\lambda; \\ \bar{m}_3 &= \int_{380}^{720} J(\lambda) e_3(\lambda) d\lambda. \end{aligned} \quad (3)$$

Ф-ции $e_1(\lambda), e_2(\lambda), e_3(\lambda)$ наз. кривыми сложения. При переходе от одних основных цветов к другим кривые сложения преобразуются по обычным ф-лам преобразования координат.

Геометрическая интерпретация цветовых величин. Три основных цвета должны быть линейно независимы, т. е. ни один из них не может быть получен как сумма (или линейная комбинация) двух других. Это — условие некомпланарности векторов. При геометрич. интерпретации Ц. и. выбранные основные цвета могут быть изображены в пространстве тремя произвольными по величине и направлению некомпланарными векторами E_1, E_2, E_3 . Этот выбор однозначно определяет векторное представление всех остальных цветов, если координаты цвета относительно данных основных цветов рассматривать, как компоненты соответствующего вектора по системе выбранных единичных векторов. Цвета при этом рассматриваются как расположенные в конечных точках соответствующих векторов. Такое построение наз. цветовым пространством. Оно определяется с точностью до произвольного линейно-однородного преобразования, что является следствием аффинности цветового вектора. Графич. векторы (векторы положения точки в пространстве), к-рыми изображаются цветовые векторы, являются векторами метрическими, поэтому существует бесчисленное множество графич. изображений цветового пространства, получаемых друг из друга линейно однородными преобразованиями. Экспериментальный колориметрич. смысл имеют только те свойства графика, к-рые инвариантны по отношению к таким (аффинным) преобразованиям. При сложении цветов соответствующие векторы складываются по правилу параллелограмма. При изменении интенсивности света без изменения его относит. спектрального состава все координаты цвета умножаются на одно и то же число, что соответствует изменению длины вектора без изменения его направления (это наз. умножением цвета на число). Соответствующие цвета наз. цветами одинаковой цветности.

Цвета монохроматич. излучений фиксированной λ , но разной интенсивности лежат на прямой, выходящей из начала координат. При изменении λ направление этой прямой меняется и она описывает поверхность конич. типа с вершиной в начале координат, т. е. в «черной точке» (отсутствие света) (рис. 1). Эта поверхность остается незамкнутой, т. к. цвета красного и фиолетового концов спектра K и Φ заметно различны (если велика). Эту поверхность замыкает плоскость «пурпурных» цветов, получааемых смешением в разных соотношениях крайних красного и фиолетового концов спектра.



Область внутри полученного таким путем спектрального конуса охватывает цвета излучений всех возможных спектральных составов. В самом деле, любые излучения складываются из монохроматических, а т. к.

Рис. 1. Конус спектральных цветов в цветовом пространстве; E_1, E_2 и E_3 — основные цвета прибора, выбранные в данном случае зеленым Z , красным K и синим C ; Φ — фиолетовый конец спектра, Ψ — черная точка; плоскость $K\Phi\Psi$ — плоскость пурпурных цветов, XYZ — векторы стандартной системы основных цветов.

сумма векторов всегда лежит внутри образованного ими угла (плоского или телесного), то и цвета сложных излучений не могут лежать за пределами спектрального конуса. Эта область наоб. областью реальных цветов, в отличие от векторов, лежащих за ее пределами, к-рым не соответствуют никакие излучения, но к-рые часто используются в разных расчетных операциях.

Направляющая спектрального конуса — выпуклая кривая, а потому — как бы мы ни выбрали основные цвета прибора, напр. K, Z, C (рис. 1), — часть спектрального конуса обязательно будет выходить за пределы трехгранного угла, образованного единичными векторами, где все 3 координаты положительны. Это значит, что всегда найдутся излучения, цвет к-рых нельзя получить смешением основных цветов прибора. В этих случаях к измеряемому цвету прибавляют 1 или 2 основных цвета прибора и эту смесь уравнивают с оставшимися основными цветами.

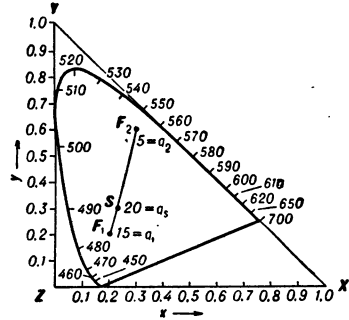


Рис. 2. Цветовой треугольник в стандартной системе координат XYZ. Цвета F_1 и F_2 изображены точками с координатами 0,2; 0,2 и 0,3; 0,6, в к-рых помещены веса $q_1 = 15$ и $q_2 = 5$. Сумма S лежит в центре тяжести складываемых цветов ($x_S = 0,225$; $y_S = 0,3$) с весом $q_S = q_1 + q_2 = 20$.

трехмерные векторы цвета точками на плоскости с приспаянным этим точкам «весом» в качестве третьей координаты (рис. 2). Связь барицентрич. системы с обычной прямоугольной системой координат пространства определяется ф-лами:

$$x = \frac{\bar{m}_1}{\bar{m}_1 + \bar{m}_2 + \bar{m}_3}; \quad y = \frac{\bar{m}_2}{\bar{m}_1 + \bar{m}_2 + \bar{m}_3};$$

$$q = \bar{m}_1 + \bar{m}_2 + \bar{m}_3, \quad (4)$$

где $\bar{m}_1, \bar{m}_2, \bar{m}_3$ — компоненты вектора M в пространстве, x и y интерпретируются, как координаты точки M на плоскости, а q , как «вес» этой точки (Г. Гельмгольц назвал эту координату количеством цвета). Из приведенных ф-л следует, что при пространственном сложении векторов в барицентрич. системе суммарный вес равен сумме весов и расположен в центре тяжести складываемых весов.

Геометрич. преобразование (4) представляет собой центральную проекцию цветового пространства из начала координат на плоскость, проведенную через концы единичных векторов пространств. системы координат. Такая проекция для спектральных цветов S, Z и K на плоскость стандартного цветового треугольника координатной системы XYZ показана на

рис. 1. Векторы одинакового направления, т. е. цвета одинаковой цветности, изображаются в плоскости треугольника той же точкой и различаются только весом. Барицентрич. система, как и пространственная, характеризует цвет с помощью трех координат и позволяет вести все цветовые расчеты. Пример расчета координат суммы двух цветов $S = F_1 + F_2$, дан на рис. 2.

Именно в таком виде цветовой треугольник был предложен Дж. Максвеллом. Однако теперь часто пользуются этим графиком, учитывая только координаты положения, забывая о третьей координате «весе», что не дает возможности проводить цветовые расчеты. Дополнительное указание фотометрической яркости не помогает делу, т. к. третья координата — «вес», хотя и пропорциональна яркости для излучений одинакового состава, но не пропорциональна фотометрич. яркости, определяемой по *видности кривой* для цветов разной цветности.

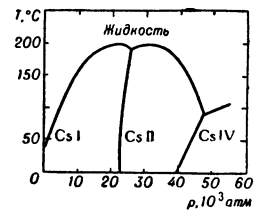
Принципиальная невозможность проведения цветных расчетов при пользовании только координатами положения цвета в треугольнике (т. е. координатами цветности) имеет след. причину. Все цветовые расчеты основаны на *Грассмана законах*, а закон аддитивности, справедливый для цветов (с обязательным учетом интенсивности излучения), несправедлив для цветностей. В самом деле, цвет суммарного излучения зависит только от цвета (включая интенсивность) складываемых излучений, а цветность суммарного излучения зависит не только от цветности слагаемых, но и от соотношения их интенсивностей. Зная только положение складываемых цветов в цветовом треугольнике, но не их веса, нельзя найти положения суммы этих цветов. Отбрасывание третьей барицентрич. координаты чрезвычайно запутывает решение многих практических важных вопросов и часто ведет к грубым ошибкам. Координаты цветности находят известное применение в светотехнике, позволяя наглядно представить положение соответствующего цвета в треугольнике, когда дан только относительный состав излучения.

Лит.: 1) Helmholtz H. von, Handbuch der physiologischen Optik, Lpz., 1867; 2) Grassmann H., Die Ausdehnungslehre, Lpz., 1896 (совм. с F. Engel); 3) Ф е д о р о в Н. Т., Современное состояние колориметрии, М. — Л., 1933; 4) Н ю б е р г Н., Измерение цвета и цветовые стандарты, М., 1933; 5) R i c h t e r M., Grundriss der Farbenlehre der Gegenwart, Dresden — Lpz., 1940. Н. Д. Ньюберг.

ЦВЕТОВЫЕ УРАВНЕНИЯ — векторные соотношения, выражающие результаты *цветовых измерений*.

ЦЕЗИЙ (Caesium) Cs — химич. элемент I гр. периодич. системы Менделеева, щелочной металл, п. н. 55, ат. в. 132,905. Составляет из одного стабильного изотопа Cs^{133} . Искусственно получено 22 радиоактивных изотопа. Важнейшие Cs^{134} (изомерный переход, $T_{1/2} = 3,2$ часа; β^- , $T_{1/2} = 2,07$ года) и Cs^{137} (β^- , $T_{1/2} = 26,6$ года). Наряду со Sr^{90} , Cs^{137} образует самые вредные отходы при использовании атомной энергии. Энергия ионизации ($\alpha\theta$) $Cs^0 \rightarrow Cs^+ \rightarrow Cs^{2+} \rightarrow Cs^{3+}$ 3,893; 25,1; 34,6. Электронная конфигурация $6s^1$.

Ц. — мягкий серебристо-белый металл. Кристаллическая решетка кубическая объемноцентрированная $a = 6,06$ Å, наименьшее расстояние между атомами 5,24 Å. Атомный радиус 2,62 Å, ионный радиус 1,65 (или 1,69) Å. Плотность 1,9 г/см³ (20°), вес температуры в °C); $t_{пл} 28,5^\circ$, $t_{кип} 705^\circ$. Теплота плавления 3,766 кал/г, изменение объема при плавлении 2,6%; теплота испарения 146 кал/г. Уд. теплоемкость 0,052 кал/г·град (20°); 0,060 (28,5°); 0,058 (50°). Коэффициент теплопроводности 0,044 кал/см·сек·град (28,5°). Коэфф. линейного расширения $97 \cdot 10^{-6}$ (0°—26°). Уд. электросопротивление 20 мкОм·см (20°), температурный коэфф. сопротивления $5,03 \cdot 10^{-3}$ (0—30°), Ц. парамагнитен, уд. магн. восприимчивость $0,1 \cdot 10^{-8}$ (18°). Основная спектральная линия 8521,1 Å, показатель преломления при длине волны 5500 Å 0,32; отражательная способность 57%, коэфф. поглощения 1,1. Ц. обладает селективным фотоэлектрич. эффектом, максимум электронной эмиссии наблюдается при длине волны 5400 Å. Порог фотоэффекта 8000 Å. Модуль упругости 175 кг/мм². Твердость по Бриггелю 0,015 кг/мм².



Фазовая диаграмма цезия (область существования CsII не показана).

При высоких давлениях Ц. обнаруживает особенности в изменении электропроводности, сжимаемости и кристаллич. структуры (см. Давления высокие). При 20° и давлениях до 100 тыс. атм в Ц. происходят обратимые полиморфные превращения с изменением структуры: при 23 тыс. атм $\text{CsI} \rightleftharpoons \text{CsII}$ (объемно-центрированная кубическая, ОЦК \rightleftharpoons гранецентрированная кубическая, ГЦК с $a = 5,98 \text{ \AA}$); при 43 тыс. атм $\text{CsII} \rightleftharpoons \text{CsIII}$ (ГЦК \rightleftharpoons ГЦК с $a = 5,8 \text{ \AA}$); при 43,5 тыс. атм $\text{CsIII} \rightleftharpoons \text{CsIV}$ (ГЦК \rightleftharpoons структура не определена).

Ц. химически очень активен, легко воспламеняется на воздухе (хранят в вакууме), разлагает воду. В соединениях 1-валентен. Образует сплавы со щелочными и щелочноземельными металлами, с Hg, Sb, Bi и Au.

Лит.: 1) Цезий. Сб. [переводных] статей, под ред. В. Е. Плещева, М., 1963; 2) Филянд М. А. и Семенова Е. М., Свойства редких элементов, 2 изд., М., 1964; 3) Hall H. T. [а. о.], «Science», 1964, т. 146, № 3649, р. 1297; 4) Справочник по редким металлам, пер. с англ., под ред. В. Е. Плещева, М., 1965; 5) Перельман Ф. М., Рубидий и цезий, М., 1960.

ЦЕЛАЯ ФУНКЦИЯ — функция, аналитическая во всей плоскости комплексного переменного (см. Аналитические функции). Примеры Ц. ф.: алгебраич. многочлен $a_0 + a_1z + \dots + a_nz^n$, функции $\sin z$, $\cos z$, e^z . Для того чтобы $f(x)$ была Ц. ф., необходимо и достаточно, чтобы по крайней мере для одной точки z_0 имело место соотношение

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n]{|f^{(n)}(z_0)|} = 0.$$

ЦЕЛОСТАТ — оптич. прибор, компенсирующий видимое движение небесного светила при наблюдениях неподвижно установленным телескопом; применяется гл. обр. для наблюдений Солнца. Ось вращения Ц. параллельна оси вращения Земли и соединена с зеркалом, плоскость к-рого параллельна оси; часовой механизм или синхронный двигатель вращает зеркало со скоростью, равной половине скорости изменения часового угла светила (при наблюдениях Солнца — 1 оборот за 48 часов); изображение объекта в зеркале остается при этом неподвижным. Целостатная установка обычно состоит из Ц. и дополнит. плоского зеркала с устройствами для наводки на объекты с различными координатами.

Помимо Ц., для наблюдения Солнца и питания солнечным светом лабораторных установок применяются также однозеркальные приборы с двумя осями вращения (гелиостат, полярный сидеростат, сидеростат Фуко и др.); в отличие от Ц., стабилизирующего изображение всех точек объекта, эти приборы дают изображение, вращающиеся относит. оси телескопа.

Лит.: 1) Курс астрофизики и звездной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, т. 1, М. — Л., 1951; 2) Пономаре в Н. Г., Целостаты, «Изв. Главной астрон. обсерватории в Пулково», 1945, т. 16, № 5. П. Добычин.

ЦЕЛЬСИЯ ШКАЛА — температурная шкала, в к-рой опорными являются точки таяния льда и кипения воды при норм. условиях, а за величину градуса принята $1/100$ интервала между ними. Темп-ра по Ц. ш. обозначается $t^\circ\text{C}$; $n^\circ\text{C} = 0,8 n^\circ\text{R} = (1,8 n + 32)^\circ\text{F}$. Международная практическая температурная шкала имеет те же опорные точки, ту же величину градуса, те же обозначения и наименования для темп-ры, что и Ц. ш.

ЦЕНДЕРА — МАХА ИНТЕРФЕРОМЕТР — см.

Интерферометр Рождественского.

ЦЕНТ — единица измерения частотного интервала, равна $1/1200$ части октавы.

ЦЕНТР ВРАЩЕНИЯ мгновенный — при движении неизменяемой плоской фигуры в ее плоскости — точка, поворотом вокруг к-рой фигура перемещается из данного положения в положение со-

седнее, бесконечно близкое к данному (см. Плоскопараллельное движение). Мгновенный Ц. в. лежит на пересечении перпендикуляров к скоростям двух точек фигуры, восстановленных из этих точек.

ЦЕНТР ДАВЛЕНИЯ — точка пересечения линии действия равнодействующей сил давления, приложенных к телу, движущемуся или покоящемуся в жидкой или газообразной среде, с условной плоскостью, связанной с телом. Для крыла самолета (рис. 1) Ц. д. определяется как точка пересечения линии действия аэродинамической силы R с плоскостью хорд крыла. Положение Ц. д. на хорде крыла важно знать для балансировки самолета, т. е. для уравнивания действующих на него моментов сил. Перемещение Ц. д. при изменении угла атаки α крыла определяет изменение момента приложенных к самолету сил и поэтому играет важную роль в исследовании устойчивости самолета.

Если предположить, что среда, в к-рой движется крыло, идеальна и несжимаема, а течение плоско установившееся и потенциальное, то положение Ц. д. при разных α можно найти с помощью Чаплыгина формул. Для абсциссы x Ц. д. на крыло получается ф-ла: $x_{\text{ц.д.}}/b = -M_z/c_y = n - M_{z_0}/c_y$, где c_y — коэфф. подъемной силы, а M_{z_0} и n — постоянные для данного профиля величины. Из этой ф-лы видно, что если M_{z_0} — величина отрицательная по знаку, то $x_{\text{ц.д.}}$ с возрастанием c_y убывает, т. е. Ц. д. перемещается к носку профиля при увеличении α ; если же $M_{z_0} > 0$, то Ц. д. при увеличении α перемещается к хвосту профиля (рис. 2). В первом случае при увеличении в полете угла атаки и постоянной подъемной силе аэродинамич. момент возрастает и крыло неустойчиво, во втором случае момент убывает и крыло устойчиво. Для того чтобы M_{z_0} было положит. по знаку, применяют профили с отогнутым кверху хвостиком: S-образные.

Положение Ц. д. на хорде крыла зависит также от формы крыла в плане (напр., от стреловидности) и от влияния сжимаемости среды. В несжимаемой среде и при малых скоростях в сжимаемой Ц. д. у симметричного профиля находится на расстоянии прил. в $1/4$ хорды ($n \approx 0,25$) от носка. При сверхзвуковых скоростях в сжимаемой среде Ц. д. у тонкого симметричного профиля располагается на расстоянии от носка в $1/2$ хорды. Это перемещение Ц. д. после перехода через скорость звука влечет за собой увеличение моментов на пикирование и резкое нарушение балансировки самолета.

В случае тела вращения (корпус ракеты или дриджабля, артиллерийский снаряд) Ц. д. определяется как точка пересечения линии действия аэродинамич. силы с плоскостью симметрии тела, перпендикулярной к плоскости симметрии, в к-рой расположен вектор скорости центра тяжести тела. В связи с тем, что на носовую часть тела вращения действует сила, противоположная по направлению силе, приложенной к хвосту

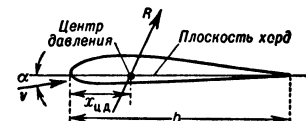


Рис. 1. Положение центра давления потока на крыло: b — хорда, α — угол атаки, v — вектор скорости потока.

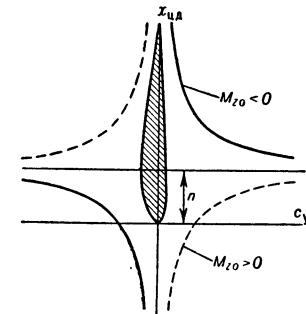


Рис. 2. График перемещения центра давления для профиля крыла.

стовой части, Ц. д. может оказаться перед центром тяжести и даже перед носком тела вращения. Аналогичное явление, как видно из рис. 2, имеет место у профиля крыла при малых (по абс. величине) отрицат. углах атаки. Если снабдить тело вращения хвостовым оперением достаточной величины, то Ц. д. будет расположен позади центра тяжести и полет будет устойчивым.

Лит.: 1) Л о й ц я н с к и й Л. Г., Механика жидкости и газа, М., 1959; 2) Г о л у б е в В. В., Лекции по теории крыла, М. — Л., 1949.

ЦЕНТР ИНЕРЦИИ (или центр масс) — геометрич. точка, характеризующая распределение масс в теле или механич. системе. Координаты Ц. и. определяются ф-лами:

$$x_c = \sum m_k x_k / M, \quad y_c = \sum m_k y_k / M, \quad z_c = \sum m_k z_k / M$$

или (для тела при непрерывном распределении масс)

$$x_c = \frac{1}{M} \int_V \rho x dV, \quad y_c = \frac{1}{M} \int_V \rho y dV, \quad z_c = \frac{1}{M} \int_V \rho z dV,$$

где m_k — массы материальных точек, образующих систему, x_k, y_k, z_k — координаты этих точек, $M = \sum m_k$ — масса системы, ρ — плотность, V — объем. Понятие о Ц. и. отличается от понятия о центре тяжести тем, что последнее имеет смысл только для твердого тела, находящегося в однородном поле тяжести; понятие же о Ц. и. не связано ни с каким силовым полем и имеет смысл для любой механич. системы. Для твердого тела положения Ц. и. и центра тяжести совпадают.

При движении механич. системы ее Ц. и. движется так, как двигалась бы материальная точка, имеющая массу, равную массе системы, и находящаяся под действием всех внешних сил, приложенных к системе. Кроме того, ур-ния движения механич. системы (тела) по отношению к осям, имеющим начало в Ц. и. и движущимся вместе с Ц. и. поступательно, сохраняют тот же вид, что и для движения по отношению к инерциальной системе отсчета. Ввиду этих свойств понятие о Ц. и. играет важную роль в динамике системы и твердого тела.

С. М. Тарг.

ЦЕНТР МАСС — то же, что центр инерции.

ЦЕНТР ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СИЛ — точка, через к-рую проходит равнодействующая системы параллельных сил F_k при любом повороте всех этих сил около их точек приложения в одну и ту же сторону и на один и тот же угол. Координаты Ц. п. с. определяются ф-лами:

$$x_0 = \frac{\sum F_k x_k}{\sum F_k}, \quad y_0 = \frac{\sum F_k y_k}{\sum F_k}, \quad z_0 = \frac{\sum F_k z_k}{\sum F_k},$$

где x_k, y_k, z_k — координаты точек приложения сил. Понятием Ц. п. с. пользуются при отыскании координат центров тяжести тел.

ЦЕНТР СИММЕТРИИ — точка, при инверсии в к-рой нек-рые фигуры могут совмещаться с собой. Ц. с. — один из возможных элементов симметрии конечных и бесконечных фигур. В конечных фигурах Ц. с. совпадает с их центром тяжести. Из 32 классов кристаллов только 11 обладают Ц. с. Отсутствие Ц. с. в кристаллах означает обязательное наличие в них геометрически полярных направлений (см. *Классы кристаллов, Симметрия кристаллов*).

ЦЕНТР ТЯЖЕСТИ — неизменно связанная с твердым телом точка, через к-рую проходит равнодействующая сил тяжести, действующих на частицы этого тела (при любом положении тела в пространстве). Если свободное тело подвешивать на нити, прикрепляемой последовательно к разным точкам тела, то направления этих нитей пересекутся в Ц. т. тела. Положение Ц. т. твердого тела совпадает с положением его центра инерции. Разбивая тело на части

с весами p_k , для к-рых координаты x_k, y_k, z_k их Ц. т. известны, можно найти координаты Ц. т. всего тела по ф-лам:

$$x_c = \frac{\sum p_k x_k}{\sum p_k}, \quad y_c = \frac{\sum p_k y_k}{\sum p_k}, \quad z_c = \frac{\sum p_k z_k}{\sum p_k}.$$

Ц. т. однородного тела, имеющего центр симметрии (прямоугольная или круглая пластины, шар, цилиндр и др.), находится в этом центре.

Лит. см. при ст. *Статика*.

ЦЕНТР УДАРА — точка тела, имеющего неподвижную ось вращения, обладающая тем свойством, что удар, направленный в эту точку перпендикулярно к плоскости, проходящей через ось вращения и центр масс тела, не передается на ось и не оказывает ударных воздействий на подшипники, в к-рых эта ось закреплена. Ц. у. находится от оси вращения на расстоянии $h = I/Ma$, где M — масса тела, I — его момент инерции относительно оси вращения, a — расстояние центра масс тела от этой оси. Вращающиеся ударные устройства (маятниковые копры, курки охотничьих ружей и т. п.) конструируют так, чтобы точка, к-рой производится удар, была по отношению к оси вращения Ц. у.

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ СИЛЫ — приложенные к материальному телу силы, линии действия к-рых при любом положении тела проходят через нек-рую определенную точку, наз. центром сил. Примерами Ц. с. служат силы тяготения, направленные к центру Солнца или планеты, кулоновы силы электростатич. притяжения или отталкивания и др. Под действием Ц. с. центр масс свободного тела движется по плоской кривой, а радиус, соединяющий этот центр с центром силы, описывает в любые равные промежутки времени равные площади (см. *Площадей закон*). Теория движения под действием Ц. с. имеет важные приложения в небесной механике, при расчете движения космич. ракет, искусственных спутников и т. д.

ЦЕНТРОБЕЖНЫЙ МОМЕНТ ИНЕРЦИИ (или проинтегрированное инерции) — одна из величин, характеризующих распределение масс в теле (механич. системе). Ц. м. и. вычисляются как суммы произведений масс m_k точек тела (системы) на координаты x_k, y_k, z_k этих точек:

$$I_{xy} = \sum m_k x_k y_k, \quad I_{yz} = \sum m_k y_k z_k, \quad I_{zx} = \sum m_k z_k x_k.$$

Значения Ц. м. и. зависят от направлений осей координат. При этом для каждой точки тела существуют по крайней мере три такие взаимно перпендикулярные оси, наз. главными осями инерции, для к-рых Ц. м. и. равны нулю (см. *Эллипсоид инерции*).

Понятие Ц. м. и. играет важную роль при изучении вращательного движения тел. От значений Ц. м. и. зависит величины сил давления на подшипники, в к-рые закреплена ось вращающегося тела. Эти давления будут наименьшими (равны статическим), если ось вращения является главной осью инерции, проходящей через центр масс тела.

С. М. Тарг.

ЦЕНТРОИДА — геометрич. место мгновенных центров вращения при движении неизменяемой плоской фигуры в ее плоскости (см. *Плоско-параллельное движение*). На неподвижной плоскости это геометрич. место образует неподвижную Ц., а на плоскости, движущейся вместе с фигурой, — подвижную Ц. В каждый момент времени эти Ц. касаются друг друга в точке, являющейся для этого момента мгновенным центром вращения. Движение фигуры в ее плоскости можно осуществить качением без скольжения подвижной Ц. по неподвижной.

Лит. см. при ст. *Кинематика*.

ЦЕНТРЫ ДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРЫ — области с преобладанием в течение всего года или сезона *барических систем* с пониженным или повышенным атм. давлением. Существование и распределение на земном

шаре Ц. д. а. связано гл. обр. с неоднородными термич. условиями земной поверхности. Ц. д. а. оказывают влияние на распределение воздушных течений и тем самым на погоду и климат больших территорий. См. *Антициклон, Циклон, Циркуляция атмосферы*.

ЦЕНТРЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ — мелкие частицы кристаллизующегося вещества или к.-л. другого вещества со сходной структурой, или самопроизвольно возникающие монокристаллы или поликристаллы, на к-рых начинается рост кристалла (см. *Кристаллизация*). Ц. к. наз. также зародышами кристаллов, затравками, зернами кристаллизации, ядрами кристаллизации.

ЦЕНТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — образования в кристаллич. решетке, включающие ион или атом примеси вместе с близлежащими компонентами решетки и обуславливающие свечение *люминофора* (см. также *Активатор*). В более сложных случаях Ц. л. могут состоять из 2 или более ионов (атомов) примеси, причем даже разных сортов, а также вакансий решетки.

Основные характеристики Ц. л. — спектры поглощения и излучения — генетически связаны с ионом (атомом) примеси, образующей Ц. л. Так, в случае активации люминофора редкоземельными элементами спектры оказываются, как правило, линейчатыми и в основном соответствующими ионам активатора в свободном состоянии. Воздействие решетки проявляется в расщеплении линий кристаллич. поля (см. *Кристаллического поля теория* и *Спектроскопия кристаллов*) и в наложении добавочных частот, соответствующих колебаниям решетки. При активации люминофора др. элементами, оптич. переходы в к-рых происходят во внешней, а не во внутренней оболочке, как у редких земель, воздействием поля решетки основания оказывается более существенным. Оно приводит к превращению линий поглощения и излучения иона (атома), образующего Ц. л., в полосы и к заметному их смещению. Расчеты, проведенные для *кристаллофосфоров* KCl-Tl и NaCl-Ag показали, что спектры активаторного поглощения и излучения представляют собой видоизмененные решеткой основания спектры поглощения и излучения иона активатора, расположенного в катионном узле.

Систематич. исследования оптич. характеристик ряда щелочногалогенидных кристаллофосфоров [3], активированных одно- и двухвалентными ртутеподобными ионами, и сопоставление их со спектрами свободных ионов показали, что именно сами ионы и определяют в основном люминесцентные свойства этих кристаллофосфоров. При этом анионная подрешетка кристалла оказывает большее влияние на люминесцентные характеристики, чем катионная, что также указывает на расположение ионов активатора в катионных узлах. В нек-рых случаях, напр. для щелочноземельных люминофоров, активированных Eu, удалось методом ЭПР (*электронного парамагнитного резонанса*) определить валентность активатора в решетке и тем самым показать, что и здесь активатор входит в катионный узел решетки, замещая ион основания.

Такая простая картина, однако, далеко не исчерпывает всего многообразия Ц. л. Активатор может входить в междоузлие, локализоваться на внутренних дефектных поверхностях кристалла или в катионном узле по соседству с к.-л. структурным или примесным дефектом, а также др. таким же ионом (атомом). В нек-рых кристаллофосфорах люминесценция может возникать вообще в отсутствие активатора. В этих случаях роль Ц. л. обычно играют структурные дефекты (напр., центры окраски, см. *Ловушки, F-центры*). Так, голубое свечение безактиваторного ZnS обусловлено анионной вакансией; люминесценция флуорита

под действием рентгеновских лучей — центрами окраски; наблюдается также люминесценция центров окраски в щелочногалогенидных кристаллах.

При исследовании структуры Ц. л., в особенности сложных, эффективен метод *поляризованной люминесценции*, позволяющий определить анизотропию Ц. л., а тем самым в ряде случаев и их природу.

Лит.: 1) Антонов-Романовский В. В., Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров, М. (в печати); 2) Феофилов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; 3) Луцкий Н. Е., Луцкий Ч. Б., «Тр. Ин-та физики и астрономии АН ЭССР», 1957, № 6, с. 5; 4) Луцкий Ч. Б., Уболов Л. Я., там же, 1961, № 14, с. 190. З. Л. Моренштерн.

ЦЕНТРЫ ОКРАШИВАНИЯ — см. *F-центры*.

ЦЕОЛИТЫ — большая группа минералов, в основном алюмосиликаты Ca и Na, к-рые иногда замещаются K, Ba, Sr и др.; характерно почти полное отсутствие Mg и Fe. Ц. представляют собой силикаты с очень подвижной «цеолитной» водой. Количество содержащейся в Ц. воды переменено и зависит от температуры и влажности окружающей среды. В отличие от кристаллизов. воды, выделяющейся при нагревании кристаллогидрата до определенной температуры скачком, цеолитная вода выделяется при нагревании постепенно, без нарушения кристаллич. решетки; меняются лишь оптич. свойства минералов. Обезвоженные Ц. могут снова поглощать воду (с восстановлением оптич. свойств) или др. вещества (NH₃, CO₂, H₂S и др.), что объясняется их структурой.

Минералы, относящиеся к Ц., отличаются друг от друга по соотношению катионов между собой, к-рые часто не укладываются в простые химич. формулы. Ц. сильно различаются по общему облику кристаллов и их симметрии. Главные представители Ц.: кубические анальцит Na[AlSi₃O₈]·H₂O и фаязит Na₂CaAl₄Si₁₀O₃₈·20H₂O; тетрагональный ашкрофтин (NaK)₈(CaMgMn)₅[Al₁₈Si₂₂O₈₀]·35H₂O; гексагональный шабазит (CaNa)[Al₂Si₄O₁₂]·H₂O; ромбический натролит Na₂[Al₂Si₃O₁₀]·2H₂O, моноклинный гейландит (CaNa₂)[AlSi₃O₈]₂·5H₂O.

Ц. построены пространственной вязью алюмокремнекислородных тетраэдров (каркасный тип силикатов); характерный строительный мотив — составленный ажурными клетками «китайский фонарь», внутри к-рого располагаются щелочные и щелочноземельные катионы и адсорбируемые молекулы. В каждом «фонаре» имеются 6 четверных колец и 8 более крупных шестерных, подобные изображенным на рис. 2 (θ и ε) в ст. *Силикаты*. Сквозь эти кольца-окна и происходит свободное проникновение молекул воды и др. веществ. «Фонари» соединяются друг с другом либо непосредственно по граням, либо посредством различных мотивов, что создает большое число разнообразных структур. При сложном соединении мотивов могут образовываться входные окна восьмиугольной формы большего диаметра (до 5 Å в шабазите и до 13 Å в фаязите). Различный размер окон позволяет использовать Ц. в качестве *молекулярных сит*. Другое важное свойство Ц. — способность к *ионному обмену* (Ca на Na). Многие Ц. получают искусственно для технич. целей (пермутиты, линдеские сита А и Х и др.).

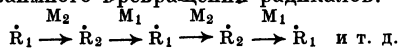
Лит.: 1) Белов Н. В., Кристаллохимия силикатов с крупными катионами, М., 1961; 2) Бетехтин А. Г., Минералогия, М., 1950. См. также лит. при ст. *Молекулярные сита*. М. О. Кляч.

ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ — см. *Ядра атомного деления*.

ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ — химические и ядерные реакции, в к-рых активные частицы — атомы и радикалы, нейтроны — вызывают большое число (цепь) превращений неактивных молекул или ядер вследствие регенерации активной частицы в каждом элементарном акте реакции (в каждом звене цепи). О цепных ядерных реакциях см. *Ядерные цепные реакции*.

Атомы и радикалы обладают одним или неск. неспаренными электронами. При взаимодействии атома или радикала с молекулой в последней происходит разрыв к-л. из химич. связей. При этом один из пары электронов молекулы образует новую связь со свободным электроном атома или радикала, а другой остается неспаренным. Т. о., в результате взаимодействия атомов и радикалов с молекулами всегда образуются новые атомы и радикалы. Наличие неспаренного электрона, как правило, делает радикалы более реакционноспособными при прочих равных условиях (давлении, темп-ре), чем молекулы, из к-рых они образовались. Именно эти два свойства радикалов: способность к регенерации и высокая реакционная способность — определяют принципиальную возможность возникновения Ц. р.

Рассмотрим систему, состоящую из молекул M_1 и M_2 , в к-рой каким-то образом возник радикал \dot{R}_1 (напр., в результате распада молекулы M_1 под действием тепла или света). Радикал \dot{R}_1 может вступить в реакцию с M_2 , образовав новый радикал \dot{R}_2 и молекулу продукта M' . Если теперь свойства системы таковы, что при реакции радикала \dot{R}_2 с молекулой M_1 снова образуется радикал \dot{R}_1 , то в системе возникает Ц. р. Действительно, поскольку реакционная способность радикалов очень велика, то один акт распада молекулы на радикалы может вызвать длинную цепочку взаимного превращения радикалов:



Совокупность радикальных реакций (в данном примере: 1) $\dot{R}_1 + M_2 \rightarrow \dot{R}_2 + M'$, 2) $\dot{R}_2 + M_1 \rightarrow \dot{R}_1 + M''$), приводящая к регенерации исходного радикала, составляет звено цепи. В зависимости от вида реакции число звеньев в цепи (длина цепи) может быть весьма различным: от неск. десятков и сотен (реакции крекинга, окисления) до десятков и сотен тысяч (реакции хлорирования и фторирования) и даже до миллионов звеньев (реакции полимеризации).

Существует два типа химич. Ц. р.: реакции с неразветвленными цепями и реакции с разветвленными цепями. Классич. примером неразветвленных Ц. р. является хлорирование водорода. Активные частицы в системе образуются в результате распада молекулы Cl_2 на атомы Cl (реакция зарождения). Звено цепи состоит из последовательности элементарных актов: 1) $Cl + H_2 \rightarrow HCl + \dot{H}$ и 2) $\dot{H} + Cl_2 \rightarrow HCl + \dot{Cl}$ (реакции продолжения цепи). «Гибель» атомов (обрыв цепи) происходит в результате столкновений атомов либо со стенкой реакционного сосуда, либо с др. атомами. По механизму неразветвленных Ц. р. протекает целый ряд химич. процессов, имеющих большое промышленное значение (термич. крекинг углеводородов и ряда др. органич. соединений, реакции хлорирования и бромирования, процессы радикальной полимеризации). Реакции с разветвленными цепями обладают совершенно особыми свойствами. В этих процессах при реакции одного из атомов или радикалов возникает сразу несколько, часто три новых радикала. Один из них как бы продолжает цепь, а два других начинают две новые цепи, образуя разветвления. Наиболее изученным примером разветвленных Ц. р. является реакция окисления H_2 , протекающая в определенных условиях по схеме:

1) $\dot{H} + O_2 \rightarrow \dot{OH} + \dot{O}$; 2) $\dot{OH} + H_2 \rightarrow H_2O + \dot{H}$; 3) $\dot{O} + H_2 \rightarrow \dot{OH} + \dot{H}$ и т. д. Акт разветвления осуществляется в реакции 1), где из одного атома H образуются фактически три радикала: атом O является бирадикалом и он очень быстро в результате реакции 3) «разменивается» на два одновалентных радикала. Если скорости реакции гибели радикалов не слишком вели-

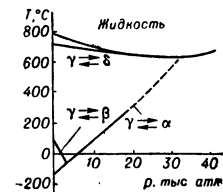
ки, то возникновение в системе неск. атомов или радикалов вызывает лавинообразное развитие процесса, воспринимаемого как вспышка или взрыв (см. *Самовоспламенение*). Для разветвленных Ц. р. характерны предельные явления, определяемые соотношением скорости реакции гибели v_g и разветвления v_p . Если $v_g > v_p$, то реакция протекает с малой, иногда практически не измеримой скоростью. В случае $v_g < v_p$ реакция протекает взрывообразно. Скорости v_g и v_p зависят от мн. параметров (состава реакционной смеси, общего давления, формы реакционного сосуда и материала стенок, темп-ры, наличия или отсутствия примесей). Варьируя эти параметры, можно менять соотношение между v_g и v_p . Условие $v_g = v_p$ ограничивает область медленной (практич. отсутствия) реакции от области, где реакция протекает с большой скоростью. Весьма широкий класс разветвленных Ц. р. протекает по механизму с вырожденными разветвлениями (окисление углеводородов). В этом случае разветвления осуществляются с помощью малоактивных частиц (часто в результате распада на радикалы нестойких промежуточных продуктов реакции) и весь процесс развития цепной лавины протекает во времени довольно медленно: в течение минут и даже часов.

Большинство из изученных разветвленных Ц. р. протекает в присутствии O . Показана возможность протекания по цепному разветвленному механизму чрезвычайно широкого класса процессов фторирования органич. соединений [6,7]. В этом случае звено цепи состоит из двух элементарных реакций: 1) $\dot{F} + RH \rightarrow HF + \dot{R}$, 2) $\dot{R} + F_2 \rightarrow RF^* + \dot{F}$. Реакция 2) является сильно экзотермичной. Экзотермика реакции зависит от свойств и строения молекул RH , но, как правило, она составляет неск. десятков *ккал*. Часть этой энергии первоначально сосредоточивается на колебательных степенях свободы молекулы RF , к-рая таким образом оказывается сильно возбужденной. Если время жизни RF^* в направлении ее распада на радикалы окажется меньше, чем время дезактивации, то вслед за реакцией 2) произойдет быстрая реакция 3) $RF^* \rightarrow \dot{R}_1 + \dot{R}_2$, т. е. осуществится разветвление. Возможно, этим объясняется пламенный характер и предельные явления во мн. реакциях фторирования органич. соединений.

Лит.: 1) Семенов Н. Н., Цепные реакции, [Л.], 1934; 2) его же, О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности, М., 1958; 3) Эмануэл Н. М., Промежуточные продукты сложных газовых реакций, М. — Л., 1946; 4) Налбандян А. Б., Воеводский В. В., Механизм окисления и горения водорода, М. — Л., 1949; 5) Райс Ф. О., Райс К., Свободные алифатические радикалы, пер. с англ., Л., 1937; 6) Веденеев В. И., Чайкин А. М., Шилов А. Е., «Кинетика и катализ», 1964, т. 4, вып. 2, с. 320; 7) Семенов Н. Н., Шилов А. Б., там же, 1965, т. 6, вып. 1, с. 3.

ЦЕРИЙ (Cerium) Ce — химич. элемент III гр. период. системы Менделеева, п. н. 58, ат. вес 140,12; относится к цериевой подгруппе редкоземельных элементов. Состоит из 4 стабильных изотопов Ce^{136} (0,193%), Ce^{138} (0,250%), Ce^{140} (88,48%), Ce^{142} (11,07%). Важнейшие искусств. β^- -радиоактивные изотопы Ce^{141} ($T_{1/2} = 33$ дня) и Ce^{144} ($T_{1/2} = 284$ дня). Сечение поглощения тепловых нейтронов 0,7 барн. Электронная конфигурация $4f^2 6s^2$. Энергия ионизации (∞) $Ce^0 \rightarrow Ce^+ \rightarrow Ce^{2+} \rightarrow Ce^{3+} \rightarrow Ce^{4+}$ 6,91; 12,3; 19,5; 36,7. Ионный радиус Ce^{3+} 1,02 Å, Ce^{4+} 0,88 Å.

Ц. — серебристо-голубой мягкий металл, на воздухе покрывается серовато-белой пленкой окис.



Квазиравновесная фазовая диаграмма церия.

Известны 4 кристаллич. модификации Ц. Кристаллич. решетка α - и γ -Ц. кубич. гранецентрированная, $a=4,85\text{Å}$ и $5,16\text{Å}$; β -Ц. — гексагональная плотноупакованная, $a=3,68\text{Å}$, $c=11,92\text{Å}$; δ -Ц. — кубич. объемноцентрированная, $a=4,11\text{Å}$. Атомный радиус (Å) α -, β -, γ - и δ -Ц. 1,71; 1,82; 1,825; 1,83; плотность (g/cm^3); 8,23; 6,66; 6,77; 6,7. При комнатной темп-ре устойчив γ -Ц. При охлаждении, начиная с $-10 \pm 5^\circ\text{C}$, γ -Ц. переходит в β -Ц.; переход имеет мартенситный характер. При $-150 \pm 5^\circ\text{C}$ неперешедшая часть γ -Ц. превращается в α -Ц., при этом содержание β -Ц. не меняется; переход $\gamma \rightarrow \alpha$ также мартенситный. При дальнейшем понижении темп-ры между 77°K и 43°K β -Ц., по-видимому, также переходит в α -Ц. Пластич. деформация при любой темп-ре подавляет переход в β -фазу и может возвратить Ц. в исходную γ -фазу. Тепловые циклы (охлаждение — отогрев) увеличивают количество β -Ц., при этом подавляется переход в α -Ц. при охлаждении. Пластич. деформация при $4,2^\circ\text{C}$ устраняет этот эффект. Теплоты превращений $\gamma \rightleftharpoons \alpha$, $\gamma \rightleftharpoons \beta$ и $\gamma \rightleftharpoons \delta$ (ккал/моль) $0,88 \pm 0,04$; $0,065$ и $0,700 \pm 0,008$. Переходы $\gamma \rightleftharpoons \alpha$ и $\gamma \rightleftharpoons \beta$ характеризуются большим гистерезисом по темп-ре и давлению. При давлении 1 атм обратные превращения $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\beta \rightarrow \gamma$ начинаются с $-103 \pm 5^\circ\text{C}$ и $90 \pm 5^\circ\text{C}$. Превращение $\gamma \rightleftharpoons \alpha$ сопровождается электронным переходом $4f \rightleftharpoons 5d$ и при комнатной темп-ре происходит под давлением 7000 атм (см. Давления высокие). Темп-ра плавления Ц. (как и полиморфных превращений) сильно зависит от его чистоты; для Ц. 99,9% $t_{пл} 805 \pm 5^\circ\text{C}$, теплота плавления $1,238$ ккал/моль; $t_{кип} 3470^\circ\text{C}$, теплота испарения $\Delta H_v 92,9 \pm 0,4$ ккал/моль, давление насыщенных паров (мм рт. ст.) при $t^\circ\text{C}$ $\lg p = -(20304 \pm 81) t^{-1} + (8,306 \pm 0,045)$. Теплоемкость γ -Ц. (кал/моль·град) от 0 до 730°C $C_p = 6,37 + 2,95 \cdot 10^{-3} t + 1,19 \cdot 10^{-6} t^2$. Дебаевская темп-ра 135°K . Теплопроводность ($26-30^\circ\text{C}$) $0,026 \pm 0,003$ кал/сек·см·град. Линейный коэфф. теплового расширения (25°C) $8,5 \cdot 10^{-6}$, средний в диапазоне $25-725^\circ\text{C}$ $7,1 \cdot 10^{-6}$. Уд. электропроводность α -Ц. (-249°C) $34 \cdot 10^{-6}$ ом·см, γ -Ц. (25°C) $75,3 \cdot 10^{-6}$ ом·см, δ -Ц. (770°C) $123 \cdot 10^{-6}$ ом·см; температурный коэфф. электропроводности γ -Ц. $8,7 \cdot 10^{-4}$. Работа выхода $2,60-2,88$ эв. Парамагнитен, магнитная восприимчивость (25°C) $2,43 \cdot 10^{-3}$ (после соотога цикла охлаждения до -270°C увеличивается до $2,495 \cdot 10^{-3}$). β -Ц. имеет антиферромагнитную точку Нееля $12,5^\circ\text{K}$. Модуль упругости 3058 кг/мм², модуль сдвига 1223 кг/мм², коэфф. Пуассона $0,248$, предел текучести $9,3$ кг/мм², предел прочности $10,5$ кг/мм², относит. удлинение 24% , твердость по Бринеллю γ -Ц. 19 кг/мм², сжимаемость $4,95 \cdot 10^{-6}$ см²/кг.

В химич. соединениях Ц. 3- и 4-валентен, легко растворяется в кислотах, устойчив к действию щелочей. Образуется комплексные соединения.

Лит.: 1) Справочник по редким металлам, пер. с англ., под ред. В. Е. Плосцова, М., 1965; 2) Новые исследования редкоземельных металлов, пер. с англ., под ред. Е. М. Савицкого, М., 1964; 3) С а в и ц к и й Е. М. [и др.], Сплавы редкоземельных металлов, М., 1962; 4) Свойства и применение редкоземельных металлов, пер. с англ., М., 1960; 5) «J. Phys. Chem. Solids», 1962, в. 23, р. 555; 6) «Phys. Rev.», 1965, в. 137, № 1А, р. 179; 7) «Acta Metallurgica», 1960, в. 8, № 9, р. 637. Ю. С. Генциффт.

ЦЕФЕИДЫ — физич. переменные звезды, характеризующиеся строгой периодичностью изменения блеска. По длине периода Ц. делятся на два типа: короткопериодич. Ц. (звезды типа RR Лиры) с периодами от 0,07 до 1,3 суток и долгопериодич. Ц. с периодами от 1,1 до 70 суток. Короткопериодич. и Ц. принадлежат к сферич. составляющей нашей Галактики, часто встречаются среди звезд шаровых звездных скоплений и, по-видимому, пред-

ставляют один из поздних этапов эволюции звезд с массой, близкой к массе Солнца. Абс. звездная величина короткопериодич. Ц. слабо коррелирует с периодом и в среднем близка к $+0,5$ звездной величины. Долгопериодич. Ц. делятся на: звезды, принадлежащие к плоской составляющей Галактики (тип δ Цефея), и звезды сферич. составляющей (тип W Девы). Важнейшая особенность долгопериодич. Ц. — существование зависимости между периодом изменения блеска и абс. звездной величиной (зависимость «период — светимость»): чем больше период изменения блеска, тем выше светимость. Эта зависимость позволяет по видимой звездной величине и сравнительно легко определяемому периоду вычислить, учтя междузвездное поглощение, расстояние до Ц. Благодаря этому замечательному свойству и высокой светимости метод Ц. стал одним из осн. методов определения расстояний во Вселенной. Способ оценки расстояний до далеких галактик, основанный на красном смещении, также основан на расстояниях до ближайших галактик, найденных с помощью зависимости «период — светимость», примененной к Ц., находящимся в этих галактиках. Форму зависимости «период — светимость» получают, изучая Ц., расположенные в соседних ближайших к нам галактиках (в частности, в Магеллановых Облаках). Нуль-пункт удалось установить достаточно надежно благодаря открытию Ц. в рассеянных звездных скоплениях, расстояния до к-рых определяются независимо.

На диаграмме спектр-светимость (см. Спектр — светимость диаграмма) Ц. занимают место, где расположены желтые гиганты и сверхгиганты, что позволяет допустить, что они являются переходной стадией в эволюции массивных звезд главной последовательности при переходе последних в стадию красного гиганта (см. Звезды). Различные характеристики Ц. (особенности кривых блеска, амплитуды изменения блеска, цвета и лучевые скорости и т. д.) тесно коррелируют с величиной периода изменения блеска, а также с положением Ц. на диаграмме «спектр — светимость». Эти корреляции, как и зависимость «период — светимость», различны для звезд типа δ Цефея и W Девы. Г. С. Царевский.

ЦИКЛ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ — см. Термодинамика.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ — обобщенные координаты механ. системы, не входящие явно в выражение характеристик. ф-ции этой системы. Наличие Ц. к. позволяет при использовании соответствующих ур-ний получить сразу столько интегралов этих ур-ний, сколько система имеет Ц. к. Напр., если Лагранжа функция $L(q_i, \dot{q}_i, t)$, где q_i — обобщенные координаты, \dot{q}_i — обобщенные скорости, t — время, не содержит явно координаты q_1 , то q_1 будет Ц. к. При этом соответствующее Лагранжа уравнение примет вид $\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_1} \right) = 0$ и сразу даст интеграл

$\partial L / \partial \dot{q}_1 = c_1$. Другие важные примеры использования Ц. к. см. в статьях Канонические уравнения механики и Рауса уравнения.

ЦИКЛОГЕНЕЗ — процесс возникновения и развития циклона.

ЦИКЛОИДАЛЬНЫЙ МАЯТНИК — материальная точка, совершающая под действием силы тяжести колебания вдоль дуги циклоиды, ось к-рой вертикальна, а выпуклость обращена вниз. Период колебаний Ц. м. около положения равновесия (наинизшей точки циклоиды) не зависит от размахов колебаний и определяется ф-лой $T = 2\pi \sqrt{4a/g}$, где a — радиус производящего круга, g — ускорение силы тяжести. Таким образом, Ц. м. — строго изохронный, в то время как для математич. маятника это свойство

имеет место лишь приближенно при малых колебаниях.

ЦИКЛОН — крупномасштабный атм. вихрь с почти вертикальной осью и пониженным атм. давлением в центре. Поперечник развитых Ц. может превосходить 2 тыс. км. Крупные квазистационарные Ц., наблюдаемые, напр., на севере Тихого и Атлантического океанов, входят в число центров действия атмосферы, играющих большую роль в формировании общей циркуляции атмосферы. Ц. характеризуются системой замкнутых изобар. Изобарич. поверхности в Ц. подобны воронкам, прогнутым вниз. Над пограничным слоем атмосферы ветер в Ц. дует параллельно изобарам, причем в Сев. полушарии по часовой стрелке, а в Южном — против, т. к. сила барического градиента в Ц. уравновешивается центростремительной силой и Кориолиса силой. В пограничном слое под влиянием трения линии тока конвергируют по направлению к центру Ц., пересекая изобары под углом 30—40°. Наибольшие барич. градиенты и поэтому самые сильные ветры наблюдаются в тылу Ц. Возникают Ц. обычно в средних и высоких широтах в зоне фронтов атмосферных при нарушении динамич. устойчивости отдельных их участков. Иногда на фронте одновременно существует неск. Ц. Вне фронтов Ц. образуются редко, причем над материками в основном летом, а над океанами — зимой, что связано с локальным понижением давления над относительно теплыми участками земной поверхности. Распределение темп-ры в Ц., особенно молодом, асимметрично из-за прохождения через его центр линии фронта. Она имеет вид волны, передняя часть к-рой является теплым, а задняя — холодным фронтом. Прохождение такого Ц. поэтому сопровождается вначале потеплением, а потом — похолоданием. Углубление Ц., т. е. понижение в нем давления, сопровождается т. н. окклюзией фронтов: холодный фронт, двигаясь быстрее, нагоняет теплый фронт и смыкается с ним, вытесняя теплый воздух вверх. В это время давление у земной поверхности в Ц. наименьшее и в дальнейшем Ц. у земли начинает заполняться, т. е. давление в нем начинает расти. Наверху Ц. еще нек-рое время развивается, причем его верхняя часть иногда проникает в стратосферу. Вытесняемый, благодаря окклюзии, вверх воздух расширяется и поэтому охлаждается, и Ц. постепенно становится областью холода. Этот эффект наряду с конвергенцией ветра в слое трения приводит к заполнению Ц. Весь цикл жизни Ц. равен неск. дням. Ц. перемещаются приблизительно по *ведущему потоку* на высоте 3—5 км, но со скоростью на 20—40% меньшей. В Сев. полушарии они в основном движутся с юго-запада или запада на восток или северо-восток со скоростями от 20 до 100 км/час.

Конвергенция ветра в пограничном слое приводит к образованию в Ц. восходящих движений, к-рые вблизи атм. фронтов усиливаются из-за *бароклинности*. Поэтому здесь возникают обширные системы облаков, в основном слоистых, из к-рых выпадают осадки. В умеренных и высоких широтах именно с Ц. связано наибольшее количество выпадающих осадков.

Лит.: Х р г и а н А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., М., 1958. С. М. Шметер.

ЦИКЛОТРОН — резонансный циклич. ускоритель ионов с постоянным во времени управляющим магн. полем и постоянной частотой ускоряющего высокочастотного (ВЧ) электрич. поля на энергии 10—20 Мэв и интенсивности пучков до единиц ма. В Ц. ионы движутся по спирали от центра, где расположен ионный источник, к периферии магнита, приобретая энергию от ВЧ поля при пролете щели между ускоряющими электродами (дуантами, рис. 1). Период обращения ионов в магн. поле Ц. T_0 равен или кратен периоду ускоряющего ВЧ генератора T_r . Обычно Ц. имеет

2 дуанта с угловой протяженностью 180°. В этом случае

$$T_r = T_0 = 2\pi M_0 c / eH_0, \quad (1)$$

где M_0 — масса ускоряемой частицы, e — ее заряд, c — скорость света, H_0 — напряженность магн. поля, при к-рой имеет место равенство (1). Пространств. устойчивость ускоряемых частиц достигается за счет

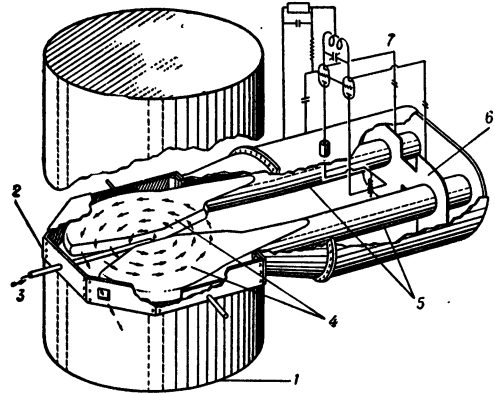


Рис. 1. Схема циклотрона: 1 — полюс электромагнита; 2 — вакуумная камера; 3 — шток с ионным источником; 4 — дуанты; 5 — резонансные линии; 6 — закорачивающая пластина; 7 — высокочастотный генератор.

слабого спада магн. поля от центра к краю ускорителя. В центре ускорителя, где магнитная фокусировка практически отсутствует, важную роль играет электрич. фокусировка. Щель между дуантами по существу является электрич. линзой для движения частиц в вертикальном направлении, фокусирующее действие к-рой на первых оборотах частиц обеспечивается (или усиливается) специальным формированием ускоряющего электрич. поля. По мере удаления от центра в действие вступает магн. фокусировка (см. *Фокусировка частиц*).

Ионы начинают движение в центре между дуантами. При ускорении постоянство периода обращения ионов нарушается (период увеличивается) в связи с релятивистским возрастанием массы иона и уменьшением магн. поля с радиусом. Фаза ионов ϕ начинает сдвигаться относительно фазы максимума ускоряющего напряжения, к-рая полагается равной нулю, и если ионы в надлежащий момент не будут выведены из Ц. или направлены на мишень, они станут проходить щель при отрицат. напряжениях, т. е. в тормозящем поле (при $\phi > \pi/2$), теряя энергию и двигаясь по свертывающейся спирали к центру ускорителя. Ур-ние, описывающее изменение фазы в процессе ускорения, для Ц. имеет вид:

$$\frac{d \sin \phi}{dW} = \frac{\pi}{2eV_0} \left(\frac{H_n}{H} - 1 \right), \quad (2)$$

где $H_n = H_0 (E/E_0) = H_0 (1 + W/E_0)$ — изохронное поле, $H_0 = 2\pi M_0 c / eT_r$, E — полная, W — кинетическая энергия частицы, $E_0 = M_0 c^2$ — ее энергия покоя, V_0 — амплитуда ускоряющего напряжения.

Для получения макс. энергии необходимо, чтобы ионы как можно большее число раз проходили щель в ускоряющем поле; при этом $W_{\max} \sim \sqrt{eV_0 M_0}$. На рис. 2 показано изменение фазы ионов в процессе ускорения для различных значений поля в центре ускорителя, $H(0)/H_n(0) = H(0)/H_0$.

Изохронный Ц. Нарушение изохронизма между частотой обращения иона и частотой ускоряющего электрич. поля ограничивает возможность получения в Ц. частиц все более высокой энергии, т. к. повышение напряжения связано с большими технич. и прин-

ципальными трудностями. Как видно из (2), подобно фазового ограничения можно избежать, если увеличивать среднее (по азимуту) магн. поле с ростом энергии частиц по закону $\bar{H} = H_n = H_0 E/E_0$. При этом $d \sin \varphi/dW = 0$ и период обращения ионов в процессе ускорения остается постоянным. Ц., в к-ром магн. поле возрастает от центра к пе-

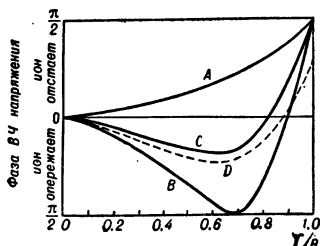


Рис. 2. Изменение фазы ионов в процессе ускорения. Кривая A соответствует $H(0) = H_0$, т. е. случаю, когда равенство $T_0 = T_{\Gamma}$ осуществляется в центре ускорителя; кривые B, C, D относятся к случаю $H(0) > H_0$. Кривой A отвечает максимальное значение V_0 , необходимое для ускорения до конечного радиуса R, кривой B — минимальное (но наименьшая интенсивность пучка ускоренных частиц). Реальное изменение фазы следует кривой D, соответствующей некоторому уменьшению (за счет усиления электр. дефокусировки) интенсивности пучка ускоренных частиц по сравнению с кривой C (отвечающей максимальному току циркулирующего пучка) при увеличении прироста радиуса за оборот на конечных радиусах.

риферии пропорционально E, так что период обращения частиц T_0 остается постоянным и фазовых колебаний не происходит, наз. и з о х р о н н ы м Ц.

Поскольку радиус r орбиты и энергия однозначно связаны, изохронное магн. поле равно

$$\bar{H}_n(r) = H_0 / \sqrt{1 - (r/r_{\infty})^2}, \quad (3)$$

где $r_{\infty} = cT_0/2\pi$. Однако возрастающее к периферии азимутально-симметричное магн. поле не обеспечивает вертикальной фокусировки частиц. Для обеспечения как условий изохронизма, так и вертикальной фокусировки необходимо создание магн. поля спец. структуры. Простейшая из таких конфигураций магн. поля

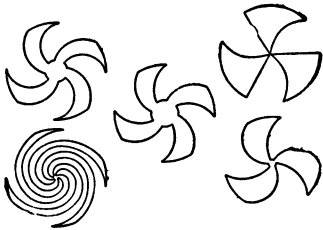


Рис. 3. Рельефы магнитного поля в различных типах изохронных циклотронов.

была предложена Л. Томасом в 1938 г. Фокусировка Томаса достигается азимутальным варьированием магн. поля, причем максимумы или гребни поля располагаются вдоль радиусов равномерно по азимуту ускорителя. Число гребней должно быть ≥ 3 . Такой ускоритель наз. р а д и а л ь н о - с е к т о р н ы м Ц. В ускорителях на большие энергии более перспективны магн. системы с гребнями магн. поля, расположенными по спирали. При этом поле периодически меняется около среднего значения не только по азимуту, но и по радиусу. Существуют и промежуточные системы, напр. такие, у к-рых по спирали изменяется только одна сторона гребня магн. поля. Различные структуры вариации поля показаны на рис. 3.

В общем виде поле изохронного Ц., или Ц. с пространств. вариацией напряженности магн. поля, имеет вид:

$$H(r, \vartheta) = \bar{H}(r) [1 + \varepsilon f(r, \vartheta)]; \quad (4)$$

где $\bar{H}(r)$ — изохронное поле (3), $f(r, \vartheta)$ — периодическая по ϑ функция с нулевым средним значением, а $\varepsilon = (H_{\max} - \bar{H})/\bar{H}$ — глубина вариации магн. поля. Если предположить синусоидальную зависимость поля, то

$$H(r, \vartheta) = \bar{H}(r) \{1 + \varepsilon \sin [N(\vartheta + \psi(r))]\}, \quad (5)$$

где N — число спиралей, а $\psi(r)$ определяется равен-

ством $r d\psi/dr = \tan \gamma$, γ — угол пересечения спирали с радиусом-вектором. В первом приближении частоты бетатронных колебаний (радиальных и вертикальных) будут определяться равенствами:

$$v_r^2 = 1 - n, \quad v_z^2 = n + 1/2 \varepsilon^2 + \varepsilon^2 \tan^2 \gamma; \quad (6)$$

член $1/2 \varepsilon^2$ связан с томасовской фокусировкой, член $\varepsilon^2 \tan^2 \gamma$ существует только в ускорителях со спиральной вариацией поля, n — показатель изохронного поля.

Принципиальное ограничение энергии в изохронном Ц. связано с резонансной раскачкой радиальных колебаний; при этом

$$W_{\max} = E_0 (1/2 N - 1). \quad (7)$$

Однако резонансы, обусловленные неидеальностью структуры магн. поля, могут вызвать потерю пучка при значительно меньших энергиях. Большинство изохронных Ц. проектируется и строится на энергию 50–100 Мэв.

Мезонные фабрики — изохронные Ц. на энергию 400–900 Мэв, с током 0,1–1 ма, предназначенные для получения интенсивных пучков вторичных частиц. В таких ускорителях $N = 6-8$, а диаметр области рабочего поля может превышать 10 м. Важнейшие проблемы при проектировании «мезонных фабрик» — вывод ускоренных частиц и радиационная защита, т. к. мощность пучка частиц может составлять десятки и сотни квт. С этой точки зрения, а также благодаря возможности получения ускоренных протонов с регулируемой энергией, представляет интерес проект «мезонной фабрики» для ускорения отрицат. ионов водорода — H^- -циклотрон.

Ц. с регулируемой энергией. Для большинства физ. экспериментов желательно иметь пучок ускоренных частиц, энергия к-рых может варьироваться. Достичь этого можно изменением напряженности магн. поля ускорителя, что, однако, сопряжено с определенными трудностями, т. к. из-за неравномерного насыщения различных участков магнитной цепи изменение уровня поля меняет его конфигурацию. Разработка изохронных Ц., в к-рых формирование поля в значит. мере осуществляется с помощью токовых обмоток, позволила производить регулирование энергии в широких пределах. Если частота ускоряющего ВЧ генератора может изменяться (перестраиваться) в 3 раза, то, изменяя среднее поле от \bar{H} до $\bar{H}/3$, можно изменить кинетич. энергию частиц в 9 раз. Производя ускорение на третьей и пятой гармониках частоты обращения и соответственно снижая \bar{H} , можно получить непрерывный диапазон энергий ускоренных частиц от W_{\max} до $W_{\max}/225$.

Ц. для ускорения многозарядных ионов. Период обращения иона в магн. поле зависит от отношения M_0/k_e , где $k = 1, 2, \dots$ — степень ионизации атома. Возможность перестройки частоты генератора и ускорения на гармониках позволяет в одном и том же Ц. ускорять различные ионы. Применение изохронных Ц. с изменяемой величиной магн. поля увеличивает число многозарядных ионов, к-рые могут быть ускорены в данном ускорителе.

Вывод пучка. Вывод ускоренных ионов из Ц., как правило, осуществляется с помощью электрических или чисто электростатических (электростатич. дефлектор) систем или комбинированных систем с применением ускоряющего напряжения для отклонения пучка. Вывод ионов из изохронных Ц., энергия к-рых значительно выше, представляет большую трудность. В случае электростатич. дефлектора нож внутренней пластины должен быть очень тонким, если не принимать спец. мер по разделению орбит на последних оборотах. Ускорителем с наивысшей энергией и чисто электростатич. дефлектором является протонный Ц. на

энергию 50 Мэв. Для более высоких энергий необходимы магнитные каналы для проводки пучка через краевое поле. Большой интерес представляют системы, в к-рых для вывода пучка используется раскачка радиальных колебаний. Это прежде всего регенеративный дефлектор, широко применяемый в *фабриках*, и резонансные экстракционные системы с возбуждением нелинейных резонансов. В случае «мезонных фабрик» с шести- и восьмиспиральной структурой поля для вывода пучка наиболее естественно использовать резонансы $\nu_r = \frac{e}{4}$ при энергии $W = 400 - 450$ Мэв или $\nu_r = \frac{e}{4}$ при $W = 800 - 850$ Мэв. Возбуждение этих нелинейных резонансов может быть вызвано третьей и второй гармониками в структуре поля. Наиболее просто вывод осуществляется из Н-циклотрона. Получившийся после обдирки электронов на тонкой фольге, установленной на радиусе вывода, ион Н⁺ закручивается в магн. поле в др. сторону по сравнению с ионом Н⁻ и легко выходит из ускорителя.

Конструкция Ц. Основная часть Ц. — большой электромагнит 1 весом в десятки и сотни т, между полюсами к-рого размещается вакуумная камера 2 из немагнитного материала (рис. 1). Полюсные наконечники, определяющие форму магн. поля в зазоре, вакуумно-плотно связываются с камерой и наз. крышками камеры. Камера вместе с крышками обычно может извлекаться из межполюсного зазора. На крышках укрепляются железные массы и токовые обмотки, создающие необходимую конфигурацию магн. поля. Величина магн. поля лежит, как правило, в пределах 12—18 кэ, диаметр полюсов изменяется от 0,5 м до 3 м (циклотрон ЛЯР ОИЯИ, Дубна). Диаметр полюсов «мезонной фабрики» ЛЯП ОИЯИ будет составлять 7 м.

Подлежащие ускорению ионы образуются в центре ускорителя в ионном источнике 3. Благодаря большому набору энергии за оборот, характерному для Ц., ионы на первом обороте далеко уходят от центра, и источник может иметь довольно значит. размеры. Отсос ионов из источника осуществляется ускоряющим ВЧ полем. Для улучшения характеристик ускоренного пучка и быстрого удаления ионов, вступивших в ускорение в неподходящих фазах, на первых оборотах применяются ионнооптические и сепарирующие системы, состоящие из вытягивающего электрода и ряда диафрагм.

Ускоряющая система Ц. состоит из ускоряющих электродов-дуантов 4, укрепленных на концах внутр. электродов четвертьволновых закороченных резонансных линий большого диаметра. Ускоряющее напряжение обычно составляет ок. 100 кэ. Перестройка частоты осуществляется или перемещением закорачивающей пластины 6 или изменением волнового сопротивления линий с помощью подвижных панелей. Иногда Ц. имеет один дуант, что удобно для экспериментов во внутр. пучке и для размещения системы вывода. Разработка изохронных Ц. привела к появлению многодуантных систем с расположением дуантов в долинах между гребнями, что связано с уменьшением мощности ВЧ потерь, уменьшением вероятности пробоев и возможностью увеличения апертуры дуанта. ВЧ колебания возбуждаются или с помощью усилителя мощности, или с помощью автогенератора 7, контуром к-рого являются резонансные линии. В зависимости от характеристик ускорителя ВЧ мощность может составлять десятки и сотни квт.

Вакуумный объем Ц. состоит из камеры и баков (бака) резонансных линий. Рабочий вакуум достигает $10^{-6} - 10^{-5}$ мм рт. ст.

Ток ускоренных ионов составляет от сотен мка до единиц ма. Пучок имеет периодич. струк-

туру с периодичностью, равной частоте ускоряющего электр. поля.

Лит.: 1) Циклотрон. Сб. статей, под ред. П. А. Черенкова, М. — Л., 1948; 2) Proceedings of the International conference on sector-focused cyclotrons, Los Angeles, 17—20 Apr. 1962, «Nucl. Instrum.», 1962, v. 18, 19; 3) International conference on sector focused cyclotrons and meson factories. Proceedings, Geneva, 1963; 4) Международная конференция по ускорителям. Труды..., Дубна, 21—27 авг. 1963 г., М., 1964; 5) Л и в и н г у д Д. Д., Принципы работы циклических ускорителей, пер. с англ., М., 1963; 6) Ускорители. Сб. статей, пер. с англ. и нем., под ред. Б. Н. Яблокова, М., 1962.

А. А. Глазов,

ЦИКЛОТРОННАЯ ЧАСТОТА — частота Ω обращения электрона в постоянном магнитном поле H в плоскости, перпендикулярной H . В квазиклассич. случае (а для свободного электрона и в общем случае) Ц. ч. определяет разность энергии $\Delta\mathcal{E}$ между двумя магнитными уровнями электрона в магнитном поле (см. *Диамagnetизм*): $\Delta\mathcal{E} = \hbar\Omega$ ($\hbar = h/2\pi$, h — постоянная Планка).

Для свободного электронного газа Ц. ч. легко определяется из равенства силы Лоренца и центробежной силы и равна: $\Omega = eH/m_0c$, где m_0 — масса свободного электрона, не зависящая от его энергии \mathcal{E} и импульса p (см. *Гироскопическая частота*).

В *металлах* и *полупроводниках* движение электрона сложнее вследствие взаимодействия с кристаллич. решеткой. Под электронном проводимости в кристаллич. решетке следует понимать *квазичастицу* с зарядом, равным заряду электрона $-e$, спином $1/2$ и законом дисперсии, определяющим связь ее энергии \mathcal{E} с квазиимпульсом p , $\mathcal{E} = \mathcal{E}(p)$, где ф-ция $\mathcal{E}(p)$ периодична с периодом *обратной решетки*. При движении электрона проводимости в постоянном магнитном поле его энергия \mathcal{E} и проекция квазиимпульса p_H на направление H сохраняются, так что в импульсном пространстве (p -пространстве) движение происходит по кривой пересечения изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}$ плоскостью $p_H = \text{const}$. Если эта кривая замкнутая, то движение является периодическим и происходит с Ц. ч.:

$$\Omega = eH/m^*c, \quad m^* = (1/2\pi) \partial S / \partial \mathcal{E}, \quad (2)$$

где $S(\mathcal{E}, p_H)$ — площадь, ограниченная кривой $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}$, $p_H = \text{const}$, а m^* — *эффективная масса* электрона проводимости.

Т. о. в общем случае Ц. ч. Ω зависит от \mathcal{E} и p_H . В слабом переменном электромагнитном поле частоты ω и сильном постоянном поле H в *полупроводниках* на частоте $\omega = \Omega$ имеет место *диамagnetный (циклотронный) резонанс*; в *металлах* на частотах, кратных экстремальным по p_H значениям Ω и значениям Ω в особых точках *Ферми поверхности*, $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_F$ (\mathcal{E}_F — *Ферми энергия*) — *циклотронный резонанс*.

Лит. см. при ст. *Циклотронный резонанс*, *Диамagnetный резонанс*, *Диамagnetизм*. М. Я. Азбел.

ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (бетатронное излучение, синхротронное излучение) — излучение заряженной частицы, движущейся по спирали (или по окружности) в магнитном поле. См. также *Излучение электронов в ускорителях*, *Бетатронное излучение плазмы*.

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС в металлах (резонанс Азбеля — Канера) — резонансное уменьшение активной R и реактивной X составляющих полного *поверхностного импеданса* металлов в высокочастотном электромагнитном и постоянном магнитном (H) полях. Ц. р. обуславливает резонансное уменьшение поглощения электромагнитной энергии заданной частоты металлом при определенных значениях $H = H_{\text{рез}}$ Ц. р., предсказанный теоретически Азбелем и Канером [1], экспериментально наблюдался на Sn, Pb и др. металлах. В нек-рых опытах

измерялись величины $\partial R(H)/\partial H$ или $\partial X(H)/\partial H$ в зависимости от $1/H$ (обратного поля) при постоянной ориентации поля H (см. ниже).

При этом наблюдаются десятки минимумов, кратных и эквидистантных по обратному полю ($1/H_n = n \cdot 1/H_1$, $n=1,2, \dots$, рис. 1, [5]).

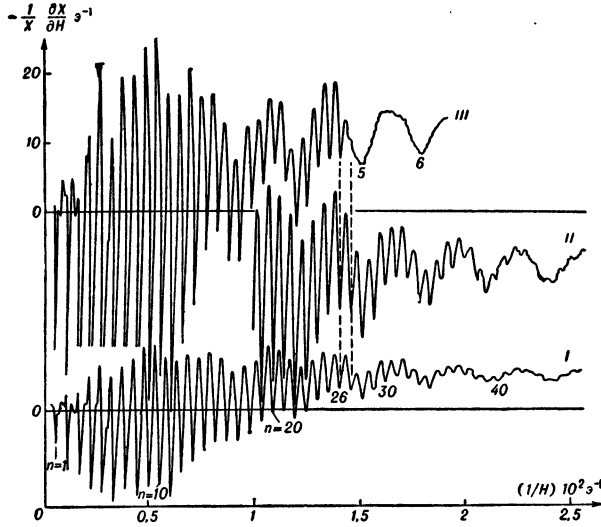


Рис. 1. Циклотронный резонанс в монокристаллич. пластинке Sn [плоскость (100)], толщиной 2 мм (I, II) и 1 мм (III) при темп-ре 3,75° К; длина волны $\lambda = 3,2$ см.

Ц. р. обусловлен совпадением или кратностью частоты ω внешнего электромагнитного поля с частотой Ω вращения электронов проводимости в постоянном магнитном поле H в плоскости, перпендикулярной H (см. Циклотронная частота). Поэтому необходимое условие Ц. р. — достаточно большое время свободного пробега электронов τ , за которое успевает проявиться периодичность их движения в плоскости, перпендикулярной H (электрон между последоват. столкновениями делает много оборотов), т. е. $\Omega\tau \gg 1$.

Электромагнитное поле в металлах и полуметаллах резко неоднородно. Можно считать (в основном приближении $\tau = \infty$), что оно проникает в металл на глубину скин-слоя: $\delta_0 \sim c/\omega_0$, где $\omega_0 = \sqrt{4\pi ne^2/m_0}$ — плазменная частота (см. Плазма твердых тел, Скин-эффект), m_0 — масса свободного электрона. В хороших металлах (число электронов ~ 1 /атом) $\delta_0 \sim 10^{-5}$ — 10^{-6} см; в полуметаллах, напр. у Вi, $\delta_0 \sim 10^{-4}$. Радиус ларморовой орбиты электронов, обратно пропорциональный полю H (см. Эффективная масса), сравним с δ_0 лишь в полях $H \sim 10^6$ — 10^7 э (для полуметаллов $\sim 10^4$ э). В обычных же магнитных полях электромагнитное поле взаимодействует с электронами лишь на малом участке их орбиты, что отличает Ц. р. от диамагнитного.

В результате возникает принципиальное различие между случаями поля H , наклонного относительно поверхности образца, и строго параллельного ей (поверх-

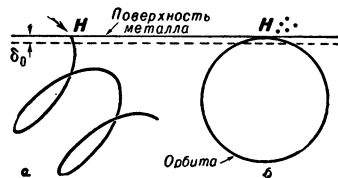


Рис. 2.

ность металла можно локально считать практически всегда плоской, т. к. обычно радиус кривизны поверхности $\gg \delta_0$). В первом случае электроны, проходя по направлению поля H за один оборот путь $\sim r$, про-

водят в слое δ_0 время: $(2\pi/\omega)(\delta_0/r) \ll 2\pi/\omega$. При этом периодичность движения в поле H на их взаимодействие с переменным полем не влияет, и Ц. р. (в основном приближении) отсутствует (рис. 2, а). Если же поле H строго параллельно поверхности металла, то движение электронов (рис. 2, б) напоминает движение заряженных частиц в циклотроне с одним ускоряющим промежутком, при условии:

$$\omega = n\Omega = neH/m^*c$$

($n=1, 2, \dots$, m^* — эффективная масса); электрон возвращается в «ускоряющий слой» через один или неск. периодов переменного поля $T = 2\pi/\omega$, каждый раз получая энергию от поля, т. е. возникает Ц. р. (при $\tau \rightarrow \infty$ появляется система эквидистантных «скин-слоев» и энергия от поля приобретает в двух ускоряющих промежутках [3]).

Приведенное описание является исчерпывающим только в случае свободных электронов и электронов вблизи краев зоны с квадратичным законом дисперсии (зависимостью энергии \mathcal{E} от квазиимпульса p), когда m^* , а следовательно и Ω , одинаковы для всех электронов (во втором случае Ω и m^* зависят от направления). В общем случае Ω зависит от \mathcal{E} и p_H (проекции p на направление H) и разным электронам соответствуют различные Ω . При этом для Ц. р. существенны только электроны с энергией $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0$ (\mathcal{E}_0 — Ферми энергия).

Из электронов с различными p_H , образующими непрерывный спектр циклотронных частот Ω (рис. 3), в наиболее «выгодном» для Ц. р. положении находятся:

1) электроны вблизи экстремальных значений p_H^{ex} на Ферми поверхности $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_0$, где $\Omega(p_H)$ медленнее всего меняется, плотность состояний электронов, как ф-ция Ω , обращается в ∞ , и 2) электроны, вблизи особых точек — границ спектра $\Omega(p_H^{gr})$. Точный расчет подтверждает эти выводы, причем Ц. р. вблизи Ω_{ex} [$\omega = n\Omega_{ex} = n\Omega(\mathcal{E}_0, p_H^{ex})$] оказывается степенным (степень зависит от характера экстремума), а вблизи граничных — логарифмическим.

Относит. высота резонансного значения полного поверхностного импеданса Z связана с τ след. ф-лами: 1) в случае квадратичного закона дисперсий:

$$R(H_{рез})/R(0) \sim (2\pi n/\omega\tau)^{2/3};$$

$$X(H_{рез})/X(0) \sim (2\pi n/\omega\tau)^{1/3};$$

2) для произвольного закона дисперсии при макс. m^* и мин. Ω :

$$R(H_{рез})/R(0) \sim X(H_{рез})/X(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{1/6};$$

3) в случае миним. m^* :

$$R(H_{рез})/R(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{4/9},$$

$$X(H_{рез})/X(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{1/6}.$$

При Ц. р. ток при заданной напряженности электрич. поля максимален, что соответствует минимумам R и X . Полуширина резонансной линии $\sim 2\pi n/\omega\tau$ (см. Радиоспектроскопия). Отсюда и из ф-л (1)–(3) ясно, что вещественная и мнимая части $\partial Z/\partial H$ при Ц. р. максимальны.

Экспериментальное измерение частот Ц. р. позволяет непосредственно определить экстремальные и гра-

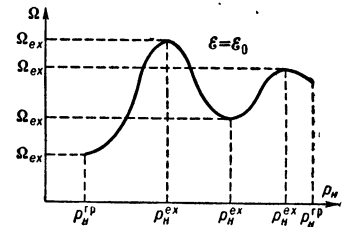


Рис. 3.

ичные значения m^* . Полуширина резонансной линии определяет время свободного пробега τ , k -рое в условиях Ц. р. ($\delta_0 \ll r$, $\omega \gg 1$) может быть введено. Возможность введения τ связана с тем, что основную роль в Ц. р. играет малая часть электронов вблизи определенных выше значений p_H и с малой проекцией скорости на нормаль к поверхности металла (рис. 2, б). Возможен лишь «уход» из этих состояний во все остальные, «приходом» электронов в эту узкую область значений p из-за случайных столкновений можно пренебречь. В результате τ^{res} при Ц. р. может существенно отличаться от статич. $\tau^{ст}$ (имеющего, при низких частотах, смысл эффективной величины). Так, напр., в статич. случае однократное столкновение электрона с низкотемп-ным фононом слабо рассеивает электрон и мало существенно; существенным становится лишь число столкновений $\sim (\theta/T)^2$ (θ — темп-ра Дебая, T — абс. темп-ра) и $\tau_{эф} \sim T^{-5}$. При Ц. р. уже однократное столкновение с фононом может вывести электрон из ускоряющего слоя или из «резонансного» p_H , т. е. оказаться существенным, что обуславливает $\tau_{эф}^{res} \sim T^{-3}$.

Исследование Ц. р. в пластинках тоньше длины свободного пробега электронов позволяет выяснить, какая из орбит последней помещается в пластинке и дает Ц. р. (радиус орбиты пропорционален $1/H$, следовательно, номеру n резонансной гармоники). При большом n это (с относит. точностью $\sim n^{-1}$) определяет диаметр поверхности Ферми в соответствующем направлении (см. *Эффективная масса*). Ц. р. может дать также информацию и об открытых траекториях электронов (см. *Ферми поверхность*), если их направление параллельно поверхности образца.

В следующих по δ_0/r приближениях Ц. р. появляется и в наклонном относительно поверхности образца поле H благодаря наличию в этих приближениях малой части напряженности электрич. поля, медленно затухающей с глубиной (на расстояниях \gg). При очень больших τ и низких темп-рах ($2\pi \hbar T < \hbar \Omega$) проявляется дискретность циклотронных частот $\Omega = \Omega(\xi_0, p_H^n)$, обычно «рамытие» частот $\sim 1/\tau \gg$ расстояния между соседними дискретными частотами и Ц. р. имеет место на каждой из дискретных частот (квантовый Ц. р. [4]).

Лит.: 1) А з б е л ь М. Я., К а н е р Э. Я., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 4, с. 896; 2) А з б е л ь М. Я., Л и с и т з И. М., в кн.: Progress in low temperature physics, v. 3, Amst., 1961, ch. 7, p. 288; 3) А з б е л ь М. Я., «ЖЭТФ», 1960, т. 39, вып. 2, с. 400; 4) Л и ф ш и ц И. М., А з б е л ь М. Я., С л у ч к и н А. А., там же, 1962, т. 43, вып. 4, с. 1464; 5) Х а й к и н М. С., там же, 1961, т. 41, вып. 6, с. 1773. М. Я. Азбел.

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ — решения дифференциального уравнения Бесселя

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{dZ}{dz} + \left(1 - \frac{p^2}{z^2}\right) Z = 0, \quad (1)$$

p — параметр («индекс») ур-ния (см. *Бесселя уравнение*). В приложениях наиболее часто встречаются Ц. ф. 1-го рода $J_p(z)$ (см. *Бесселя функции*) и Ц. ф. 2-го рода $N_p(z)$ [см. *Неймана функции*, их называют также функциями Вебера и употребляют иногда обозначение $Y_p(z)$], преимущественно при действительных значениях аргумента. В комплексной области удобно пользоваться Ц. ф. 3-го рода $H_p^{(1)}(z)$ и $H_p^{(2)}(z)$ (см. *Ганкеля функции*).

Соотношения между этими функциями напоминают соотношения между тригонометрич. и показательной функциями:

$$J_p = \frac{H_p^{(1)}(z) + H_p^{(2)}(z)}{2}; \quad H_p^{(1)} = J_p(z) + iN_p(z);$$

$$N_p = \frac{H_p^{(1)}(z) - H_p^{(2)}(z)}{2i}; \quad H_p^{(2)} = J_p(z) - iN_p(z).$$

При действительных значениях аргумента (и индекса p) функции Бесселя и Неймана действительны и представляют собой действительную и мнимую части функций Ганкеля. Эта же аналогия проявляется в асимптотич. представлениях

(при больших $|z|$), верхних при $|\arg z| \leq \pi - \delta$:

$$H_p^{(1)}(z) = \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{1/2} e^{i\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)} S_p(-2iz),$$

$$H_p^{(2)}(z) = \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{1/2} e^{-i\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)} S_p(2iz),$$

$$J_p(z) = \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{1/2} \left\{ P_p(z) \cos\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) - Q_p(z) \sin\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \right\},$$

$$N_p(z) = \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{1/2} \left\{ P_p(z) \sin\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) + Q_p(z) \cos\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \right\},$$

где

$$S_p(z) = 1 + \sum_{k=1}^n \frac{A_k^p}{k! (4t)^k} + O(z^{-n-1}),$$

$$P_p(z) = 1 + \sum_{k=1}^n \frac{(-1)^k A_{2k}^p}{(2k)! (8z)^{2k}} + O(z^{-2n-2}),$$

$$Q_p(z) = \sum_{k=1}^n \frac{(-1)^k A_{2k}^p - 1}{(2k-1)! (8z)^{2k-1}} + O(z^{-2n-3}),$$

$$A_k^p = (4p^2 - 1^2)(4p^2 - 3^2) \dots [4p^2 - (2k-1)^2].$$

Другие соотношения между Ц. ф. (при нецелом p):

$$J_p(z) = \frac{N_{-p}(z) - N_p(z) \cos p\pi}{\sin p\pi},$$

$$N_p(z) = \frac{J_p(z) \cos pz - J_{-p}(z)}{\sin p\pi},$$

$$H_p^{(1)}(z) = \frac{J_{-p}(z) - e^{-p\pi i} J_p(z)}{i \sin p\pi} = \frac{N_{-p}(z) - e^{-p\pi i} N_p(z)}{\sin p\pi},$$

$$H_p^{(2)}(z) = \frac{e^{p\pi i} J_p(z) - J_{-p}(z)}{i \sin p\pi} = \frac{N_{-p}(z) - e^{p\pi i} N_p(z)}{\sin p\pi}.$$

Ц. ф. удовлетворяют важным и удобным рекуррентным соотношениям:

$$Z_{p-1} + Z_{p+1} = \frac{2p}{z} Z_p; \quad \frac{d}{dz} \{z^p Z_p\} = z^p Z_{p-1};$$

$$Z_{p-1} - Z_{p+1} = 2Z'_p; \quad \frac{d}{dz} \left\{ \frac{1}{z^p} Z_p \right\} = \frac{1}{z^p} Z_{p+1}.$$

С помощью Ц. ф. выражается общее решение линейного уравнения

$$z^2 W'' + (1 - 2\alpha) z W' + [\beta^2 \gamma^2 z^{2\gamma} - (p^2 \gamma^2 - \alpha^2)] W = 0 \quad (2)$$

при произвольных α, β, γ . Именно:

$$W = c_1 z^\alpha Z_p^{(1)}(\beta z^\gamma) + c_2 z^\alpha Z_p^{(2)}(\beta z^\gamma).$$

Среди уравнений (2) содержится уравнение вида

$$W'' - zW = 0,$$

к-рое порождает так наз. *Эйри функции*.

В приложениях часто встречаются модифицированные Ц. ф. (Ц. ф. мнимого аргумента), к-рые определяются соотношением:

$$I_p(x) = e^{-\frac{p\pi i}{2}} J_p(ix) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k! \Gamma(p+k+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{p+2k}$$

и удовлетворяют уравнению вида (2) при $\alpha = 0, \beta = i, \gamma = 1$:

$$U'' + \frac{1}{x} U' - \left(1 + \frac{p^2}{x^2}\right) U = 0; \quad (3)$$

в качестве второго решения берут здесь или $I_{-p}(x)$ (при нецелом p), или функцию Макдональда

$$K_p(x) = \frac{\pi i}{2} e^{\frac{p\pi i}{2}} H_p^{(1)}(ix).$$

Важность этих функций обусловлена тем, что они представляют собой положительные решения ур-ния (3) при $x > 0$ с экспоненциальным поведением на бесконечности, асимптотические представления имеют для них вид:

$$I_p(x) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^x; \quad K_p(x) \sim \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x}.$$

В нек-рых задачах встречаются еще Ц. ф. аргумента $z = x\sqrt{-i} = e^{3\pi/4}x$. Для действительных и мнимых частей этих функций введены спец. обозначения (p — действительно):

$$I_p(x\sqrt{-i}) = \text{ber}_p x + i \text{bei}_p x,$$

$$K_p(x\sqrt{-i}) = \text{ker}_p x + i \text{kei}_p x,$$

$$H_p(x\sqrt{-i}) = \text{her}_p x + i \text{hei}_p x.$$

Лит.: Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 3 изд., М., 1965; Либенде Н. Н. Специальные функции и их приложения, 2 изд., М.—Л., 1963; Ватсон Г. Н., Теория Бесселевых функций, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1949. П. И. Лизоркин.

ЦИНК (Zincum) Zn — химич. элемент II гр. периодич. системы Менделеева; п. н. 30, ат. в. 65,37. Состоит из 5 стабильных изотопов: Zn⁶⁴ (48,89%), Zn⁶⁶ (27,81%), Zn⁶⁷ (4,11%), Zn⁶⁸ (18,57%), Zn⁷⁰ (0,62%). Важнейший радиоактивный изотоп Zn⁶⁵ (β^+ , электронный захват, $T_{1/2} = 245$ дней). Электронная конфигурация $3d^{10}4s^2$. Энергия ионизации (эВ) Zn⁰ \rightarrow Zn⁺ \rightarrow Zn²⁺ \rightarrow Zn³⁺ 9,391; 17,96 и 39,70.

Ц. — синева-белый металл; кристаллич. решетка гексагональная, $a = 2,6649 \text{ \AA}$, $c = 4,9431 \text{ \AA}$ (20°, все темп-ры в °С). Атомный радиус 1,39 Å, ионный радиус Zn²⁺ 0,83 Å. Плотность (г/см^3) 7,131 (25°), плотность жидкого Ц. $d_{ж} = 6,59 - 0,00097(t - 419)$. Поверхностное натяжение (дин/см) $\sigma = 754 - 0,090 \times (t - 419)$. Вязкость (сПа) $33 \cdot 10^{15} (9^\circ)$, 3,168 (450°), 1,865 (700°). $t_{пл} 419,5^\circ$, $t_{кип} 913^\circ$. Теплоты плавления и испарения (ккал/г-ат) 1,595 и 27,43. Сублимация Ц. в вакууме начинается при 184°. Упругость насыщенного пара p (мм рт. ст.) твердого Ц. $\lg p = 13,50846 - 7011,863T^{-1} + 0,00040185T - 1,58311 \lg T$; жидкого $\lg p = -7,91900 - 5330,735T^{-1} - 0,00161644T + 5,59972 \lg T$.

Уд. теплоемкость C_p ($\text{кал/г} \cdot \text{град}$) от 0° до $t_{пл}$ $C_p = 8,04 \cdot 10^{-2} + 4,13 \cdot 10^{-5} T$; от $t_{пл}$ до 850° $C_p = 11,60 \cdot 10^{-2} + 0,841 \cdot 10^{-5} T$. Коэфф. термич. расширения $39,5 \cdot 10^{-6}$ (20—100°). Коэфф. теплопроводности ($\text{кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$) 0,265 (18°), 0,280 (—170°), 0,237 (350°). Уд. электросопротивление 5,92 $\text{мком} \cdot \text{см}$ (20°). Температурный коэфф. электросопротивления $4,2 \cdot 10^{-3}$ (0—100°). Работа выхода 4,22—4,27 эВ. Диамагнитен, уд. магн. восприимчивость $-0,175 \cdot 10^{-6}$. В интервале 100—150° Ц. очень пластичен, вне этого интервала ломок. Модуль упругости $9,0 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$, модуль сдвига $3,6 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$. Твердость по Бринеллю 30,1—32,7 кг/мм^2 . Предел прочности 12,6 кг/мм^2 , относительное удлинение 5%.

В соединениях Ц. двухвалентен. Во влажной атмосфере на металле образуется плотная пленка, предохраняющая от дальнейшей коррозии. Растворяясь в щелочах, цинк образует цинкаты, растворяясь в кислотах — соли.

Лит.: 1) Чижиков Д. М., Металлургия тяжелых цветных металлов, М. — Л., 1948; 2) Лоскутов Ф. М., Металлургия свинца и цинка, М., 1956; 3) Славинский М. П., Физико-химические свойства элементов, М., 1952.

А. М. Егоров.

ЦИОЛКОВСКОГО ФОРМУЛА — ф-ла, определяющая макс. скорость ракеты, т. е. скорость ее движения в конце активного участка при полете вне поля сил. См. Динамика ракет, ф-ла (4).

ЦИРКОНИЙ (Zirconium) Zr — химич. элемент IV гр. периодич. системы Менделеева, п. н. 40, ат. в. 91,22. Состоит из 5 стабильных изотопов: Zr⁹⁰ (51,46%), Zr⁹¹ (11,23%), Zr⁹² (17,11%), Zr⁹⁴ (17,40%), Zr⁹⁶ (2,80%). Сечение поглощения нейтронов (барн) изотопами Zr 0,1; 1,5; 0,25; 0,08; 0,1. Важнейшие искусств. радиоактивные изотопы Zr⁹⁵ и Zr⁹⁷ (β^- , $T_{1/2} = 65$ дней и 17 часов). Электронная конфигурация $4d^25s^2$. Энергия ионизации (эВ) Zr⁰ \rightarrow Zr⁺ \rightarrow Zr²⁺ \rightarrow Zr³⁺ \rightarrow Zr⁴⁺ \rightarrow Zr⁵⁺ 6,835; 12,92; 24,8; 33,97; 82,3.

Ц. — серебристый металл, имеет 2 кристаллич. модификации: α и β . Темп-ра перехода $\beta \rightarrow \alpha$ 862°

(все темп-ры в °С). Кристаллич. решетка α -Ц. гексагональная плотноупакованная, $a' = 3,2312 \text{ \AA}$, $c = 5,1477 \text{ \AA}$; β -Ц. — кубич. объемноцентрированная, $a = 3,6090 \text{ \AA}$. Атомный радиус 1,60 Å, ионный радиус Zr⁴⁺ 0,82 Å. Плотность (г/см^3) α -Ц. 6,45 (20°), β -Ц. 6,36 (863°). $t_{пл} 1852^\circ$, $t_{кип} 3700^\circ$. Теплоты плавления и испарения (ккал/г-ат) 4,6 и 136,8 (25°). Уд. теплоемкость ($\text{кал/г} \cdot \text{град}$) 0,0659 (25°), 0,088 (862°), α , 0,079 (862°), β , 0,079 (1127°). Коэфф. термич. расширения $5,4 \cdot 10^{-6}$ (20—200°). Коэффициент теплопроводности ($\text{кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$) 0,050 (25°), 0,040 (142°), 0,046 (250°), 0,044 (300°). Уд. электросопротивление 41,0 $\text{мком} \cdot \text{см}$ (0°), температурный коэфф. электросопротивления $4,4 \cdot 10^{-3}$. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,3° К. Работа выхода 4,1 эВ. Уд. магн. восприимчивость $1,34 \cdot 10^{-6}$. Сечение поглощения тепловых нейтронов 0,18 барн .

Механич. свойства Ц. сильно зависят от степени его чистоты, свойства чистого Ц. близки к меди. Коэфф. сжимаемости $1,097 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{кг}$ (30°). Модуль упругости 7522 кг/мм^2 , модуль сдвига 3330 кг/мм^2 . Твердость по Бринеллю 64—67 кг/мм^2 , предел прочности 25,3 кг/мм^2 , относит. удлинение 26%.

Основная валентность 4. Коррозионно устойчив как в кислой, так и в щелочной средах. Хороший геттер.

Лит.: 1) Металлургия, обработка и области применения циркония. Сб. переводов, ч. 1—2, М., 1954—55 (Редкие металлы); 2) Цирконий и гафний. (Книжн., журн. и патентная лит-ра на рус. и иностр. яз. за 1959—1961 гг.), М., 1964. А. М. Егоров.

ЦИРКУЛЯЦИЯ — см. Циркуляция скорости.

ЦИРКУЛЯЦИЯ АТМОСФЕРЫ о б щ а я — совокупность воздушных течений над земной поверхностью, имеющих горизонт. размеры, соизмеримые с материками и океанами, а толщину от неск. км до десятков км. Структура Ц. а. определяется пространственным распределением атм. давления, вращением Земли и орографией ее поверхности. Над большей частью Земли выше пограничного слоя атмосферы, течения Ц. а. в среднем близки к геострофическим (см. Геострофический ветер) и поскольку давление в общем уменьшается к полюсам, характерной чертой Ц. а. является преобладание переноса воздуха с запада на восток. В тропосфере такой перенос господствует весь год, а в стратосфере — зимой. Летом, из-за того, что в стратосфере давление падает от высоких широт к низким, западные ветры в ней сменяются восточными. Поскольку горизонт. градиент давления максимален на широте 30—40°, скорость ветра здесь также наибольшая. Кроме того, средняя скорость ветра растет с высотой, достигая максимума вблизи тропопаузы. Из-за роста от лета к зиме меридиональных градиентов темп-ры, а следовательно и давления, средняя скорость течений Ц. а. зимой в 1,5—2 раза больше, чем летом. При зональных, т. е. направленных вдоль широтных кругов, потоках межширотный обмен воздухом невозможен и дефицит тепловой энергии у полюсов и избыток ее в экваториально-тропич. зоне, связанные с различием в количестве поступающей в эти области лучистой энергии солнца, должны все время расти. Этого не происходит из-за того, что тепловой баланс поддерживается благодаря меридиональному переносу воздуха, происходящему гл. обр. в нижней половине тропосферы. В умеренных широтах такой перенос осуществляется в основном благодаря квазигоризонтальным длинным волнам, длина волны и амплитуда к-рых составляют неск. тысяч км. В гребнях и ложбинах таких волн происходит перераспределение тепла и количества движения между различными широтами. Такому обмену благоприятствует нарушение устойчивости волн, приводящее к появлению в них возмущений, к-рые, обмениваясь

энергией между собой и с основным зональным потоком, отдают, кроме того, часть энергии подстилающей поверхности. Неустойчивость атмосферных волн растет с увеличением вертикальных градиентов ветра и темпы в зональном потоке. Поскольку летом вертикальные градиенты ветра в атмосфере гораздо меньше, чем зимой, Ц. а. летом более устойчива. Нарушение устойчивости зонального потока облегчается у границ между океанами и материками, при обтекании горных хребтов и т. д. Атм. вихри большого масштаба, возникающие из-за неустойчивости длинных волн, порождают крупные *циклоны* и *антициклоны*, являющиеся важнейшими звеньями общей Ц. а. Наряду с ними меридиональный обмен осуществляется с помощью возникающих при нарушении устойчивости *фронтов атмосферных* подвижных циклонов и антициклонов, к-рые можно считать элементами макротурбулентного обмена.

Среднее поле атм. давления в тропосфере характеризуется в каждом полушарии наличием около широты 60° зоны пониженного, а у широты 30° — повышенного давления. Эти зоны состоят из существующих в течение всего года отдельных крупных квазистационарных циклонов и антициклонов — центров действия атмосферы. В атмосфере имеются также сезонные центры действия, возникающие из-за различия термич. условий над материками и океанами. Примером их может служить антициклон, образующийся зимой над выхоленной территорией Сибири и Монголии. Наличие пояса повышенного давления в субтропиках и субполярной циклонич. зоны приводит в нижней половине тропосферы к образованию устойчивых восточных ветров — пассатов в экваториально-тропич. зоне и к преобладанию восточных ветров в полярных областях. Сезонные различия между давлением над материками и океанами обуславливают появление муссонов — устойчивых воздушных потоков, резко меняющих свое направление на противоположное от зимы к лету. Примером их служит летний юго-западный и зимний сев.-восточный муссоны в сев. части Индийского океана. Ц. а. — один из главных климатообразующих факторов, а ее характеристики в любой момент времени в значит. степени определяют погоду.

Поскольку в течение года меняются приток солнечной энергии и радиационные характеристики (коэфф. поглощения, отражения и т. д.) подстилающей поверхности, Ц. а. также имеет годовой ход. Многолетняя периодичность активности Солнца, по-видимому, приводит к появлению периодичности в интенсивности и характере Ц. а.

Лит.: 1) Погосын Х. П., Общая циркуляция атмосферы, Л., 1959; 2) Е Д у - ч ж а н, Ч ж у Б а о - ч ж а н ь, Некоторые важнейшие вопросы общей циркуляции атмосферы, пер. с кит., Л., 1961; 3) Г а н д и н Л. С. [и др.], Основы динамической метеорологии, Л., 1955. С. М. Шметер.

ЦИРКУЛЯЦИЯ ВЕКТОРНОГО ПОЛЯ — см. *Поля теория*.

ЦИРКУЛЯЦИЯ СКОРОСТИ — кинематич. характеристика течения жидкости или газа, служащая мерой завихренности течения. Ц. с. представляется криволинейным интегралом по замкнутой кривой L от произведения проекции скорости v на касательную к кривой на элемент длины этой кривой ds :

$$\Gamma = \oint_L v \cos(\widehat{v} ds) ds = \int_L (v_x dx + v_y dy + v_z dz) = \oint_L v \cdot dr,$$

где v — модуль скорости, v_x , v_y и v_z — проекции скорости на оси координат и dx , dy и dz — проекции направленного элемента dr дуги L на те же оси. По

теореме Стокса, Ц. с. связана с потоком вихря ω скорости через произвольную поверхность S , опирающуюся на кривую L , равенством

$$\Gamma = 2 \iint_S \omega_n \delta S.$$

Согласно кинематич. теореме Томсона (Кельвина), индивидуальная производная по времени от Ц. с. по жидкому (состоящему все время из одних и тех же частиц) замкнутому контуру равна циркуляции ускорения по тому же контуру (точка над буквой — символ индивидуальной производной по времени)

$$\frac{d}{dt} \Gamma(v) = \frac{d}{dt} \oint_L v \cdot dr = \Gamma(\dot{v}) = \oint_L \dot{v} \cdot dr.$$

Если Ц. с. равна нулю по любому контуру, проведённому внутри жидкости, то течение жидкости — безвихревое, или *потенциальное течение*, и потенциал скоростей — однозначная ф-ция координат. Если же Ц. с. по нек-рым контурам отлична от нуля, то течение жидкости — либо вихревое в соответственных областях, либо безвихревое, но с неоднозначным потенциалом скоростей (область течения многосвязная). В случае потенциального течения в многосвязной области Ц. с. по всем контурам, охватывающим одни и те же твердые границы, имеет одно и то же значение. Ц. с. широко используется как характеристика течений идеальной (без учета вязкости) жидкости. По динамич. теореме Томсона (Кельвина) Ц. с. по замкнутому жидкому контуру остается постоянной во все время движения, если: 1) жидкость является идеальной, 2) давление (газа) жидкости зависит только от плотности и 3) массовые силы — потенциальны, а потенциал однозначен. Для вязкой жидкости Ц. с. со временем изменяется вследствие диффузии вихрей. При плоском циркуляционном обтекании контура идеальной несжимаемой жидкостью, при к-ром скорость на бесконечности отлична от нуля, воздействие жидкости на контур определяется по *Жуковского теореме* и прямо пропорционально значению Ц. с., плотности жидкости и значению скорости потока на бесконечности. При плоском обтекании идеальной жидкостью крыла с острой задней кромкой величина Ц. с. определяется *Чаплыгина — Жуковского постулатом*. При обтекании крыла конечного размаха, хорда к-рого в плане меняется, Ц. с. вдоль размаха крыла также меняется.

Лит.: 1) К о ч и н Н. Е., К и б е л ь И. А., Р о з е Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., М., 1963; 2) Л о й - ц а н с к и й Л. Г., Механика жидкости и газа, М., 1959.

Л. Г. Лойцанский.

ЦИФРОВЫЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МАШИНЫ (ЦВМ) — электронные машины для выполнения вычислений с числами, представленными в дискретной (цифровой) форме в какой-либо позиционной системе счисления. ЦВМ является подклассом *электронных цифровых машин* (ЭЦМ), включающих, кроме ЦВМ, цифровые управляющие машины (ЦУМ), предназначенные для автоматич. управления технологич. процессами, транспортными средствами и др. динамич. системами. Характерная особенность ЦВМ — наличие *запоминающих устройств* (ЗУ) различных видов, программное управление автоматич. процессом вычислений, высокая скорость и точность вычислений. Выпускаются сотни видов ЦВМ, различающихся скоростью вычислений, емкостью ЗУ, конструктивными особенностями. Совр. ЦВМ отличаются малыми габаритами, высокой производительностью и надежностью; широко применяются в самых различных областях науки, техники, экономики. А. И. Китов.

ЦИФРОВЫЕ ЭЛЕКТРОИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ — приборы, в к-рых измеряемая непрерывная электр. величина (напряжение, ток, сопротивление и др.) автоматически преобразуется в

дискретный ряд значений, а результат измерения представляется в цифровом коде. Для измеряемых непрерывных электрич. величин характерно то, что в определенном диапазоне значений они могут принимать бесчисленное множество сколь угодно мало отличающихся друг от друга значений. Результаты измерения всегда представляют собой числа, выражающие количество единиц измерения, содержащихся в измеряемой величине. Этим числам соответствуют дискретные значения измеряемой величины. В процессе измерения непрерывная величина округляется до ближайшего дискретного значения — т. н. непрерывно-дискретное (Н—Д) преобразование. В Ц. э. п. Н—Д преобразование осуществляется автоматически.

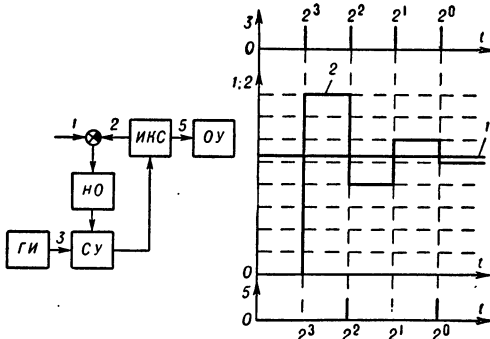


Рис. 1. Метод поразрядного уравнивания. ИНС — источник компенсирующего сигнала; НО — нуль-орган; ГИ — генератор коротких импульсов; СУ — схема управления; ОУ — отсчетное устройство. Для простоты показана система, содержащая только четыре разряда двоичного кода. Тактовым импульсам 3, поступающим от ГИ, соответствуют весовые коэфф. кода $2^3, 2^2, 2^1, 2^0$. Первый тактовый импульс, проходя через СУ на ИНС, включает самую крупную ступень сигнала 2, содержащую $2^3 = 8$ наименьших дискретных значений (квантов). На вход НО поступает разность измеряемого сигнала 1 и компенсирующего сигнала 2. Выходной сигнал НО дает информацию о знаке разности сигналов 1 и 2. Если эта разность оказалась отрицательной, то с приходом второго тактового импульса ступень сигнала 2, содержащая 8 квантов, выключается и включается ступень, содержащая $2^2 = 4$ кванта. Если разность сигналов 1 и 2 оказалась положительной, то ступень, содержащая 4 кванта, с приходом третьего тактового импульса остается включенной и к ней добавляется ступень, содержащая $2^1 = 2$ кванта и т. д. На ОУ проходят только те тактовые импульсы, к-рые соответствуют положительным значениям разности сигналов 1 и 2.

Ц. э. п. можно разделить на 2 группы: I — с непосредственным Н—Д преобразованием измеряемой ве-

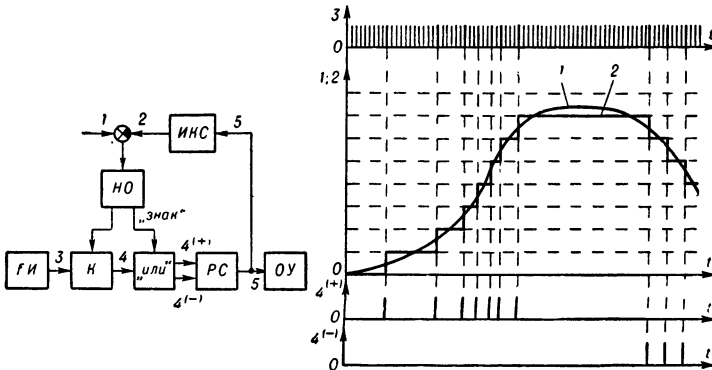


Рис. 3. Метод следящего преобразования. РС — реверсивный счетчик импульсов; остальные — те же, что на рис. 1, 2. НО управляет состоянием К, а также направлением счета в РС (сложение или вычитание), в зависимости от знака разности сигналов 1 и 2. Ключ К замкнут, если абс. значение разности сигналов 1 и 2 превышает порог срабатывания НО. В каждый момент времени значение сигнала 2 соответствует состоянию в разрядах РС.

личины, II — с промежуточным преобразованием измеряемой величины в др. непрерывную.

В группе I распространены три метода Н—Д преобразования: 1) метод поразрядного уравнивания (метод «взвешивания», рис. 1); 2) метод ступенчатой развертки (рис. 2); 3) метод следящего преобразования (рис. 3). В группе II применяется главным образом промежуточное преобразование измеряемой величины в интервал времени (рис. 4) или в частоту следования импульсов (рис. 5). В обоих случаях Н—Д преобразование осуществляется по методу последовательного счета.

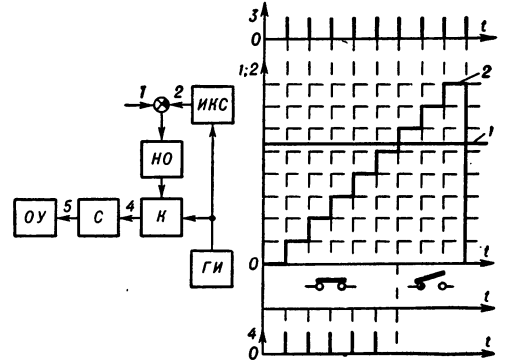


Рис. 2. Метод ступенчатой развертки. К — ключ; С — счетчик импульсов; остальные — те же, что на рис. 1. Импульсы от ГИ создают на выходе ИНС сигнал 2, изменяющийся по закону ступенчатой пилы. Эти же импульсы проходят через ключ К, к-рый замкнут на счетчик С при положительных разностях сигналов 1 и 2.

Ц. э. п. могут быть выполнены на контактных (релейных) или бесконтактных (электронных, полупроводниковых, магнитных) элементах. В первом случае точность выше, но быстрдействие и долговечность меньше. Дискретные узлы Ц. э. п. выполняются на базе различных модификаций двоичного кода, т. к. двоичный код имеет лишь два возможных состояния в каждом разряде, к-рые легко реализуются на различных дискретных элементах (замкнутое и разомкнутое положение контакта, проводящее и запертое состояние диода и пр.). Результат измерения представляется в десятичном коде, к-рый поступает на цифровое индикаторное устройство, а в ряде случаев также на цифровое регистрирующее устройство [3]. В Ц. э. п. иногда предусматривается и выход в дво-

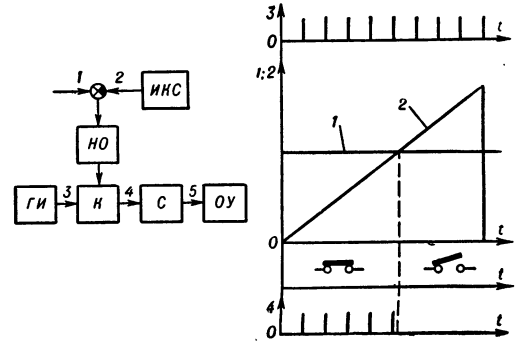


Рис. 4. Метод последовательного счета с промежуточным преобразованием в интервал времени. (Обозначения те же, что на рис. 1, 2). Компенсирующий сигнал 2 изменяется по закону линейной пилы. Значение измеряемого сигнала 1 преобразуется в интервал времени, к-рому соответствует замкнутое состояние ключа К. В течение этого интервала времени импульсы образцової частоты поступают от ГИ через К на счетчик импульсов С.

Основные технич. данные некр-ых цифровых электроизмерительных приборов.

Наименование прибора	Тип	Погрешность	Колич. десятич. знаков отсчета	Быстродействие, сек	Род тока и частота сигнала	Пределы измерения	Входное сопротивление не менее, $M\Omega$
Вольтметр	Щ1411	0,05%	4	1,5	пост.	1, 10, 100, 1000 ϵ	0,1
Вольтметр	ВК7-5	0,1% ± 1 знак на пост. токе 0,5% ± 2 знак на перем. токе	4	3 на пост., 9 на перем. токе	пост. и перем. 30 гц—10 кгц	10, 100, 1000 ϵ 10^2 — 10^4 ом	10 на пост. токе 0,5 на перем. токе
Омметр	Р336	0,05% для $R_x = 50 \div 10^5$ ом 0,5% для остальных значений R_x	6	5	пост.	10^{-1} — 10^7 ом	
Частотомер	Ф519	0,01% + 1 зн.	6	1—3	перем.	20 гц—100 кгц	0,01

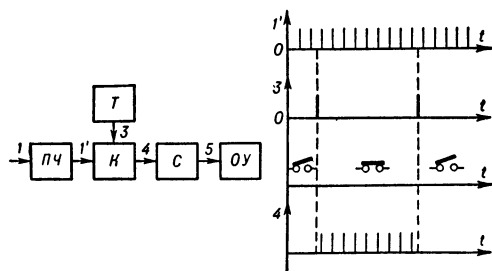


Рис. 5. Метод последовательного счета с промежуточным преобразованием в частоту следования импульсов. ПЧ — промежуточный преобразователь измеряемого сигнала I в частоту следования импульсов I' ; Т — таймер; остальные, как на рис. 2. Импульсы I' , частота следования которых пропорциональна величине измеряемого сигнала I , при замкнутом К проходят на счетчик С. Образцовый интервал времени, к-рому соответствует замкнутое состояние К, задается таймером Т.

ичном коде, к-рый может передаваться на расстояние или вводиться в цифровую вычислит. машину, обрабатывающую результаты измерения [5]. Поэтому отсчетные устройства ОУ (рис. 1—5) содержат также преобразователи кодов. В СССР и за рубежом выпускаются цифровые вольтметры, омметры, частотомеры, фазометры. В цифровых вольтметрах и омметрах наиболее распространен метод поразрядного уравнивания (рис. 1), а в частотомерах и фазометрах — метод последовательного счета (рис. 4,5).

Лит.: 1) Бутусов И. В., Цифровые устройства для автоматического контроля, измерения и управления, Л., 1964; 2) Дроздов Е. А. и Пятибратов А. П., Автоматическое преобразование и кодирование информации, М., 1964; 3) Швецкий Б. И., Электронные измерительные приборы с цифровым отсчетом, Киев, 1964; 4) Заволокин А. К., Последовательные преобразователи непрерывных величин в числовые эквиваленты, М. — Л., 1962; 5) Гитис Э. И., Преобразователи информации для электронных цифровых вычислительных устройств, М. — Л., 1961.

В. Ю. Кончаловский.

Ч

ЧАПЛЫГИНА УРАВНЕНИЯ динамики — дифференциальные уравнения движения неголономной механич. системы, предложенные С. А. Чаплыгиным в 1897 г. Ч. у. имеют место для механич. системы со стационарными неголономными связями, положение к-рой определяется s обобщенными координатами q_j ($j = 1, 2, \dots, s$), а обобщенные скорости \dot{q}_j связаны r неинтегрируемыми дифференциальными соотношениями

$$A_{1,\rho} \dot{q}_1 + A_{2,\rho} \dot{q}_2 + \dots + A_{s,\rho} \dot{q}_s \quad (\rho = 1, 2, \dots, r) \quad (1)$$

с коэффициентами $A_{j,\rho}$, зависящими только от $s - r$ обобщенных координат, напр. от $q_{r+1}, q_{r+2}, \dots, q_s$. Тогда, если, пользуясь равенствами (1), выразить $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_r$ через $\dot{q}_{r+1}, \dot{q}_{r+2}, \dots, \dot{q}_s$ в виде

$$\dot{q}_i = B_{i,r+1} \dot{q}_{r+1} + \dots + B_{i,s} \dot{q}_s \quad (i = 1, 2, \dots, r), \quad (2)$$

то Ч. у. для рассматриваемой системы будут иметь вид:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_\sigma} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_\sigma} = - \frac{\partial \Pi}{\partial q_\sigma} + \sum_{i=1}^r \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \sum_{k=r+1}^s \left(\frac{\partial B_{i,\sigma}}{\partial \dot{q}_k} - \frac{\partial B_{i,k}}{\partial \dot{q}_\sigma} \right) \quad (\sigma = r+1, \dots, s),$$

где T и Π — кинетическая и потенциальная энергии системы, к-рые также считаются не зависящими явно от q_1, q_2, \dots, q_r , а \dot{T} — выражение кинетич. энергии, в к-ром скорости $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_r$ исключены с помощью равенств (2). Если действующие силы не потенциальны, то $-\partial \Pi / \partial q_\sigma$ в правых частях Ч. у. заменяется на обобщенные силы Q'_σ , вычисляемые так же, как в *Аппеля уравнениях*.

Ч. у. указывают, что предварительное исключение $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_r$ из выражения T при составлении ур-ний Лагранжа приведет к ошибке — к потере членов с двойными суммами.

Лит.: 1) Чаплыгин С. А., О движении тяжелого тела вращения на горизонтальной плоскости, Собр. соч., т. 1, М., 1948; 2) Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961, гл. 8. С. М. Тарг.

ЧАПЛЫГИНА ФОРМУЛЫ — формулы для подъемной силы и аэродинамического момента, действующей на профиль крыла в плоско-параллельном потоке идеальной несжимаемой жидкости:

$$\bar{R} = R_x - iR_y = - \frac{\rho}{2} \oint_L \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 dz = - \frac{\rho}{2} \oint_L \bar{v}^2 dz,$$

$$M_0 = - \rho/2 \cdot \text{действ. часть} \oint_L \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 z dz =$$

$$= - \rho/2 \cdot \text{действ. часть} \oint_L \bar{v}^2 z dz,$$

где \bar{R} — сопряженная комплексная величина главного вектора сил давления потока на поверхность профиля, $\bar{v} = v_x - iv_y$ — сопряженная скорость, яв-

ляющаяся \bar{v} -цией комплексного переменного z в физич. плоскости движения, $w = \varphi + i\psi$ — комплексный потенциал скоростей, φ — скалярный потенциал (см. *Потенциал скоростей*), ψ — функция тока (проекция векторного потенциала на ось, перпендикулярную к плоскости течения), ρ — плотность жидкости, $i = \sqrt{-1}$. Контурный интеграл вычисляется по любой замкнутой кривой, один раз охватывающей профиль крыла (предполагается отсутствие особых точек во всем поле течения вне профиля). Момент M_0 вычисляется относит. любой точки плоскости течения.

Представление сопряженной скорости в форме Лорана ряда (Γ — циркуляция скорости по контуру L).

$$\bar{v} = \bar{a}_0 + a_1/z + a_2/z^2 + \dots, \\ (a_0 = \bar{v}_\infty; z = \infty; \bar{v}_\infty = \bar{v}_\infty, a_1 = \Gamma/2\pi i).$$

позволяет выразить комплексный вектор \bar{R} и момент M_0 через три первых коэфф. этого ряда a_0, a_1, a_2 , в форме $\bar{R} = -2\pi\rho a_0 a_1$, $M_0 = -2\pi\rho \cdot \text{действ. часть} (i\bar{v}_\infty a_2)$.

Первая из этих \bar{v} -л эквивалентна \bar{v} -ле Жуковского (см. *Жуковского теорема*). Ч. \bar{v} позволяют найти линию действия равнодействующей сил давления потока на поверхность крылового профиля. Огибающая линий действия равнодействующей, соответствующих различным углам атаки для данного профиля, представляет параболу, назв. Чаплыгиным параболой устойчивости (парабола метацентров). Фокус параболы устойчивости наз. фокусом крыла. Если момент сил давления относительно фокуса равен нулю, то фокус совпадает с постоянным центром давления.

Лит.: 1) Чаплыгин С. А., Гидродинамика. Аэродинамика, Собр. соч., т. 2, М. — Л., 1948, с. 184—229; 2) его же, К общей теории крыла моноплана, там же, с. 246—99; 3) Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, М., 1959; 4) Голубев В. В., Лекции по теории крыла, М. — Л., 1949. Л. Г. Лойцянский.

ЧАПЛЫГИНА — ЖУКОВСКОГО ПОСТУЛАТ — положение, согласно к-рому при безотрывном обтекании профиля крыла потоком идеальной жидкости или газа точкой плавного схода струй с его контура является хвостовая точка профиля. При этом предполагается, что хвостовая точка есть точка заострения. Если бы при безотрывном обтекании профиля идеальной жидкостью струи с его контура не в хвостовой точке, а в к.-л. другой, то в угловой точке или точке заострения на хвостике скорость была бы бесконечно большой, что физически невозможно. Это обстоятельство можно рассматривать как обоснование Ч. — Ж. п.: постулат является условием того, чтобы при обтекании профиля с одной острой кромкой скорость во всех точках была конечной.

Применив Ч. — Ж. п. к вычислению циркуляции скорости Γ , можно затем определить подъемную силу на единицу размаха крыла. В случае тонкого изогнутого профиля $\Gamma = \rho v \sin(\alpha + 2f)$, где α — угол атаки

профиля, v — скорость набегающего потока, а \bar{f} — относит. вогнутость крыла. Коэфф. подъемной силы при этом $c_y = 2\pi \sin(\alpha + 2\bar{f})$. Если α и \bar{f} — величины малые, то приближенно $c_y = 2\pi(\alpha + 2\bar{f})$, т. е. c_y пропорционален α и \bar{f} .

Опыты показывают, что ф-лы для Γ и c_y соответствуют действительности лишь приближенно и только при малых значениях α и \bar{f} , когда обтекание может быть безотрывным. Наличие вязкости жидкости и образование на поверхности крылового профиля пограничного слоя несколько (на 10—15%) уменьшают теоретич. коэфф., к-рые, кроме того, зависят еще от Рейнольдса числа.

Если, напр., α больше некоего определенного для данного профиля и условий обтекания значения (т. н. критическое $\alpha_{кр}$), то точка схода струй будет находиться не в хвостовой точке профиля, а в точке C (рис.), на верхней части контура. Обтекание при этом сопровождается отрывом струй с его контура и образованием вихрей над верхней частью. Ч. — Ж. п. в этом случае не оправдывается.

Лит.: Г о л у б е в В. В., Лекции по теории крыла, М. — Л., 1949.

ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ (в радиотехнике) — медленное изменение частоты гармонич. колебаний в соответствии с модулирующим сигналом. Если исходное гармонич. колебание $u = U_0 \exp i(\omega t + \varphi_0)$, то колебания с Ч. м. можно записать в виде:

$$u_{ч. м.} = U_0 \exp i \left[\int \omega(\mu t) dt + \varphi_0 \right], \quad (1)$$

где $\omega(\mu t)$ — медленно изменяющаяся частота (см. Модуляция колебаний). Ч. м. наз. л и н е й н о й, если изменения частоты пропорциональны величине модулирующего сигнала. В радиотехнике пользуются линейной модуляцией, т. к. нелинейность приводит к искажениям передаваемого (модулирующего) сигнала.

В простейшем случае гармонического модулирующего сигнала $u_\Omega = A \cos \Omega t$, имеем $\omega(\mu t) = \omega_0 + \Delta\omega \cos \Omega t$, где $\Delta\omega$ — амплитуда отклонения частоты, наз. д е в и а ц и е й ч а с т о т ы. При этом (1) приобретает вид:

$$u_{ч. м.} = U \exp i [\omega_0 t + (\Delta\omega/\Omega) \sin \Omega t]. \quad (2)$$

При Ч. м. $\Delta\omega$ пропорциональна амплитуде модулирующего сигнала, но не зависит от его частоты. Индекс модуляции $\beta = (\Delta\omega/\Omega)$, обычно $\gg 1$.

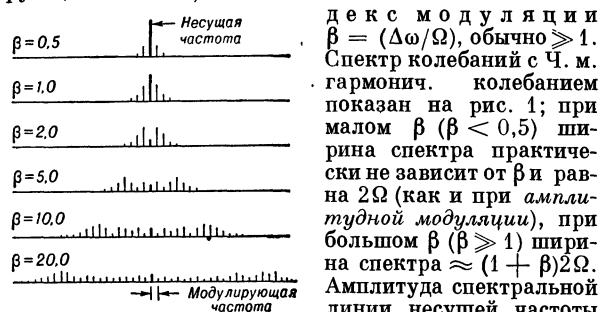


Рис. 1. Спектр частотномодулированных колебаний (модулирующие колебания — гармонические) при разных β .

$\beta = 2,4; 5,5; 8,7; 11,8; 14,9...$ обрабатывается в 0. В разных радиодиапазонах применяются разные способы Ч. м., но все они могут быть разделены на прямые и косвенные. При прямом способе модулирую-

щий сигнал непосредственно изменяет частоту генератора радиопередающего устройства. Напр., в ламповых генераторах путем изменения емкости или индуктивности колебат. контура; в лампе обратной волны (генератор СВЧ) — изменением потенциала замедляющей системы; в магнетроне — введением в его резонаторы модулированных электронных потоков.

Прямые способы Ч. м., при сравнительной их простоте, имеют тот недостаток, что возникают сложности с удержанием постоянства средней частоты, т. е. со стабилизацией несущей частоты. В распространенной двухтактной схеме с применением реактивных ламп L_1 и L_2 (рис. 2) напряжение на управляющую сетку лампы поступает с ее же анода с поворотом фазы на $\pm 90^\circ$. При сдвиге фазы на $+90^\circ$ сопротивление анод — катод реактивной лампы будет иметь емкостной характер, т. к. анодный ток, управляемый сеточным напряжением, опережает напряжение на аноде. При сдвиге фазы на -90° реактивная лампа оказывает индуктивное сопротивление. Фазоинвертеры служат цепочки $R_1 C_1$ и $R_2 C_2$, в к-рых соотношения между R и C удовлетворяют неравенствам: $R_1 \gg (1/\omega C_1)$ и $R_2 \ll (1/\omega C_2)$. Лампа L_1 представляет собой эквивалентную индуктивность $L_0 = (R_1 C_1 / S_1)$, а лампа L_2 — эквивалентную емкость $C_0 = R_2 C_2 / S_2$. Изменяя величину крутизны сеточной характеристики S вариацией напряжения на экранных сетках L_1 и L_2 , можно изменять L_0 и C_0 . Напряжение модулирующего сигнала U_m подводится к экранным сеткам L_1 и L_2 в противофазе, в противофазе же будут изменяться и крутизны S_1, S_2 этих ламп, а L_0, C_0 изменятся в такт с модулирующим сигналом, удваивая эффект изменения частоты контура автогенератора. Изменения же напряжений за счет нестабильности источников питания воздействуют на обе лампы синфазно и вызывают такие изменения L_0, C_0 , к-рые взаимно компенсируются. Описанная схема обладает повышенной стабильностью несущей частоты. Если стабильность

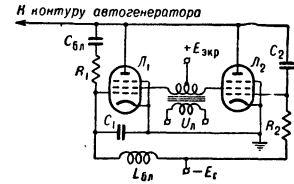


Рис. 2. Балансная схема частотного модулятора с реактивными лампами.

стабильность несущей частоты, если стабильность автогенератора (для увеличения стабильности несущей частоты) и с последующим умножением частоты модулированных колебаний (для увеличения β).

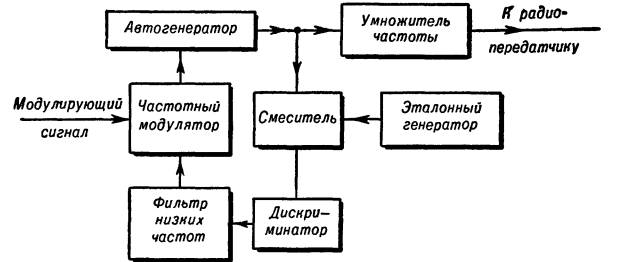


Рис. 3. Блок-схема устройства Ч. м. с понижением частоты в цепи дискриминатора (для увеличения стабильности несущей частоты) и с последующим умножением частоты модулированных колебаний (для увеличения β).

недостаточна, то пользуются дополнит. автоматич. подстройкой частоты с применением частотного дискриминатора и высокостабильного генератора. Линейность Ч. м. сохраняется лишь при небольших $\Delta\omega$ с малым β . На практике же применяются большие β (преимущества Ч. м., по сравнению с амплитудной) в помехоустойчивости сказываются при больших β . Для повышения β применяется последующее умножение частоты колебаний с Ч. м. (рис. 3), при этом β увеличивается во столько же раз, какова кратность умножения частоты.

Косвенные способы Ч. м. обычно состоят в фазовой модуляции с последующим превращением ее в Ч. м. При фазовой модуляции β не зависит от Ω (в этом и состоит отличие ее от Ч. м.), поэтому для превращения ее в Ч. м. достаточно на входе модулирующего устройства фазовой модуляции поставить переходную

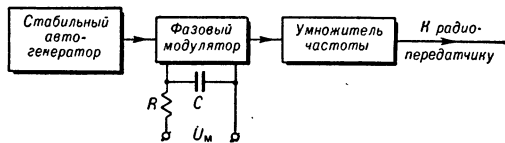


Рис. 4. Блок-схема частотного модулятора с предварит. фазовой модуляцией и преобразованием спектра модулирующего сигнала.

цепь, изменяющую дополнительно амплитуды гармоник модулирующего напряжения обратно пропорционально Ω . Это осуществляет делитель напряжения RC (рис. 4). При выполнении неравенства $R \gg (1/\Omega C)$ напряжение на емкости C пропорционально $(1/\Omega RC)$.

Лит.: Дробов С. А., Радиопередающие устройства, М., 1951, гл. 12. М. Д. Карасев.

ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА (амплитудно-частотная) — частотная зависимость модуля коэфф. передачи линейной системы передачи сигналов для входного гармонич. сигнала. Любая система, состоящая из линейных активных и реактивных элементов, характеризуется комплексным коэфф. передачи $\dot{K} = \dot{U}_{\text{вых}}/\dot{U}_{\text{вх}} = K_1 + iK_2$, зависящим от частоты ω подаваемого на вход гармонич. напряжения. Частотная зависимость $|\dot{K}| = \sqrt{K_1^2 + K_2^2}$ наз. Ч. х., а частотная зависимость фазы $\varphi = \arctg(K_2/K_1)$ — фазовой характеристикой.

В простейшей системе передачи — цепочке RC (рис. 1):

$$\dot{K} = \frac{\dot{U}_{\text{вых}}}{\dot{U}_{\text{вх}}} = \frac{i\omega RC}{1 + i\omega RC} = \frac{\omega^2 R^2 C^2}{1 + \omega^2 R^2 C^2} + i \frac{\omega RC}{1 + \omega^2 R^2 C^2},$$

откуда $|\dot{K}| = \omega RC / \sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}$ и Ч. х. имеет вид рис. 2. Для более сложной системы линейного усилителя переменного напряжения Ч. х. дана на рис. 3.

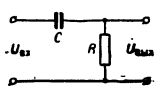


Рис. 1.

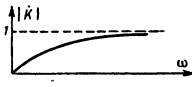


Рис. 2.



Рис. 3.

В области низких частот Ч. х. формируется переходными RC — цепочками, а в области высоких частот зависит от величины паразитных емкостей в анодных цепях усилителя, что уменьшает его коэфф. усиления.

Ч. х. строят аналитически или исследуют экспериментально. В последнем случае часто применяют генератор качающейся частоты, с выхода к-рого на вход системы подается напряжение постоянной амплитуды с частотой, изменяющейся линейно во времени; на экране осциллографа, на вход к-рого подается $U_{\text{вых}}$, получается изображение Ч. х. В методе переходных характеристик на вход системы подают прямоугольный импульс с крутым фронтом и по искажению его формы (см. Частотные искажения) на выходе системы судят о виде Ч. х.

А. А. Брандт.

ЧАСТОТНО-КОНТРАСТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТОД — метод описания свойств оптич. прибора, связанных с его отличием от идеального. В общем случае эти свойства можно описывать с помощью функции, задающей распределение освещен-

ности в изображении к.-н. стандартного тест-объекта с определенным распределением яркости. Если, напр., за стандартный тест-объект выбран точечный источник, то прибор характеризуется *аппаратной функцией*. В Ч.-к. х. м. стандартным распределением яркости является гармоническое $B = B_0 \cos(\omega x + \delta)$; распределение освещенности в изображении оказывается также гармоническим, но с другой амплитудой и фазой, к-рые зависят от частоты ω и свойства прибора: $E(\omega) = E_0(\omega) \cos[\omega x + \varphi(\omega)]$. Прибор можно охарактеризовать двумя ф-циями — отношением амплитуд $T(\omega) = E_0(\omega)/E_0(0)$, т. е. контрастом изображения, и сдвигом фазы $\varphi(\omega)$, либо комплексной ф-цией $A(\omega) = T(\omega) \exp\{i\varphi(\omega)\}$, к-рая наз. частотно-контрастной характеристикой. Эта ф-ция вполне аналогична частотной характеристике линейных электрич. систем.

В случае идеального прибора $T(\omega) \equiv 1$, $\varphi(\omega) \equiv 0$ для всех частот, т. е. распределение яркости на объекте передается прибором без искажений. Во всех реальных приборах эти тождества не выполняются, причем $T(\omega) \leq 1$, $\varphi(\omega) \leq 0$. Произвольное распределение яркости можно представить (с помощью ряда или интеграла Фурье) в виде набора гармонич. распределений. Изображение каждого Фурье-компонента осуществляется прибором с каким-то изменением амплитуды и фазы, зависящим от ω . Сумма этих искаженных Фурье-компонентов дает изображение объекта, к-рое вследствие $T \neq 1$, $\varphi \neq 0$ будет отличаться от идеального. Следовательно, $A(\omega)$ описывает искажающее влияние прибора.

Ч.-к. х. м. наиболее удобен при анализе качества изображения периодич. объектов, поэтому он широко применяется при исследовании фотографич. систем, качество к-рых испытывается с помощью периодических или почти периодич. *мир*.

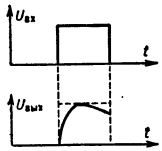
Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М. — Л., 1952, § 222, 223; 2) Раутиан С. Г., «УФН», 1958, т. 66, вып. 3, с. 475; 3) Ащелов А. Т. (и др.), «Опико-механическая пром-сть», 1958, № 3, 1960, № 6, 1963, № 5; 4) Рождественский Д. С., Избранные труды, М. — Л., 1964, с. 114. С. Г. Раутиан.

ЧАСТОТНО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ ЛАМПА — многосеточная электронная лампа с двойным управлением электронным потоком, служащая для преобразования частоты. В качестве Ч.-п. л. применяются *пентоды*, *гексоды*, *гептоды* (пентагриды) и *октоды*, две сетки к-рых используются для управления электронным потоком, создаваемым катодом. Ч.-п. л. играет роль нелинейного элемента, в анодной цепи к-рого возникают колебания комбинационных частот (исходные частоты подаются на управляющие сетки), выделяемые резонансным контуром. Эффективность работы Ч.-п. л. оценивается к р у т и з н о й преобразования $S_{\text{пр}}$, показывающей, какую амплитуду тока в m комбинационной частоты (обычно разностной) создает напряжение сигнала в 1 в при амплитуде в 10 в на др. сетке. Наиболее распространены *гептоды-преобразователи* типов 6А7, 6А10С, 6А1П, 6А2П и др. с $S_{\text{пр}} = 0,15 - 0,5 \text{ м/в}$.

Лит.: Власов В. Ф., Электровакuumные приборы, 2 изд., М., 1949.

ЧАСТОТНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ (амплитудно-частотные, линейные) — искажения формы электрич. сигнала на выходе линейной системы передачи сигналов, обусловленные нарушением амплитудных соотношений в его спектре (неравномерным воспроизведением колебаний различных частот). Ч. и., в отличие от нелинейных искажений (амплитудных), связаны со скоростью изменения сигнала во времени и не зависят от его амплитуды. Физ. природа Ч. и. состоит в невозможности мгновенного изменения напряжения на зажимах конденсатора или тока через

индуктивность, т. к. источник энергии конечной мощности не в состоянии обеспечить мгновенное изменение энергии, запасаемой в конденсаторе или индуктивности. Так, напр., в случае цепочки RC ее частотная характеристика и фазовая характеристика приводят к тому, что гармоники, составляющие различных частот на выходе имеют различные амплитуды и фазы. Это обуславливает Ч. и. входного сигнала сложной формы. В частности, усиление прямоугольного импульса усилителем, содержащим переходные цепочки RC и паразитные емкости в анодных цепях ламп, сопровождается уменьшением крутизны фронта и спадом вершины импульса (см. рис. и ст. *Коррекция искажений в усилителе*).



А. А. Брандт.

ЧАСТОТНЫЙ ДЕТЕКТОР — устройство, выделяющее из частотомодулированных колебаний модулирующий сигнал. Простейшим Ч. д. является колебат. контур, расстроенный относительно несущей частоты ω_0 частотомодулированных колебаний, подключенный к амплитудному детектору. За счет изменения амплитуды на склоне резонансной характеристики контура частотная модуляция преобразуется в амплитудную модуляцию и затем детектируется (см. *Детектирование*). Из-за нелинейности резонансной характеристики контура такой Ч. д. вносит искажения и пригоден лишь для детектирования узкополосной частотной модуляции. Более совершенный Ч. д. — дифференциальная схема, в которой частотомодулированные колебания также преобразуются в амплитудномодулированные, но схема содержит два контура, расстроенные в разные стороны от ω_0 ; искажения, вносимые контурами, имеют разный знак и компенсируют друг друга. Необходимость точной расстройки контуров усложняет регулировку дифференциальной схемы.

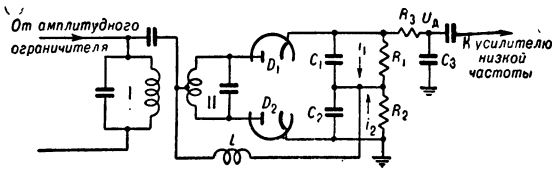


Рис. 1. Частотный детектор с 2 контурами, настроенными на несущую частоту ω_0 ; L — дроссель развязки по высокой частоте; емкости C_1, C_2, C_3 и сопротивления R_1, R_2, R_3 — элементы фильтров амплитудных детекторов на диодах D_1 и D_2 .

Широко распространены Ч. д., основанные на фазочастотных свойствах двух одинаковых связанных контуров, настроенных точно на частоту ω_0 (рис. 1).

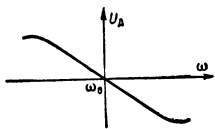


Рис. 2. Амплитудная характеристика частотного детектора.

На диоды D_1, D_2 амплитудных детекторов поступает сумма или разность напряжения частотомодулированных колебаний от первичного контура I и половины напряжения, наведенного во вторичном контуре II. С диодов снимается разность напряжений $R_1 i_1, R_2 i_2$. При отсутствии частотной модуляции эти напряжения уравниваются. Но при отклонении частоты от ω_0 на $\Delta\omega$ нарушается баланс напряжений и на выходе появляется напряжение U_D , пропорциональное $\Delta\omega$ (рис. 2).

Ч. д. реагирует не только на частотную, но и на амплитудную модуляцию. Последнее нежелательно, т. к. усиливает влияние помех и открывает путь для паразитной амплитудной модуляции. Поэтому на входе Ч. д. ставят амплитудный ограничитель высо-

кочастотных колебаний, срезающий колебания амплитуды. Чувствительность к амплитудной модуляции сильно ослаблена у детектора отношений

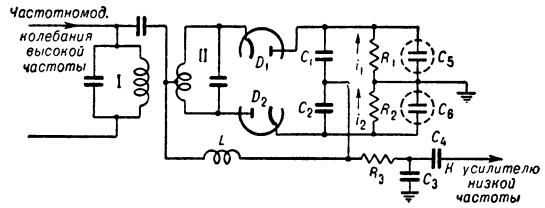


Рис. 3. Детектор отношений.

(рис. 3). В отличие от схемы рис. 1, здесь один из диодов D_1 или D_2 амплитудных детекторов перевернут, протектированное напряжение снимается со средней точки емкостного делителя C_1, C_2 , а сопротивления R_1, R_2 зашунтированы конденсаторами большой емкости C_5, C_6 . Выходное напряжение детектора отношений определяется только отношением амплитуд высокочастотных напряжений, действующих на диоды D_1 и D_2 . Такой Ч. д. чувствителен к отклонению частоты от ω_0 , как и схема рис. 1, но невосприимчив к амплитудной модуляции.

Ч. д. может служить и фазовый детектор, дополненный корректирующей цепью, дифференцирующей выходное напряжение (см. *Дифференцирующие цепи*). Лит.: Си ф о р о в В. И., Радиоприемные устройства, 5 изд., М., 1954, гл. 18. М. Д. Нарасев.

ЧАСТОТОМЕРЫ (герцметры) — приборы для измерения частоты периодич. процессов.

Измерение частоты механич. колебаний осуществляют вибрационными механич. Ч. (см. ниже), основанными на механич. резонансе, а также электрич. Ч., к-рые в этом случае применяются совместно с преобразователями механич. колебаний в электрич. сигналы.

Электрич. Ч. для измерения частоты переменного тока бывают электромеханические (электродинамич., ферродинамич., выпрямительные, электромагнитные, индукционные, вибрационные) и электронные (аналоговые и цифровые). При высоких частотах (радиочастотах) применяются резонансные и гетеродинные Ч. (см. *Волномеры*). Скорости вращения валов машин и механизмов измеряются тахометрами (магнитоиндукционными, стробоскопич. и др.).

Основная часть электромеханич. Ч., кроме вибрационной, — электрич. логометр соответствующей системы. Ток в одной катушке логометра зависит от частоты f , т. к. в ее цепь включается конденсатор и индуктивное сопротивление. Ток в др. катушке, состоящей из активных сопротивлений, от f не зависит. Оба тока пропорциональны напряжению питания U и, т. к. отклонение подвижной части логометра определяется отношением токов в его катушках, показания Ч. не зависят в определенных пределах ($\pm 10\%$, согласно ГОСТ 7590—60) от U . Ч. с логометрами имеют безнулевую шкалу.

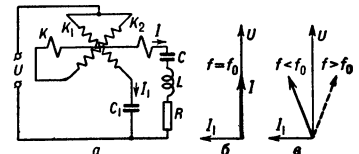


Рис. 1. Схема электродинамич. частотомера: K — неподвижная катушка логометра из двух одинаковых частей для создания равномерного магнитного поля; K_1 и K_2 — подвижные катушки, жестко скрепленные под углом 90° и взаимодействующие с катушкой K ; C и C_1 — емкости, L — индуктивности, R — омич. сопротивление.

Электродинамические Ч. (рис. 1, а) состоят из логометра (неподвижной катушки K и подвижных катушек K_1 и K_2) и схемы (C, L, R и C_1). Индуктивность L и емкость C выбираются так, что

при нек-ром среднем значении $f = f_0$ (внутри диапазона измерения $f_B - f_H$ данного Ч.), в цепи катушки K имеет место резонанс напряжений $[(2\pi f_0)^2 LC = 1]$, и ток I совпадает по фазе с напряжением U (рис. 1, б). Ток I_1 , протекающий через K_1 , опережает напряжение U на 90° , т. к. в ее цепь включен конденсатор C . При $f = f_0$ взаимодействие между катушками K_1 и K отсутствует. Взаимодействие же между последовательно соединенными катушками K_2 и K приведет к повороту подвижной системы логометра до положения, когда плоскости катушек K и K_2 совпадут. Стрелка Ч. при этом будет стоять на отметке шкалы $f = f_0$.

При $f \neq f_0$ ток I поворачивается по фазе относительно U : при $f < f_0$ ток I опережает U , при $f > f_0$ — отстает (рис. 1, в). В этих случаях ($f \neq f_0$) возникает взаимодействие между K_1 и K , т. к. I_1 сдвинут относительно I не на 90° . В результате подвижная система прибора повернется в определенную сторону относительно положения, соответствующего f_0 . Противодействующий момент обусловлен взаимодействием катушек K_2 и K (их плоскости теперь не совпадают). Новое положение равновесия будет зависеть от значения измеряемой частоты. Ширина диапазона измерений частот $\pm 10\%$ от f_0 ; основная погрешность может достигать до $0,1\%$ от диапазона измерения.

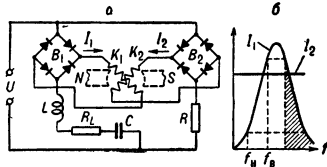


Рис. 2. Схема выпрямительного частотомера: K_1 и K_2 — две скрепленные между собой катушки магнитоэлектрич. логометра. Катушка K_1 включена на выходе выпрямителя B_1 , ток I_1 в ней зависит от измеряемой частоты. Катушка K_2 включена на выходе выпрямителя B_2 , ток в ней I_2 не зависит от частоты. N и S — полюсы магнита.

На рис. 2, а приведена схема выпрямительного Ч., область ложных показаний прибора на рис. 2, б заштрихована ($f_B - f_H$ — ширина диапазона измерения). Точность выпрямительных Ч. ниже, чем электродинамических.

Вибрационные Ч. состоят из электромагнита, по обмотке к-рого проходит ток измеряемой частоты f , и набора упругих стальных пластин разной длины и массы, к-рые под действием электромагнита колеблются. Каждая пластина имеет определенную собственную частоту колебаний f_n . Пластина, для к-рой значение f_n близко к $2f$ (пластины притягиваются электромагнитом два раза за период), колеблется с макс. амплитудой. Вибрационные Ч. имеют узкое применение.

Электронные Ч. подразделяются на аналоговые, имеющие на выходе прибор с непосредственным отсчетом, и цифровые (см. Цифровые электроизмерительные приборы), дающие результат измерения в цифровой форме. В электронном аналоговом Ч. (рис. 3, а),

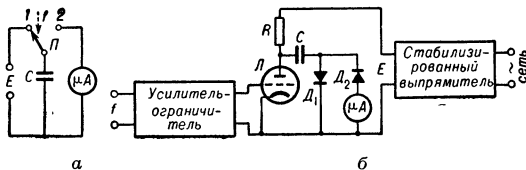


Рис. 3. Принципиальная (а) и упрощенная (б) схемы электронного аналогового частотомера.

а) P — переключатель, управляемый переменным напряжением частоты f , C — конденсатор, E — напряжение, создаваемое на конденсаторе источником постоянного напряжения, μA — микроамперметр. б) L — лампа, выполняющая роль переключателя, заперта в течении отрицат. части периода. Блок усилителя-ограничителя дает на выходе напряжение прямоугольной формы, амплитуда к-рого не зависит в широких пределах от значения входного напряжения (напр., $0,5-200$ в).

Электронные Ч. подразделяются на аналоговые, имеющие на выходе прибор с непосредственным отсчетом, и цифровые (см. Цифровые электроизмерительные приборы), дающие результат измерения в цифровой форме. В электронном аналоговом Ч. (рис. 3, а),

называемом также конденсаторным Ч., напряжение измеряемой частоты f управляет положением переключателя P : в отрицат. часть периода переключатель находится в положении 1, в положит. часть — в положении 2. В положении 1 конденсатор C заряжается до напряжения E от источника стабильного напряжения. В положении 2 конденсатор разряжается через магнитоэлектрич. микроамперметр μA , через к-рый, т. о., протекает последовательность импульсов разрядного тока конденсатора. Среднее значение этого тока, измеряемое микроамперметром, пропорционально f .

Конденсаторные Ч. (рис. 3, б) выполняются как на электронных лампах, так и на транзисторах; их шкала равномерна, верхний предел измерения ~ 200 кГц, основная погрешность 2—3%.

Так наз. камертонный Ч. по принципу действия близок к конденсаторному. Он состоит из смесителя частоты, камертонного генератора-источника постоянной частоты и конденсаторного Ч., к-рый измеряет разностную частоту, полученную от смещения частоты камертонного генератора и измеряемой. Шкала камертонного Ч. близка к равномерной.

Технич. требования на Ч. см. ГОСТ 7590—60.

Для измерения частоты f применяется также метод сравнения: f сравнивается с известной частотой, получаемой от измерит. генератора (см. Электронная измерительная система). Индикатором равенства или кратности измеряемой и образцовой частот обычно служит осциллограф электроннолучевой. Для индикации равенства частот иногда применяют также телефон, для измерения частот — нек-рые типы мостов переменного тока (см. Мост частотомерный).

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талицкого, М. — Л., 1960; 2) Электрические измерения. Общий курс, под ред. А. В. Фремке, 3 изд., М., 1963; 3) А р у т о н о в В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, М. — Л., 1958; 4) В а л и т о в Р. А., Радиотехнические измерения, М., 1963.

И. Н. Грацианский.

ЧЕБЫШЕВА МНОГОЧЛЕНЫ — 1) Ч. м. 1-го рода — спец. система многочленов последовательно возрастающих степеней. Для $n = 0, 1, 2, \dots$ определяются ф-лой:

$$T_n(x) = \cos(n \arccos x) = \sum_{k=0}^{[n/2]} (-1)^k \frac{n}{n-k} C_{n-k}^k 2^{n-2k-1} x^{n-2k}.$$

В частности, $T_0 = 1$; $T_1 = x$; $T_2 = 2x^2 - 1$; $T_3 = 4x^3 - 3x$; $T_4 = 8x^4 - 8x^2 + 1$. Ч. м. $T_n(x)$ ортогональны (см. Ортогональные многочлены) на отрезке $[-1; +1]$ относительно веса $(1-x^2)^{-1/2}$. Дифференциальное ур-ние: $(1-x^2)y'' - xy' + n^2y = 0$. Рекуррентная ф-ла: $T_{n+1}(x) = 2xT_n(x) - T_{n-1}(x)$.

Ч. м. 1-го рода являются частным случаем Якоби многочленов $P_n^{(\alpha, \beta)}(x)$:

$$T_n(x) = \frac{2^{2n} (n!)^2}{(2n)!} P_n^{(-1/2, -1/2)}(x).$$

2) Ч. м. 2-го рода $U_n(x)$ — ортогональная на отрезке $[-1; +1]$ относительно веса $(1-x^2)^{1/2}$ система многочленов, связанная с Ч. м. 1-го рода, напр., рекуррентным соотношением:

$$(1-x^2)U_{n-1}(x) = xT_n(x) - T_{n+1}(x).$$

В. И. Виткоцков.

ЧЕРЕНКОВА ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение света, возникающее при движении в веществе заряженных частиц в том случае, когда их скорость превышает скорость распространения световых волн (фазовую скорость) в этой среде. См. Вавилова — Черенкова эффект, Черенкова счетчики.

ЧЕРЕНКОВА СЧЕТЧИКИ — детекторы быстрых заряженных частиц, основанные на регистрации (с

помощью фотоумножителей) черенковского излучения, испускаемого частицами (см. *Вавилова — Черенкова эффект*). Основное назначение Ч. с. — разделение релятивистских частиц с различными скоростями. Работа Ч. с. основана на зависимости интенсивности и направления испускания черенковского излучения от скорости частицы. Излучение Черенкова испускается только частицами, двигающимися со скоростью $v > c/n$ в среде с коэфф. преломления n . Излучение происходит под углом $\theta = \arccos(1/\beta n)$ к направлению движения частицы, а интенсивность излучения пропорциональна $\sin^2 \theta$ ($\beta = v/c$ — скорость частицы, выраженная в ед. скорости света в вакууме).

Пусть имеется пучок π -мезонов и протонов с равными импульсами. Скорости этих частиц будут различны: $\beta_\pi > \beta_p$. Если поместить в этот пучок Ч. с. с радиатором с таким n , что $\beta_\pi > 1/n > \beta_p$, то π -мезоны будут испускать черенковское излучение, а протоны не будут. Счетчик будет регистрировать только π -мезоны. Если включить Ч. с. в схему совпадений или антисовпадений с неск. *сцинтилляционными счетчиками* (их эффективность не зависит от скорости частиц), то можно получить систему, к-рая может считать либо только π -мезоны, либо только протоны.

Т. о., с помощью Ч. с. удается разделить между собой частицы с разными скоростями. Эту же задачу можно решить, воспользовавшись зависимостью угла испускания черенковского излучения от скорости частицы. Пусть n радиатора счетчика выбран так, что $\beta_\pi > \beta_p > 1/n$. Тогда как π -мезоны, так и протоны дают черенковское излучение, однако углы испускания света этими двумя частицами различны: $\theta_\pi = \arccos(1/\beta_\pi n) > \theta_p = \arccos(1/\beta_p n)$. С помощью спец. оптич. системы можно регистрировать излучение в том или ином угловом диапазоне и разделять между собой частицы с разными массами.

В соответствии со сказанным Ч. с. делятся на 2 класса: а) пороговые, регистрирующие все частицы со скоростью $\beta > \beta_{\text{порог}} = 1/n$; б) дифференциальные, регистрирующие излучение в узком угловом интервале, соответствующем определенному интервалу скоростей частиц, выделяемых этим счетчиком: $1/n < \beta_{\text{мин}} \leq \beta \leq \beta_{\text{макс}}$.

Радиатором в Ч. с., предназначенных для регистрации частиц с не очень большими скоростями, служат жидкости и твердые тела. Коэфф. преломления радиатора можно довольно плавно менять выбором подходящего вещества, от $n = 1,276$ (фторохимикат FC — 75, $C_6F_{16}O$) до $n = 1,655$ (тяжелый флинт); $\beta_{\text{порог}}$ от 0,78 до 0,60). С помощью пороговых и дифференциальных счетчиков с жидкими и твердыми радиаторами можно разделить между собой частицы со скоростями до $\beta = 0,95-0,96$ (π -мезоны с импульсом до 0,5 $B\beta/c$, μ -мезоны до 0,350 $B\beta/c$, K -мезоны до 1,6 $B\beta/c$, протоны до 3,0 $B\beta/c$).

Для разделения частиц с большими скоростями широко пользуются газовыми Ч. с., в к-рых коэфф. преломления можно плавно менять, изменяя давление газа.

Число фотонов, испускаемых на 1 см пути частицы в области спектральной чувствительности современных фотоумножителей, $dN_\phi/dx = 500 \sin^2 \theta$, что соответствует $dN_e/dx = 25-50 \sin^2 \theta$ фотоэлектронам, образующимся на фотокатоде умножителя при условии полного светосбора. Для того чтобы Ч. с. мог регистрировать заряженные частицы со 100%-ной эффективностью, необходимо, чтобы на фотокатоде умножителя образовалось 3-10 фотоэлектронов. Для осуществления этого требования размеры радиатора Ч. с.

меняются от неск. см (жидкостные и твердые радиаторы) до одного и даже неск. м (газовые счетчики).

Для фокусировки света в дифференциальных Ч. с. пользуются зеркалами или линзами. Пучок заряженных частиц пропускается параллельно главной оси оптич. системы. Если частицы излучают черенковские фотоны под углом θ , то излучение любой частицы пучка собирается в кольцо, расположенное в фокальной плоскости системы. Центр кольца лежит на главной оптич. оси, а его радиус $R = f \tan \theta$, где f — фокусное расстояние (см. рис. 1). Поэтому если в фокальной плоскости оптич. системы поместить тонкую кольцевую диафрагму, то такая система будет пропускать только свет, испущенный в области углов $\theta, \theta \pm \Delta\theta$ частицами, летящими параллельно главной оптич. оси. Свет, испущенный под другими углами (частицами с другими скоростями) или частицами, идущими под углом к главной оси, не пройдет через диафрагму и не попадет на фотокатод умножителя.

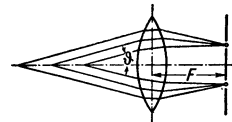


Рис. 1. Оптическая система дифференциальных черенковских счетчиков.

На рис. 2 показана схема одного из газовых дифференциальных черенковских счетчиков. 1 — выход сигнала совпадений (C); 2 — фотоумножители; 3 — кварцевые стекла; 4 — зеркала, собирающие свет; 5 — зеркало-диафрагма; 6 — сферическое зеркало; 7 — свет, излучаемый частицей, двигающейся с меньшей скоростью; 8 — свет, излучаемый частицей, двигающейся с большей скоростью; 9 — свет, излучаемый частицей, двигающейся со скоростью, на которую настроен счетчик; 10 — выход сигнала антисовпадений (\bar{C}).

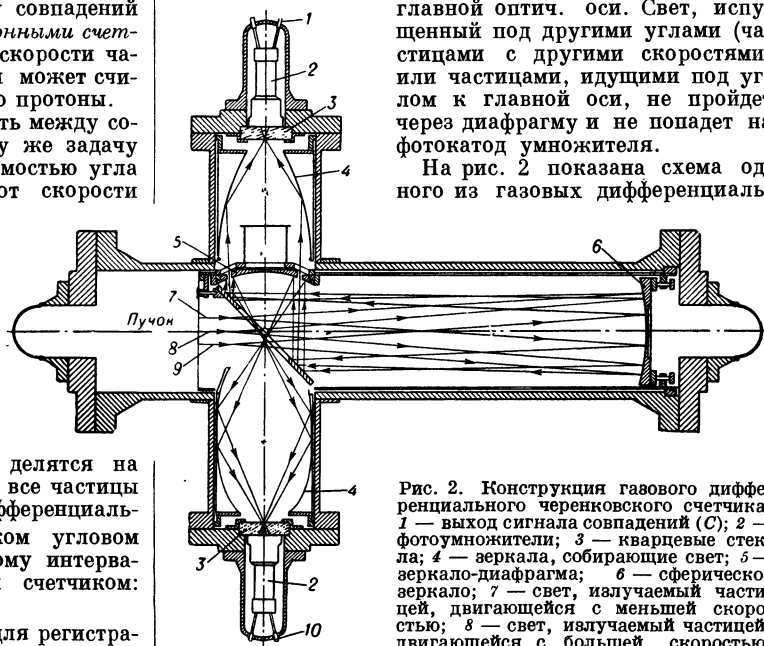


Рис. 2. Конструкция газового дифференциального черенковского счетчика. 1 — выход сигнала совпадений (C); 2 — фотоумножители; 3 — кварцевые стекла; 4 — зеркала, собирающие свет; 5 — зеркало-диафрагма; 6 — сферическое зеркало; 7 — свет, излучаемый частицей, двигающейся с меньшей скоростью; 8 — свет, излучаемый частицей, двигающейся с большей скоростью; 9 — свет, излучаемый частицей, двигающейся со скоростью, на которую настроен счетчик; 10 — выход сигнала антисовпадений (\bar{C}).

Черенковское излучение частиц, на которые настроен счетчик, проходит в шель зеркало-диафрагмы (5) и собирается верхним зеркалом (4) на верхний фотоумножитель (2). Сигнал C этого умножителя включается в схему совпадений со сцинтилляционными счетчиками. Черенковское излучение фоновых частиц с большими и меньшими скоростями регистрируется нижним фотоумножителем (канал C). Сигнал с него включается в схему антисовпадений со сцинтилляционными счетчиками. Таким образом, выделение частиц с нужной скоростью осуществляется комбинацией совпадений сигналов от сцинтилляционных счетчиков S, сигнала с черенковского счетчика C и антисовпадением с сигналом \bar{C} .

Меняя давление газа в счетчике, можно настраивать его на регистрацию тех или других частиц, входящих в состав пучка. По результатам подобных измерений (рис. 3) в пучке частиц с импульсом 16 $B\beta/c$ видно, что даже при этом импульсе можно хорошо разделять π -мезоны, K -мезоны и протоны.

Основная характеристика Ч. с. — его разрешение по скорости $\Delta\beta/\beta$ (т. е. относительный интервал скоростей, к к-рым чувствителен счетчик). Разрешение по скорости обусловлено интервалом углов черенковского излучения $\Delta\theta$, выделяемых оптич. системой

счетчика. Чем уже этот угловой интервал, тем лучше разрешение по скорости.

Предельное разрешение счетчика по скорости обусловлено следующими физич. явлениями, ограничи-

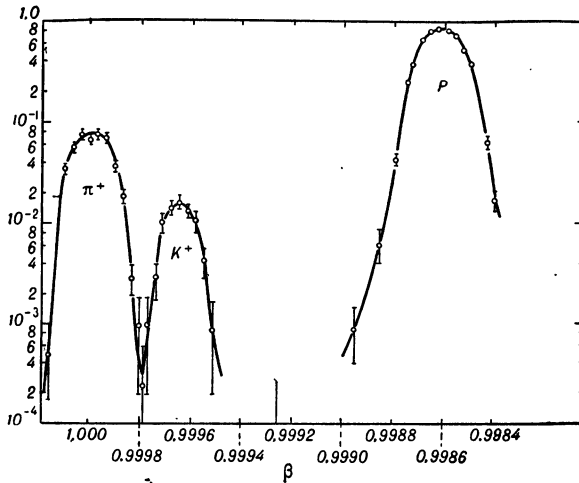


Рис. 3. Исследование состава пучка частиц с импульсом 16 Bэ/c с помощью дифференциального газового черенковского счетчика рис. 2, выделяющего частицы с заданной скоростью β .

вающими допустимое сужение углового интервала $\Delta\theta$: 1) дисперсией света в среде, т. е. зависимостью коэфф. преломления среды от частоты излучения; дисперсия приводит к конечной ширине углового интервала черенковского излучения в области спектральной чувствительности фотомножителя; 2) многократным рассеянием и замедлением частиц в радиаторе, также размывающим угловую направленность черенковского излучения; 3) угловым расхождением частиц в пучке, приводящим к смещению кольца, в к-рое собирается черенковское излучение, в фокальной плоскости оптич. системы. Для получения хорошего разрешения по скорости пучки заряженных частиц должны обладать весьма высокой степенью параллельности (до сотых долей градуса).

Наилучшие современные газовые счетчики, применявшиеся в физич. экспериментах, имели разрешение по скорости $\Delta\beta/\beta = 10^{-4}$. Они могут разделять между собой π -мезоны, K -мезоны и протоны до импульсов 20—25 Bэ/c. Дальнейшее улучшение разрешающей способности требует корректировки оптической системы на дисперию света в газах. Счетчик этого типа разрешением $\Delta\beta/\beta = 10^{-5}$ построен и испытан недавно в ЦЕРНе. Такие счетчики позволяют разделять между собой π -мезоны, K -мезоны и протоны с импульсами до 50—100 Bэ/c.

Газовые пороговые счетчики, как правило, не обладают таким высоким разрешением по скорости, как дифференциальные. Основное назначение их оптики — собрать весь черенковский свет, испущенный частицей, на фотокатод умножителя. Газовые пороговые счетчики могут работать в весьма широком интервале углов, к-рые образуют регистрируемые частицы с осью счетчика (вплоть до десятков градусов). Поэтому они удобны для идентификации вторичных частиц, образующихся в ядерных взаимодействиях. На рис. 4 приведена схема газового порогового счетчика.

Пользуясь пороговыми счетчиками с очень малым давлением (высоким порогом) и очень большой длиной (~ 10 м), чтобы обеспечить достаточное число квантов черенковского излучения, можно также разделять между собой π -мезоны, K -мезоны и протоны вплоть до 20 Bэ/c, а μ -мезоны, π -мезоны и электроны — до 10 Bэ/c, и это, по-видимому, еще не предел.

Было предложено фотографировать кольцо черенковского излучения в фокальной плоскости оптич. системы с помощью электронно-оптич. преобразователей (ЭОПов). Измеряя на фотографии радиус кольца, можно измерить скорость частицы [с точностью $\Delta\beta/\beta \sim 1-2 \cdot 10^{-4}$], а по положению центра кольца определить угол испускания частиц. В ряде лабораторий получены фотографии кольца черенковского излучения, однако пока достигнутая точность еще недостаточна. Реализация идеи фотографирования кольца черенковского излучения позволит сильно расширить область применения Ч. с. для идентификации вторичных частиц, испускаемых при ядерных взаимодействиях. О др. применениях Ч. с. см. [1, 2].

Лит.: 1) Д ж е л л и Д ж., Черенковское излучение и его применения, пер. с англ., М., 1960; 2) Л и н д е н б а у м С., Ю а н Л., Черенковские счетчики, в сб.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц, пер. с англ., М., 1963.

Л. Г. Ландсберг.

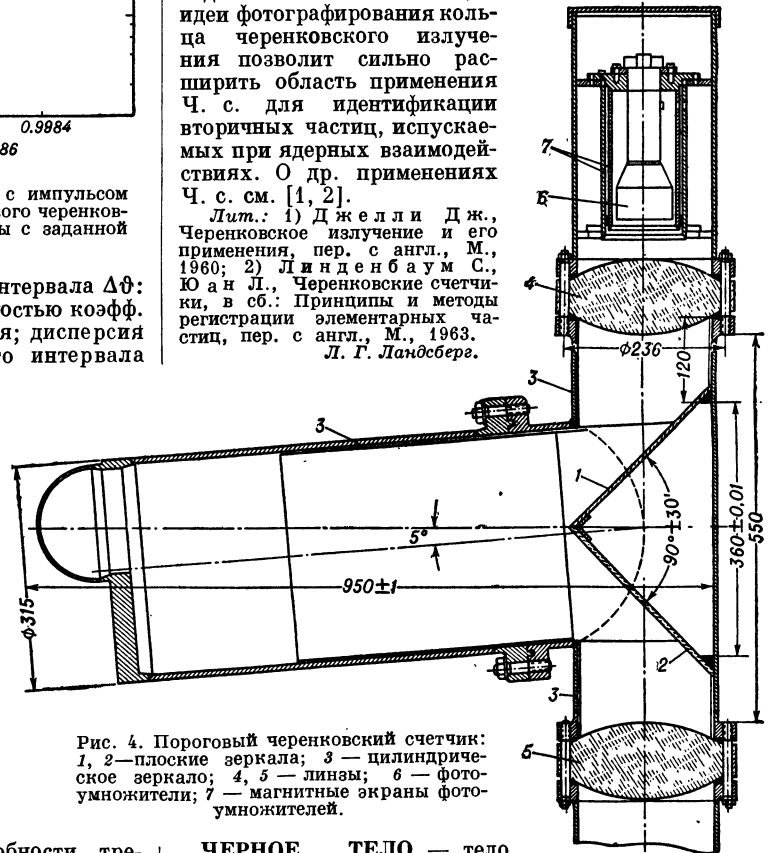


Рис. 4. Пороговый черенковский счетчик: 1, 2 — плоские зеркала; 3 — цилиндрическое зеркало; 4, 5 — линзы; 6 — фотомножитель; 7 — магнитные экраны фотомножителей.

ЧЕРНОЕ ТЕЛО — тело, полностью поглощающее падающий на него поток электромагнитного излучения (независимо от частоты). Подробнее см. *Абсолютно черное тело*.

ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ ЛИНИЯ — отрезок однородной длинной линии передачи, длина к-рого составляет четверть длины волны в этой линии на рабочей частоте. Особенность Ч. л. состоит в том, что при малых потерях ее входное сопротивление $Z_{вх}$ связано с сопротивлением $Z_{н}$, на к-рое она нагружена, соотношением:

$$Z_{вх} = Z_{л}^2 / Z_{н}, \quad (1)$$

где $Z_{л}$ — волновое сопротивление Ч. л. Отсюда следует, что при активном сопротивлении нагрузки $Z_{вх}$ будет также активным, но его величина будет отличаться от

Z_H . На этом свойстве Ч. л. основаны конструкции четвертьволновых трансформаторов с пропиткой: для согласования на к.-л. частоте активного сопротивления нагрузки R_H с однородной линией, имеющей волновое сопротивление Z_0 , нагрузку подключают через Ч. л. с волновым сопротивлением $Z_{\text{л}} = \sqrt{R_H Z_0}$.

Согласующее действие Ч. л. объясняется тем, что на рабочей частоте волны, отразившиеся от переднего и заднего концов Ч. л., интерферируют с разностью фаз 180° (вследствие того, что одна из них дважды проходит Ч. л.) и при правильном выборе $Z_{\text{л}}$ полностью гасят друг друга.

Из (1) следует, что $Z_{\text{вх}} = \infty$, если $Z_H = 0$, и $Z_{\text{вх}} = 0$, если $Z_H = \infty$ (последнее справедливо, если излучением от разомкнутого конца линии можно пренебречь). Первое из этих свойств позволяет конструировать четвертьволновые металлические изоляторы и резонаторы, второе — подвижные бесконтактные сочленения линий, бесконтактные замыкатели и т. п. Работа этих устройств (за исключением резонаторов), также как и работа четвертьволновых трансформаторов, нарушается при отклонении рабочей частоты от расчетной.

Лит.: 1) Слэтер Д., Передача ультракоротких радиоволн, [пер. с англ.], 2 изд., М. — Л., 1947; 2) Линии передачи сантиметровых волн, пер. с англ., т. 1—2, М., 1951.

А. А. Белов.

ЧЕТНОСТЬ (четность состояния) — существенно квантовомеханич. характеристика состояния физ. микросистемы (молекулы, атома, атомного ядра, элементарной частицы, системы из неск. микрочастиц), отображающая свойства симметрии этой микросистемы относительно зеркальных отражений [1, 2]. В процессах, обусловленных сильными взаимодействиями и электромагнитными взаимодействиями, имеет место закон сохранения Ч., согласно к-рому физ. система, обладающая в начальном состоянии зеркальной симметрией определ. типа, сохраняет эту симметрию во все последующие моменты времени. Сохранение Ч. приводит к ряду отбора правил в электромагнитном излучении атомов и ядер, в ядерных реакциях и в реакциях взаимопревращений элементарных частиц. Этими правилами отбора определяется важное практическое значение понятия Ч.

Закон сохранения Ч. можно продемонстрировать на примере *Зеемана явления*; при наложении магнитного поля интенсивность излучения отдельных спектральных линий, хотя и перестает быть одинаковой во всех направлениях, но остается симметричной относительно плоскости, перпендикулярной полю: излучение вдоль поля также же, как и в противоположном направлении.

Если представить себе зеемановскую установку в виде кругового проводника с током и с образцом, помещенным в центре круга, то зеркальная симметрия этой установки относительно плоскости, в к-рой течет ток, становится очевидной, но лишь при условии, что сами элементарные частицы обладают зеркальной симметрией. Т. о., закон сохранения Ч. существенно основывается на допущении, что электроны, протоны и др. частицы переходят сами в себя при зеркальном отражении.

Вместо зеркального отражения относительно определ. плоскости часто рассматривают операцию

$$x = -x' \quad (1)$$

инверсии координатных осей. Инверсия является зеркальным отражением относительно произвольно ориентированной плоскости, сопровождаемым поворотом на 180° вокруг оси, перпендикулярной этой плоскости.

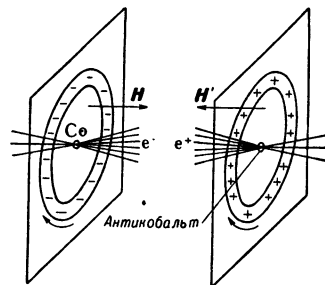
Законом сохранения Ч. определяются трансформационные свойства физ. величин при инверсии координатных осей. Действительно, из допущения о том, что электрон при инверсии переходит сам в себя, следует, что электр. заряд есть скаляр, плотность тока j и электр. поле E — истинные (полярные) векторы, а магнитное поле H — псевдовектор:

$$e = e', \quad j = -j', \quad E = -E', \quad H = H'. \quad (2)$$

В слабых взаимодействиях, обуславливающих бета-распад ядер, а также распады многих элементарных частиц, закон сохранения Ч. нарушается. Фундаментальная гипотеза о несохранении Ч. в слабых взаимодействиях была выдвинута и подробно проанализирована в 1956 г. Ли и Янгом [3] и подтверждена экспериментально в 1957 г. Ву и др. в β -распаде ядер [4], а также Ледерманом и др. в распаде мюона [5]. Несохранение Ч. проявляется также в распадах *K-мезонов* и *гиперонов*. Ю. Г. Абовым и др. получены указания на слабое нарушение закона сохранения Ч. при рассеянии нейтронов на ядрах [6].

На рис. слева изображена принципиальная схема опыта Ву. Образец, содержащий радиоактивный изотоп Co^{60} , помещен в магнитное поле H кругового тока.

Поле H поляризует, т. е. ориентирует вдоль поля сравнительно большие по величине магнитные моменты ядер Co^{60} . Маленькой стрелкой указано направление скоростей электронов внутри проводника. Как и в эффекте Зеемана, вся система зеркально симметрична относительно плоскости, в



к-рой расположен круговой ток, т. к., согласно (2), магнитное поле не меняет своего направления при зеркальном отражении, трактуемом в соответствии с законом сохранения Ч. При этом интенсивность β -излучения должна быть одинаковой по обе стороны этой плоскости. В эксперименте же наблюдалась резкая асимметрия: по одну сторону плоскости испускалось на 40% больше электронов, чем по другую. Угловое распределение инвариантно относительно поворотов системы координат, т. е. может зависеть только от величин v^2 , H^2 , vH , где v — скорость вылетающей частицы. Опыт Ву показывает, что угловое распределение вылетающих электронов содержит член, пропорциональный нечетной степени vH . Поскольку угловое распределение — истинный скаляр (оно одинаково в правовинтовой и левовинтовой системах координат), а скорость — полярный вектор, то из опыта Ву следует, что магнитное поле — не аксиальный, как это считалось раньше, а полярный вектор и, следовательно, плотность тока и электр. поле — псевдовекторы, а электр. заряд — псевдоскаляр [1]. Такое диктуемое опытом Ву изменение трансформационных свойств электромагнитных величин не противоречит ур-ниям электродинамики. Псевдоскалярность заряда означает, что при зеркальном отражении электроны переходят в позитроны и вообще все частицы — в соответствующие античастицы. Возможность такой трактовки отражений была указана Виком, Уайтманом и Вигнером [7] еще до открытия несохранения Ч. Зеркальное отражение, сопровождающееся заменой β -излучения на античастицы, было названо Л. Д. Ландау комбинированной инверсией [8]. Из допущения о симметрии законов природы относительно комбинированной инверсии следует закон сохранения комбинированной четности.

При замене закона сохранения Ч. на закон сохранения комбинированной Ч. схема опыта Ву перестает быть зеркально-симметричной, т. к. зеркальным отображением этого опыта (см. рис. справа) будет позитронный β -распад ядра антикобальта (состоящего из антипротонов и антинейтронов) в магнитном поле кругового тока позитронов в проводнике из антивещества. Т. к. заряд позитрона положителен, то при том же направлении движения носителей тока его знак изменится, что приведет к изменению знака и магнитного поля: $H' = -H$.

Т. о., закон сохранения Ч. является приближенным, справедливым лишь с точностью до слабых взаимодействий. С этой же точностью справедлива традиционная трактовка (2) трансформационных свойств электромагнитных величин относительно операции инверсии координатных осей.

В нерелятивистской квантовой механике Ч. состояния для системы из n частиц определяется как собственное значение оператора инверсии P , действующего на волновую функцию $\Psi(r_1, \dots, r_n)$ состоит в изменении знаков всех пространств. координат и умножении ее на произведение внутренних четностей всех частиц $\Pi_1 \dots \Pi_n$:

$$P \Psi(r_1, \dots, r_n) = \Pi_1 \dots \Pi_n \Psi(-r_1, \dots, -r_n). \quad (3)$$

Оператор P не действует на не выписанные в (3) спиновые переменные частиц. Внутренняя Ч. — неотъемлемое свойство частицы и равна либо $+1$, либо -1 . Частицы, у которых $\Pi_k = +1$, наз. четными, а частицы, у которых $\Pi_k = -1$, — нечетными. Внутренние Ч. протона, нейтрона, электрона могут быть заданы произвольно и принимаются положительными. Внутренние Ч. атомов, ядер и большинства элементарных частиц определяются из экспериментальных данных на основе закона сохранения Ч. (называемого также P -инвариантностью), к-рый требует, чтобы Ч. физ. системы не менялась со временем, т. е. чтобы оператор P коммутировал с оператором Гамильтона. Из этого закона следуют правила отбора, запрещающие процессы с изменением Ч.

Поскольку двукратное преобразование инверсии — тождественное преобразование, то $P^2 = 1$ (о возможном исключении при полувещном моменте см. ниже), так что собств. значения оператора P равны ± 1 . Состояния с $P = 1$ наз. четными, или имеющими положительную Ч., состояния с $P = -1$ — нечетными, или имеющими отрицательную Ч.

Для приложений полезны след. следствия из определения (3): 1) Ч. системы частиц, имеющих орбитальные моменты l_1, \dots, l_n , равна $\Pi_1 \dots \Pi_n (-1)^{l_1 + \dots + l_n}$; 2) Ч. Π_{12} сложной системы, состоящей из двух подсистем с Ч. соответственно Π_1 и Π_2 , равна в системе центра инерции $\Pi_{12} = \Pi_1 \Pi_2 (-1)^L$, где L — орбитальный момент относит. движения подсистем; 3) Ч. состояния составной частицы, определенная, согласно (3), в системе ее центра инерции, может трактоваться как внутренняя Ч. этой частицы, если ее структура несущественна для рассматриваемой конкретной проблемы. Эти 3 правила, справедливые и в релятивистской теории (для частиц с неравными нулю массами покоя), достаточны для использования закона сохранения Ч. при исследовании структуры атомов и ядер, ядерных реакций и реакций сильных взаимодействий элементарных частиц. Из 1-го и 3-го правил следует, что внутренняя Ч. ядра (атома) совпадает с «четностью» числа нуклонов (электронов) в незаполненных оболочках с нечетным орбитальным моментом (p, f, \dots). Напр., нечетно ядро Li^7 (3 нуклона в p -оболочке) и атом фтора (5 электронов в $2P$ -оболочке). Примером применения 2-го правила может служить ядерная реакция $p + Li^7 \rightarrow \alpha + \alpha + 17,2 Mэв$, к-рая,

несмотря на ее высокую экзотермичность, подавлена при небольших (до $0,5 Mэв$) энергиях падающего протона за счет того, что система из двух α -частиц обязательно четна [т. к. из-за нулевого спина α -частиц Ч. этой системы полностью определяется их относительным орбитальным моментом, к-рый, в силу их тождественности, может быть только четным (см. *Симметрия волновых функций*)], а система $p + Li^7$ при низких энергиях протона нечетна (поскольку внутренняя Ч. Li^7 отрицательна, а орбитальный относит. момент, как всегда при низких энергиях, равен нулю).

У квантов электромагнитного поля не существует ни внутренней Ч., ни орбитального момента. Взамен этого Ч. кванта электромагнитного излучения определяется его мультипольностью. Ч. электрического $2l$ -поля равна $(-1)^l$, а Ч. магнитного $2l$ -поля равна $(-1)^{l+1}$. Поэтому Ч. физ. системы сохраняется при испускании или поглощении электрического мультипольного кванта с четным l или магнитного мультипольного кванта с нечетным l и изменяется на противоположную при испускании или поглощении электрического (магнитного) мультипольного кванта с нечетным (четным) l . Правила отбора по Ч. при электромагнитном излучении атомов и ядер возникают за счет того, что при одинаковой мультипольности и прочих равных условиях магнитное излучение значительно слабее электрического. Отношение вероятностей магнитного и электрического излучений имеет порядок $(2\pi R/\lambda)^2$, где R — размер излучателя, λ — длина волны излучаемого кванта. Это отношение и для ядер, и для атомов, как правило, значительно меньше единицы, так что правила отбора по Ч. проявляются достаточно резко.

В релятивистской квантовой теории определение (3) оператора инверсии приходится видоизменять из-за того, что удовлетворит. определения оператора координаты релятивистской частицы не существует. В S -матричной релятивистской квантовой теории переменными вектора состояния являются импульсы p и проекции спинов свободных частиц в бесконечном прошлом (или будущем), когда частицы находятся далеко друг от друга и поэтому не взаимодействуют. Действие оператора P на вектор состояния $|p_k, m_k\rangle$ k -й частицы с конечной массой выражается соотношением

$$P |p_k, m_k\rangle = \Pi_k | -p_k, m_k\rangle, \quad (4)$$

а на вектор состояния $|p_k, \lambda_k\rangle$ частицы с нулевой массой соотношением

$$P |p_k, \lambda_k\rangle = | -p_k, -\lambda_k\rangle, \quad (5)$$

где m_k — проекция спина на ось z , λ_k — проекция спина на импульс (*спиральность*);

$$m_k = j_k, j_k - 1, \dots, -j_k; \lambda_k = \pm j_k;$$

j_k — спин частицы. Оператор инверсии для системы частиц равен произведению соответствующих одночастичных операторов. Отсутствие внутренней Ч. у частиц нулевой массы обусловлено тем, что *унитарное преобразование* (см. также *Унитарность*) $|p_k, \lambda_k\rangle \rightarrow (\lambda_k/|\lambda_k|) |p_k, \lambda_k\rangle$ меняет знак правой части (5), т. е. Ч. вектора состояния, без изменения вида операторов импульса, энергии и четырехмерного момента, определяющих свойства *лоренц-инвариантности*.

В квантовой теории поля инверсию обычно описывают оператором \mathcal{P} , действующим не на переменные вектора состояния, а на пространств. координаты квантовых полей. Оператор \mathcal{P} меняет знаки пространств. координат операторов поля и умножает последние на ± 1 в зависимости от внутренних Ч. частиц, описываемых полем. Напр., на псевдоскалярное поле $\phi(x, t)$, описывающее нечетные частицы спина нуль, оператор \mathcal{P} действует так:

$$\mathcal{P}\phi(x, t) = -\phi(-x, t), \quad (6)$$

а для спинорного поля $\psi(x, t)$ действие оператора \mathcal{P} определяется соотношением

$$\mathcal{P}\psi(x, t) = \eta_{\mathcal{P}}\gamma_4\psi(-x, t), \quad (7)$$

где $\eta_{\mathcal{P}} = \pm 1$ или же $\eta_{\mathcal{P}} = \pm i$, γ_4 — Дирака матрица. Связь между операторами \mathcal{P} , P для любого поля $A(x, t)$ имеет вид [2]:

$$P^{-1}A(x, t)P = \mathcal{P}A(x, t). \quad (8)$$

Связь оператора инверсии со свойством симметрии пространства относительно зеркальных отражений устанавливается с помощью теоретико-групповых методов [11]. Основную роль здесь играет оператор I_s , определяющий преобразование вектора состояния Ψ , соответствующее геометрич. преобразованию (1) отражения трех координатных осей,

$$\Psi = I_s\Psi'. \quad (9)$$

Из свойства зеркальной симметрии пространства следует, что оператор I_s строго сохраняется, меняет знаки импульсов и спиральностей и не действует на проекции спинов на ось z . До 1956 г. операторы I_s и P отождествлялись. После открытия несохранения \mathcal{C} в слабых взаимодействиях такое отождествление стало невозможным из-за несохранения P . Оператор I_s может превращать частицу не только саму в себя, но и в др. частицу той же массы, т. е. в античастицу, поскольку только у частиц и античастиц массы совпадают точно. Считалось, что всеми свойствами оператора I_s обладает комбинированная инверсия CP [7, 8, 9], равная произведению оператора зарядового сопряжения C на оператор инверсии P (CP -инвариантность). Однако в 1964 г. появилось сообщение, что CP -инвариантность также нарушается при распадах K_S^0 -мезонов (см. *Нейтральные K -мезоны*) [10]. Был обнаружен примерно в 0,2% случаев распад K_S^0 -мезонов на 2 различных π^+ -мезона, что строго запрещено CP -инвариантностью. Из этого эксперимента следует, либо что пространство не обладает зеркальной симметрией (за счет не учтенных внешних полей или за счет несимметрии его внутр. структуры), либо что существуют 2 различных K_S^0 -мезона (или 2 различных π^+ -мезона и 2 различных π^- -мезона). Несохранение CP при распаде K_S^0 -мезона создает трудность фундаментального характера, состоящую в том, что в теории не остается оператора, удовлетворяющего всем требованиям, предъявляемым к I_s .

Понятие внутренней \mathcal{C} . частицы, а тем самым и \mathcal{C} . состояния содержит некоторую степень неоднозначности, связанную с невозможностью сравнивать между собой \mathcal{C} . состояний, различающихся значениями хотя бы одного из сохраняющихся зарядов — электрического, барионного и др., поскольку такие состояния не могут превращаться друг в друга. Поэтому, в частности, \mathcal{C} . вакуумного состояния, протона, нейтрона, электрона все могут быть выбраны положительными. Но уже, напр., \mathcal{C} . π -мезона (подробнее см. *Пи-мезоны*) и позитрона будут строго определенными (отрицательными). Нельзя также сравнивать между собой \mathcal{C} . состояний, различающихся значениями странности, поскольку такие состояния могут переходить друг в друга только за счет слабых взаимодействий, в к-рых \mathcal{C} . не сохраняется. Напр., \mathcal{C} . Λ -гиперона (странность $S = -1$) может быть задана независимо от \mathcal{C} . нуклонов. При фиксации \mathcal{C} . Λ -гиперона становится определенной четность K^+ -мезона, поскольку система $\Lambda + K^+$ имеет нулевую странность. Неоднозначность в установлении \mathcal{C} . сильнодействующих частиц может быть существенно сужена учетом свойств симметрии сильных взаимодействий. Так, из того, что протон и нейтрон принадлежат одному и тому же изотопич. мульти-

плету (см. *Изотопический спин*), можно принять, что их \mathcal{C} . совпадают, а из того, что нуклоны, Λ -, Σ -, Ξ -гипероны входят в один и тот же октет по группе SU_3 (см. *Унитарная симметрия, Элементарные частицы*), можно принять совпадающими \mathcal{C} . всех частиц этого октета. Иного рода неоднозначность связана с вопросом о квадрате оператора I_s из (9). Именно, для физ. системы с полужелым спином величина I_s^2 всегда равна либо $+1$, либо -1 . Наличие этих двух возможностей связано с тем, что существуют 2 варианта структуры пространства, несколько различающиеся по свойствам относительно отражений [11]. В одном варианте двукратное отражение координатных осей равно единичному преобразованию, а в другом — операции поворота на угол 2π , но совпадающий с единичным преобразованием при полужелом моменте. При дополнит. учете отражений во времени такого рода различных вариантов структуры пространства-времени относительно отражений оказывается восемь, причем шесть из них несовместимы с существующей совокупностью экспериментальных данных [12].

По аналогии с зеркальной симметрией пространства из допущения об инвариантности законов природы относительно обращения знака времени, казалось бы, должен следовать закон сохранения временной \mathcal{C} . Это, однако, не так, потому что отражение во времени в квантовой теории отличается от всех остальных координатных преобразований тем, что ему сопоставляется не унитарное, а т. н. антиунитарное преобразование вектора состояния, равное некоторому унитарному преобразованию, умноженному на нелинейную операцию комплексного сопряжения [13]. Вследствие этого инвариантность относительно обращения знака времени не выражается законом сохранения какой бы то ни было величины, но приводит к новым правилам отбора, выражающимся в форме определ. ограничений на матрицу рассеяния [14].

В локальной квантовой теории поля доказывается, что оператор P связан с операторами зарядового сопряжения C (меняющего знаки зарядов всех частиц на противоположные) и т. н. слабого отражения во времени T (меняющего знаки импульсов и проекций спинов всех частиц) соотношением $CPT = 1$, выражающим *Людерса — Паули теорему*.

G -четность. Обсуждавшаяся выше \mathcal{C} . в теории элементарных частиц часто наз. пространственной \mathcal{C} ., чтобы отличить ее от др. величин, также называемых \mathcal{C} .. Наиболее часто используются понятия зарядовой четности (см. *Зарядовое сопряжение*), комбинированной четности и особенно G -четности [2, 15], к-рая приводится в таблицах элементарных частиц наравне с пространственной \mathcal{C} . G -четность элементарной частицы является ее внутр. характеристикой, равной либо $+1$, либо -1 для сильнодействующих частиц с равными нулю барионным зарядом и странностью. G -четность системы из неск. таких частиц равна произведению G -четностей отдельных частиц. G -четность может иметь определ. значение и для системы, состоящей из частиц с ненулевыми барионными зарядами и странностями, если равны нулю суммарные барионный заряд и странность. G -четность сохраняется в сильных взаимодействиях, что приводит к ряду правил отбора. Эти правила отбора — приближенные, т. к. G -четность не сохраняется не только в слабых, но и в электромагнитных взаимодействиях. Пример действия правил отбора по G -четности — распад η -мезона, имеющего массу 548,7 Мэв, нулевые спин, барионный заряд и странность, отрицательную пространственную \mathcal{C} . и положительную G -четность. Законы сохранения барионного заряда и странности не запрещают быстрый распад η -мезона на два и на три π -мезона за счет сильного взаимодействия. Однако энергетически более выгодный двухмезонный распад запрещен в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохранением пространственной \mathcal{C} . ($\Pi_{2\pi} = 1$, $\Pi_{\pi\pi} = -1$), а трехмезонный распад запрещен в сильных взаимодействиях сохранением G -четности, поскольку G -четность π -мезона отрицательна. В соответствии с этим двухмезонный распад η -мезона вообще не наблюдается, а трехмезонный идет примерно с той же (даже немного меньшей) вероятностью, что и имеющий явно электромагнитное происхождение распад на два γ -кванта. За счет запрета по G -четности ширина η -мезонного резонанса оказывается довольно

узой (≤ 10 Мэв), что соответствует относительно малой вероятности распада.

Математически G-четность определяется как собств. анажение произведений операторов зарядового сопряжения C и поворота на 180° вокруг оси y в изотопич. пространстве:

$$G = C \exp(i\pi T_2), \quad (10)$$

где T_2 — оператор проекции изотопич. спина на изотопич. ось y. Из (10) следует, что закон сохранения G-четности есть следствие инвариантности относительно зарядового сопряжения и изотопич. инвариантности сильных взаимодействий. Нетривиальность понятия G-четности обусловлена тем, что зарядовое сопряжение и поворот вокруг изотопич. оси y не коммутируют друг с другом. Эта нетривиальность проявляется в том, что G-четность может иметь определ. значение не только для нейтральных, но и для заряженных мезонов. Для сильновзаимодействующих частиц с ненулевым барионным зарядом или странностью G-четность неопределенна. Для частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях (мюоны, электроны), понятие G-четности не имеет смысла.

Сохранение G-четности играет исключительно важную роль в теории сильных взаимодействий, т. к. оно запрещает виртуальное превращение $2\lambda \rightarrow \lambda$, т. е. обращает в нуль узел Фейнмана диаграмм, в к-ром сходятся три л-мезонные линии.

Таблицу пространственных внутренних Ч. и G-четностей элементарных частиц см. в ст. *Элементарные частицы*.

Лит.: 1) В и г н е р Е., «УФН», 1958, т. 65, вып. 2, с. 257; 2) В и к Г., там же, 1959, т. 68, вып. 2, с. 201; 3) Л и Ц з у н Д а о, Я н г Ч ж е н ь - Н и н, в сб.: Новые свойства симметрии элементарных частиц. Сб. статей, пер. с англ., М., 1957, с. 13; 4) В у Ц з я н ь - С ю н (и др.), там же, с. 69; 5) Г а р в и н Р. Л. (и др.), там же, с. 75; 6) А б о в Ю. Г. (и др.), Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий в Дубне, 1964 (в печати); 7) W i c k G. C., W i g n e r E. P., «Phys. Rev.», 1952, т. 88, № 1, p. 101; 8) Л и а н д а у Л. Д., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 2, с. 405; 9) Л и Ц з у н Д а о, Я н г Ч ж е н ь - Н и н, в кн.: Новые свойства симметрии элементарных частиц. Сб. статей, пер. с англ., М., 1957, с. 46; 10) C h r i s t e n s o n J. H. (a. o.), «Phys. Rev. Letters», 1964, v. 13, № 4, p. 138; 11) Ш и р о к о в Ю. М., «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 3, с. 717; 12) е г о ж е, там же, 1960, т. 38, вып. 1, с. 140; 13) W i g n e r E. P., «Göttinger Nachrichten», 1932, Bd 31, S. 546; е г о ж е, Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров, [пер. с англ.], М., 1961; 14) Б а л д и н А. М., Г о л ь д а н с к и й В. И., Р о з е н т а л ь И. Л., Кинематика ядерных реакций, М., 1959, ч. 2; 15) М а р ш а к Р., С у д е р ш а н Э., Введение в физику элементарных частиц, пер. с англ., М., 1962. Ю. М. Широков.

ЧЕТНОСТЬ УРОВНЯ в квантовой механике — в случае невырожденного уровня то же, что четность образующего его единственного состояния. В случае вырожденного уровня ему принадлежат состояния, к-рые могут иметь разные четности. Напр., в нерелятивистском атоме водорода для данного уровня с главным квантовым числом $n \neq 1$ все состояния с орбитальным квантовым числом l имеют одинаковую четность $(-1)^l$. Из состояний с разными l можно образовать суперпозицию, не имеющую определенной четности.

ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК (в электротехнике и радиотехнике) — эквивалентное представление любой электрич. цепи в виде нек-рого устройства, имеющего две входные и две выходные клеммы (напр., усилители электрических сигналов, фильтры электрические, мосты измерительные и т. п.). Все Ч. можно разбить на две группы в зависимости от того, содержатся внутри устройства источники энергии, влияющие на проходящий сигнал, или нет. В первом случае Ч. наз. активным, в другом — пассивным. Пассивные Ч., в свою очередь, подразделяют на линейные, в к-рых входной и выходной сигналы связаны линейной зависимостью, и нелинейные. Понятие Ч. наиболее плодотворно по отношению к линейным пассивным системам, для к-рых развитый расчетный аппарат позволяет решать большое число практич. задач.

Основная задача теории линейных пассивных Ч. — определение связи между сигналами на входе и выходе при помощи только внешних параметров устройства, т. е. таких, к-рые могут быть определены без сведений о его внутр. устройстве. Для применяемых в электро- и радиотехнике Ч. сигналами являются токи и напряжения на входных и выходных клеммах (рис. 1). Пользуясь комплексных амплитуд методом,

связь между сигналами на входе и выходе Ч. можно записать в виде системы двух ур-ний, напр.:

$$\dot{U}_1 = \dot{A}_{1-1}\dot{U}_2 + \dot{A}_{1-2}\dot{I}_2; \quad \dot{I}_1 = \dot{A}_{2-1}\dot{U}_2 + \dot{A}_{2-2}\dot{I}_2, \quad (1)$$

где 1, — 1 — входные, а 2, — 2 — выходные клеммы, \dot{A} — комплексные ф-ции циклич. частоты ω . Очевидно, что линейная зависимость между сигналами на клеммах Ч. может быть записана различными ур-ниями в зависимости от размерности ф-ции \dot{A} , играющих роль коэфф. линейных ур-ний. Если выразить эти ф-ции через параметры, определение к-рых, во-первых, однозначно и, во-вторых, не опирается на знание внутр. устройства Ч., то основная задача теории линейных пассивных Ч. будет решена. Такими параметрами служат входное и выходное характеристическое сопротивление и постоянная передачи Ч. Четвертое соотношение между \dot{A}_{m-n} позволяет получить взаимности теорема, согласно к-рой:

$$\dot{A}_{1-1}\dot{A}_{2-2} - \dot{A}_{1-2}\dot{A}_{2-1} = 1. \quad (2)$$

Характеристич. сопротивление для любой пары клемм определяется как: $\dot{Z}_{n-n}^* = \sqrt{\dot{Z}_{n-n}^0 \dot{Z}_{n-n}^\infty}$, $n = 1, 2$,

где \dot{Z}_{n-n}^0 — сопротивление между клеммами $n-n$ при коротком замыкании др. пары (сопротивление короткого замыкания); \dot{Z}_{n-n}^∞ — при разомкнутой др. паре клемм (сопротивление холостого хода). В соответствии с определением характеристик. сопротивления можно выразить через \dot{A}_{m-n} :

$$\dot{Z}_{1-1}^* = \sqrt{\dot{A}_{1-1}\dot{A}_{1-2}/\dot{A}_{2-1}\dot{A}_{2-2}}; \quad \dot{Z}_{2-2}^* = \sqrt{\dot{A}_{2-2}\dot{A}_{1-2}/\dot{A}_{2-1}\dot{A}_{1-2}}. \quad (3)$$

Если $\dot{Z}_{1-1}^* = \dot{Z}_{2-2}^*$ (т. е. $\dot{A}_{1-1} = \dot{A}_{2-2}$), то Ч. наз. симметричным. Характеристич. сопротивление обладает тем свойством, что при его подключении к соответствующей паре клемм входное сопротивление Ч. со стороны др. пары равно его характеристич. сопротивлению; напр. при подсоединении к клеммам 2-2 сопротивления \dot{Z}_{2-2}^* входное сопротивление для клемм 1-1 равно \dot{Z}_{1-1}^* .

Постоянная передачи Ч. g определяется как логарифм отношения фиктивной мощности на входе Ч. к фиктивной мощности на его выходе при подключении к выходным клеммам его характеристич. сопротивления (рис. 2):

$$g = 1/2 \ln(U_1 I_1 / U_2 I_2) = \ln(\dot{U}_1 / \dot{U}_2) \sqrt{\dot{Z}_{2-2}^* / \dot{Z}_{1-1}^*}.$$

Учитывая (1) и (2), получим:

$$g = \ln(\sqrt{\dot{A}_{1-1}\dot{A}_{2-2}} + \sqrt{\dot{A}_{1-2}\dot{A}_{2-1}}). \quad (4)$$

Оказывается, что для пассивных линейных Ч. g не зависит от того, какую пару клемм считать входной; нужно только, чтобы к выходной паре было подключено соответствующее характеристич. сопротивление.

Т. о., для определения 4 ф-ций \dot{A}_{m-n} , с помощью к-рых можно описать зависимость между входным и выходным сигналами в Ч., имеется четыре соотношения (2), (3) и (4), одно из к-рых универсально, а 3 других могут быть определены независимо от знания внутр. структуры Ч. В результате имеем:

$$\dot{A}_{1-1} = \sqrt{\dot{Z}_{1-1}^* / \dot{Z}_{2-2}^*} \operatorname{ch} g, \quad \dot{A}_{1-2} = \sqrt{\dot{Z}_{1-1}^* \dot{Z}_{2-2}^*} \operatorname{sh} g, \\ \dot{A}_{2-1} = \operatorname{sh} g / \sqrt{\dot{Z}_{1-1}^* \dot{Z}_{2-2}^*}, \quad \dot{A}_{2-2} = \sqrt{\dot{Z}_{2-2}^* / \dot{Z}_{1-1}^*} \operatorname{ch} g.$$

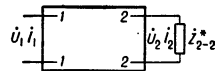


Рис. 1.

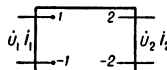


Рис. 2.

Параметры \dot{Z}_{1-1}^* , \dot{Z}_{2-2}^* и g могут быть измерены экспериментально и аппроксимированы подходящими функциями. После этого можно построить эквивалентную схему Ч. (напр., рис. 3), что позволяет количественно исследовать процессы в электрич. цепях, содержащих Ч., внутр. строение к-рых неизвестно.

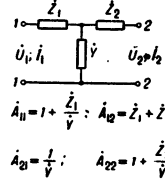


Рис. 3.

Для описания свойств симметричного Ч. достаточно только двух внешних параметров Z^* и g :

$$\begin{aligned} \dot{A}_{1-1} &= \dot{A}_{2-2} = \text{ch } g, \\ \dot{A}_{1-2} &= Z^* \text{ sh } g, \\ \dot{A}_{2-1} &= \frac{1}{Z^*} \text{ sh } g. \end{aligned}$$

В этом случае, в соотв. со схемой рис. 2, функция g определяет коэффициент передачи сигнала (по току или напряжению) Ч.:

$$k = \exp(-g) = \exp(-\text{Re } g - i \text{Im } g),$$

где $|k| = \exp(-\text{Re } g)$ — частотная характеристика, а $\text{Im } g$ — фазовая характеристика данной системы передачи сигналов.

Лит. см. при ст. Многополюсник. Ю. М. Азыян. ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК акустический — частный случай четырехполюсника электроакустического. Акустич. Ч. — любой электроакустич. излучатель или приемник, магнитострикционный преобразователь, пьезоэлектрический преобразователь и т. п.

ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИК ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ — представление электроакустического преобразователя (см. также Электроакустические преобразователи) в виде некрого закрытого устройства, имеющего с одной стороны две клеммы для подведения (или снятия) электрич. напряжения, а с другой стороны — механич. систему (напр., колеблющийся стержень, вращающаяся ось и др.) (рис. 1, а). Метод электроакустич. аналогий (см. Электроакустические и электроакустические аналогии) дает возможность представить электроакустич. преобразователь в виде электрич. четырехполюсника. Состояние пассивного Ч. э. характеризуется четырьмя переменными, напр. током i и напряжением U на электрич. стороне, скоростью v и силой F на механической (рис. 1, б) (могут быть выбраны и др. величины: напряжение и электрич. заряд — смещение и сила и т. д.). Ур-ния, связывающие переменные линейного Ч. э., могут быть представлены в форме:

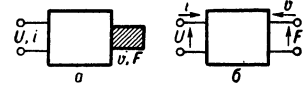


Рис. 1.

системами ур-ний (1) и (2) можно сопоставить схемы — Ч. э. (между клеммами 1,2—3,4 рис. 2), различающиеся по виду электрич. стороны. Коэфф. ур-ний (1), (2) и, соответственно, параметры схем имеют следующий физич. смысл; Z_0 — собственное электрич. сопротивление заторможенного преобразователя $Z_0 = (U/i)_{v=0}$; Z'_m и Z''_m — собственные механич. сопротивления соответственно с разомкнутой и замкнутой накоротко электрич. стороной: $Z'_m = (F/v)_{i=0}$, $Z''_m = (F/v)_{U=0}$; m и n — коэфф. преобразования (электроакустич. трансформации), определяемые в режимах холостого хода или короткого замыкания электрич. или механич. сторон $m = (U/v)_{i=0} = (F/i)_{v=0}$, $n = (F/U)_{v=0} = (i/v)_{U=0}$. Величины, входящие в уравнения (1) и (2), вообще говоря, комплексные. Систе-

мой (1) целесообразно пользоваться при рассмотрении свойств преобразователей, электроакустич. связь в к-рых обусловлена магнито-механич. эффектами (напр., динамомашинна, магнитострикционный преобразователь); систему (2) — когда преобразование связано с силами, обусловленными электрич. полем (напр., электростатич. генератор, пьезоэлектрический преобразователь). При этом m и n — вещественны и частотнонезависимы. Так, для электроакустич. преобразователя $m = B \cdot l$, где B — индукция магн. поля, в к-ром перемещается проводник с током длиной l ; для радиально колеблющегося пьезоэлектрич. кольца $n = 2\pi h c_{ik} d_{ik}$, где h — высота кольца, c_{ik} — упругая постоянная, d_{ik} — пьезоэлектрич. модуль.

Схема рис. 2, а представляет преобразователь-двигатель (электродвигатель, электроакустич. излуча-

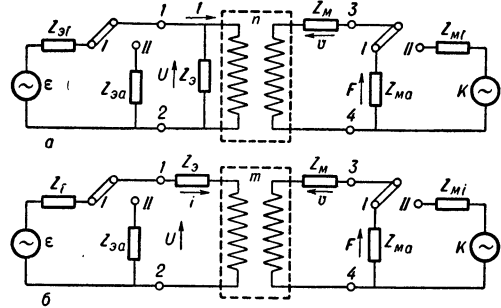


Рис. 2.

тель), к-рый питается от генератора с эдс ϵ и внутренним сопротивлением Z_{0i} и работает на нагрузку с входным сопротивлением Z_{Ma} (положение I переключателей); схема рис. 2, б — преобразователь-генератор (электрич. генератор, электроакустич. приемник), приводимый в движение силой K , к-рая действует через механич. систему с сопротивлением Z_{Mi} и работающий на электрич. нагрузку Z_{0a} (положение II переключателей).

Важные характеристики Ч. э.: чувствительность, определяемая, как отношение величины сигнала на выходе к сигналу на входе (напр., v/i , U/F) и кпд, равный отношению активной мощности в нагрузке к потребляемой мощности.

Метод Ч. э. особенно эффективен при рассмотрении преобразователей с сосредоточенными параметрами. В случае систем с распределенными параметрами, применение его возможно лишь после введения нек-рых эквивалентных параметров, с помощью к-рых преобразователь формально сводится к системе с сосредоточенными параметрами (см. также Электроакустические преобразователи).

Электроакустич. преобразователи с 3 и более сторонами (напр., несимметричный магнитострикционный стержневой преобразователь, имеющий одну электрическую и две механич. стороны) можно рассматривать на основе общей теории многополюсников, частный случай к-рой — теория четырехполюсника.

Лит.: 1) Фурдуй В. В., Электроакустика, М. — Л., 1948; 2) Харкевич А. А., Теория преобразователей, М. — Л., 1949. Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ЧИСЛА ЗАПОЛНЕНИЯ (в квантовой механике и статистике) — величины, характеризующие систему многих тел или полей и выражающие среднее число частиц, находящихся в каждом из состояний некоторого выбранного базиса состояний. Ч. з. n , термодинамически равновесной системы ферми- (знак +) или бозе- (знак -) частиц даются функцией

$$n_s = \left[\exp \left(\frac{\epsilon_s - \mu}{kT} \right) \pm 1 \right]^{-1},$$

где ϵ_ν — энергия ν -го состояния, μ — хим. потенциал, kT — темп-ра (в энергетич. единицах). При $T = 0$ для ферми-систем с заполненными оболочками $n_\nu = 1$ при $\epsilon_\nu < \mu$, $n_\nu = 0$ при $\epsilon_\nu > \mu$, а бозе-частицы «конденсируются» на низшем энергетич. уровне. Ч. з. имеют указанный прямой смысл лишь для идеального газа или в случае применимости приближения Хартри — Фока (см. *Хартри — Фока метод*). Для систем с сильным взаимодействием при выполнении нек-рых условий можно говорить о Ч. з. квазичастиц; эти Ч. з. получаются из приведенных соотношений подстановкой эффективных выражений для ϵ_ν и μ . Понятие о Ч. з. лежит в основе метода вторичного квантования, на к-ром базируются *квантовая теория поля* и современная *квантовая теория многих тел*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теор. физика, т. 5).

Д. А. Куржениц.

ЧИСТОЕ ВЕЩЕСТВО — элементы или соединения, их растворы, сплавы, смеси и т. п., характеризующиеся содержанием примесей ниже определенного предела. Этот предел определяется свойствами, получением или использованием веществ и, как правило, составляет доли % и менее.

Интерес к Ч. в. обусловлен, в первую очередь, потребностями современной науки и техники в материалах с особыми механич., электр. полупроводниковыми, оптич. и др. физ.-хим. свойствами, к-рыми обладают многие Ч. в. Напр., благодаря глубокой очистке удалось получить пластичные и поддающиеся деформации без разрушений Ti, Zr,

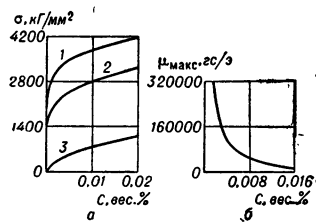


Рис. 1. Влияние содержания примесей на нек-рые свойства Fe: а — зависимость предела текучести σ от концентрации C углерода и азота при темп-рах -196°C (1), -126°C (2) и $+18^\circ\text{C}$ (3); б — зависимость макс. магнитной проницаемости $\mu_{\text{макс}}$ от концентрации углерода.

V, Ni, Cr. Особенно вредными для механич. свойств этих металлов оказались ничтожно малые количества примесей газов O_2 , N_2 , H_2 . Глубокая очистка значительно повысила также хим. и коррозионную стойкость этих металлов.

Примеры существенного влияния примесей на свойства Fe и Al приведены на рис. 1 и 2.

Особенно возросли требования к чистоте технич. материалов с развитием атомной энергетики и полупроводни-

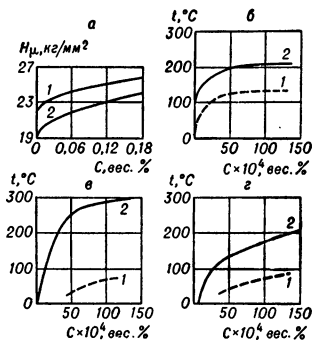


Рис. 2. Влияние содержания примесей на нек-рые свойства Al: а — зависимость микротвердости (H_μ), определенной вдавливанием ромбической (1) и квадратной (2) алмазных пирамидок, от концентрации C примесей Cu, Fe, Si и Mg; б — зависимость темп-ры t начала (1) и конца (2) рекристаллизации от концентрации C примеси Cu, а — то же для примеси Fe, а — то же для примеси Si.

ковой электро- и радиотехники. Присутствие минимальных концентраций примесей может вызвать, напр., прекращение деления ядер и остановку ядерного реактора (см. *Отравление реактора*). Атомная техника потребовала производства урана, свободного от V, Zr, свободного от Hf, т. е. от примесей элементов с большим сечением захвата нейтронов. Потребовались также в чистом виде Th, Be, Li, B, Cd

и Bi (см. *Ядерные реакторы*). В полупроводниковых материалах ничтожные следы посторонних примесей меняют величину и тип проводимости, а в отдельных случаях вообще лишают материал его полупроводниковых свойств. Полупроводниковые свойства Ge и Si — важнейших материалов современной радиоэлектроники — были установлены только после получения их в очень чистом виде.

В химии и металлургии вещества по степени очистки подразделяют обычно на четыре класса (марки): 1) чистое («ч.» — с содержанием примесей от $2 \cdot 10^{-5}$ до 1%; 2) чистое для анализа («ч. д. а.», $1 \cdot 10^{-5}$ — 0,4% примесей); 3) химически чистое («х. ч.», $5 \cdot 10^{-6}$ — 0,05% примесей); 4) особо чистое, или спектрально чистое («о. ч.», или «с. ч.»; меньше 10^{-4} % примесей).

Полупроводниковые материалы по чистоте разделяют на классы A, B и C. Для веществ класса A возможно прямое хим. определение содержания основного вещества и хим. определение содержания примесей. Определение примесей у веществ класса B требует применения физ.-хим. и спектральных методов, прямое определение содержания основного вещества существующими методами пока невозможно. Класс C — это сверхчистые вещества, определение содержания примесей у к-рых требует применения спец. физ. методов (радиоактивационный анализ, метод радиоактивных изотопов, электр. измерения). Цифра, к-рую ставят после буквы, обозначающей класс, напр. B3, обозначает количество девяток после запятой в числе, характеризующем процентное содержание основного вещества (в данном случае — 99,999% основного вещества и 0,001% примесей). Единицами измерения концентрации хим. примесей, кроме %, служат также ‰ (1 часть на тысячу, т. е. 10^{-3}), ppm (part per million, 10^{-6}), g/t (10^{-6}); ppb или ppM [part per billion (milliard), 10^{-9}].

Для характеристики совершенства структуры монокристаллов часто применяют термин «физ. чистота». Отсутствие структурных дефектов (физ. чистота) во многих случаях сказывается на свойствах веществ аналогично отсутствию посторонних атомов (хим. чистота). Искажения кристаллич. решетки веществ, как правило, связаны с присутствием инородных включений и примесей, а примеси чаще всего концентрируются в структурно-дефектных участках решетки. Наряду с хим. и физ. чистотой рассматривают также изотопическую чистоту — содержание в хим. чистом веществе изотопов одного вида.

Получение особо Ч. в. — чрезвычайно сложная технологич. задача, решенная пока для немногих веществ. Наиболее широко для очистки веществ применяют реакции восстановления из соединений, образование летучих соединений с последующим их разложением, промывку, избирательное растворение, вакуумную плавку и др. Эффективными оказались: электрохим. методы, сорбция, хроматография и ионный обмен. Высокой степени очистки удается достичь экстрагированием, дистилляцией и ректификацией, а также кристаллизационными методами, среди к-рых особое место занимают нормальная направленная кристаллизация (по Бриджмену), вытягивание из расплава (по Чохральскому) и зонная плавка, позволяющие получать вещества в виде монокристаллов с совершенной структурой. Перспективно комплексное применение различных методов очистки.

Проверку чистоты вещества можно осуществить по его хим. составу или по его физ. свойствам. Чаще всего параллельно применяются оба способа, т. к. их результаты дополняют и уточняют друг друга.

Из хим. методов определения следов примесей широко применяются колориметрич. методы, особенно

спектрофотометрия. Из электрохимич. методов анализа наиболее пригодны полярографический (см. *Полярография*) и кулонометрический. Распространение получают т. наз. кинетич. методы, основанные на каталитич. эффекте, свойственном многим элементам в области малых концентраций. Широко применяются и очень перспективные физ. методы, основанные на поглощении или рассеянии электромагнитных волн (γ -лучи, ультрафиолетовый, видимый и инфракрасный свет, радиоволны), на поглощении или рассеянии элементарных частиц (нейтроны, электроны), на активации веществ (см. *Радиоактивность, Люминесценция*) и т. д. Среди них особо следует отметить методы: масс-спектральный, радиоактивационный, эмиссионной спектрографии, пламенной фотометрии, остаточного электросопротивления и др. Важное место в определении малых концентраций принадлежит методу изотопного разбавления.

Макс. чувствительность различных методов анализа следов примесей (по И. П. Алимарину [5]) приведена в табл.

Чувствительность, $г/мл$	Метод	Примесь
10^{-6} — 10^{-8}	Масс-спектральный	Pb, Cs
10^{-5} — 10^{-7}	Радиоактивационный	Dy, Eu
10^{-3} — 10^{-5}	Кинетический	Co, Ru
10^{-3} — 10^{-5}	Люминесцентный	Ga, Al
10^{-3} — 10^{-4}	Изотопного разбавления	Cu, Hg
10^{-3} — 10^{-4}	Пламенной фотометрии	Na, Li
10^{-2} — 10^{-3}	Спектральный	Na, Li
10^{-2} — 10^{-3}	Полярографический	Cd
10^{-2} — 10^{-3}	Спектрофотометрический	Th, Zr

Для снижения границы определяемой минимальной концентрации и повышения точности анализа в аналитич. практике широко применяется ряд методов предварительного концентрирования примесей: соосаждение, испарение и сублимация в вакууме, фракционная дистилляция, жидкостная экстракция, зонная плавка, ионный обмен, электролиз, электродиализ и др.

Поскольку принципиально невозможно полностью исключить взаимодействия Ч. в. с окружающими его др. веществами, важнейшей проблемой является сохранение Ч. в. Для этой цели применяют герметичные контейнеры из химически малоактивных веществ: кварца, полиэтилена или тефлона. Спец. меры применяются для борьбы с пылью и устранения др. возможных источников загрязнения.

Лит.: 1) Алимарин И. П., Яковлев Ю. В., Современное состояние методов определения примесей в полупроводниковых материалах, «Заводск. лаборатория», 1960, т. 28, № 8, с. 915—21; 2) Методы определения и анализа редких элементов, М., 1961; 3) Гарбер Р. И., Гиндин И. А., Физические свойства металлов повышенной чистоты, «УФН», 1961, т. 74, вып. 1, с. 31—60; 4) Недлер В. В., Аракельян Н. А., «Заводск. лаборатория», 1962, № 6, с. 672—74; 5) Алимарин И. П., Успехи и проблемы определения следов примесей в чистых веществах, «Ж. аналит. химии», 1963, т. 18, вып. 12, с. 1412—25; 6) Физические и химические свойства металлов высокой чистоты. Труды международного коллоквиума. Париж, 12—14 окт. 1959, пер. с франц., под ред. А. И. Веллева и В. Н. Вигдоровича, М., 1964; 7) Металлы сверхвысокой чистоты, пер. с англ., М., 1965.

В. Н. Вигдорович.

ЧИСТОЕ СОСТОЯНИЕ — состояние квантовомеханич. системы, к-рое можно описать волновой ф-цией или суперпозицией волновых ф-ций. Ч. с. часто наз. просто квантовомеханич. состоянием; это одно из основных понятий *квантовой механики*. Ч. с. соответствует полной, максимально возможной информации о квантовомеханич. системе. Состояния, к-рые нельзя описать волновой ф-цией и к-рые не соответствуют максимально возможной информации о системе, наз. *смесью состояний*; для их описания служит *матрица плотности*, или статистич. оператор.

Среднее значение любой физ. величины A в Ч. с., к-рое описывается волновой ф-цией $\psi(q)$, равно

$$\bar{A} = \int \psi^*(q) A \psi(q) dq,$$

где q — совокупность координат или др. одновременно измеримых величин, характеризующих квантовую систему; A — линейный эрмитов оператор, собств. значения к-рого соответствуют возможным наблюдаемым значениям физ. величины; ψ нормирована на единицу.

Д. Н. Зубарев.

ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ [датчики (Д)] в системе автоматического контроля и регулирования — преобразователи контролируемой или регулируемой величины в выходной сигнал, удобный для дистанционной передачи и дальнейшей обработки. Выходные сигналы различаются: по роду энергии — электрические и пневматические (реже гидравлические); по характеру модуляции потока энергии — амплитудные (напряжение, ток, давление газа и др.), время-импульсные, частотные, фазовые и дискретные (цифровые). Многие Д. имеют на выходе изменяющиеся сопротивление, индуктивность или емкость и рассчитаны на выдачу выходных сигналов не непосредственно, а только после добавления к ним той или иной измерит. схемы, к-рую обычно располагают во вторичном приборе. В этом случае говорят не о выходном сигнале, а о выходном параметре (сопротивлении, емкости, индуктивности).

Основные характеристики Д.: а) вид функциональной зависимости между изменениями входной x и выходной y величин, $y = f(x)$ (предпочтительна линейная зависимость, $y = Sx$); б) чувствительность $S = \Delta y / \Delta x$; в) порог чувствительности — наименьшее изменение входной величины, вызывающее изменение выходного сигнала; г) основная погрешность преобразования — макс. разность между получаемым значением выходного сигнала и его номинальным значением, соответствующим данному значению измеряемой величины при нормальных внешних условиях (выражается обычно в процентах от разности предельных значений выходного сигнала); д) дополнит. погрешность — погрешность, вызываемая отклонением внешних условий за пределы нормальных значений [тем-ра окружающей среды (20 ± 5) °С, атм. давление (760 ± 20) мм рт. ст., относит. влажность (60 ± 20) %]; е) в динамич. отношении Д. представляют собой в большинстве случаев инерционные звенья (термопары, *термометры сопротивления*) или колебательные звенья (Д. с упругими воспринимающими элементами). Датчики, включающие длинные неэлектрич. линии связи (манометрич. термометры, газоанализаторы), имеют также чистое запаздывание.

По структуре Д. состоят из одного или неск. соединенных в единую систему элементарных преобразователей. Важнейший из них — первый преобразователь, воспринимающий контролируемую величину (воспринимающий орган Д., или собственно чувствит. элемент). В простейшем случае выходная величина выбранного чувствит. элемента и его характеристика совпадают с требуемой выходной величиной и характеристикой Д.; при этом Д. состоит из одного преобразователя. К таким простейшим Д. относятся, напр., термопара, термометр сопротивления, *тензодатчик* и др. Сложные Д. строятся по различным структурным схемам (см. *Преобразователи*).

Лит.: 1) Агейкин Д. И., Костина Е. Н., Кузнецова Н. Н., Датчики систем автоматического контроля и регулирования, М., 1965; 2) Сотсков Б. С., Элементы автоматической и телемеханической аппаратуры, М. — Л., 1950; 3) Турчин А. М., Электрические измерения неэлектрич. величин, 3 изд., М. — Л., 1959. *Д. И. Агейкин.*

III

ШАРОВЫЕ ВЕКТОРЫ (векторные шаровые функции) — собственные функции оператора полного момента количества движения для системы с единичным спином.

Полный момент J такой системы складывается из орбитального момента l и спина s , $J = l + s$. Здесь $l = [rp]$ — оператор, действующий на пространств. переменные волновой ф-ции Ψ (r — оператор координаты, p — оператор импульса), s — оператор, действующий на дискретные спиновые индексы μ ($\mu = 1, 0, -1$):

$$s_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad s_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad s_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Собств. ф-ции орбит. момента, удовлетворяющие ур-ниям $l^2 \Psi = l(l+1)\Psi$ и $l_z \Psi = m\Psi$, являются сферическими функциями

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = [(2l+1)(l-m)!/4\pi(l+m)!]^{1/2} P_l^m(\cos \theta) \exp(im\varphi)$$

(P_l^m — присоединенные ф-ции Лежандра, $m = l, l-1, \dots, -l$).

Совокупность Y_{lm} с заданным l преобразуется по неприводимому представлению трехмерной группы вращений. Спиновые функции $\chi_{1\mu}$, удовлетворяющие ур-ниям $s^2 \chi_{1\mu} = 2\chi_{1\mu}$ и $s_z \chi_{1\mu} = \mu \chi_{1\mu}$, имеют вид столбцов

$$\chi_{11} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_{10} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_{1-1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

и также преобразуются по неприводимому представлению группы вращений. Ш. в. \tilde{Y}_{JMl} , удовлетворяющие ур-ниям

$$J^2 \tilde{Y}_{JMl} = J(J+1) \tilde{Y}_{JMl}, \quad J_z \tilde{Y}_{JMl} = M \tilde{Y}_{JMl}$$

получаются в результате разложения прямого произведения этих двух представлений на неприводимые, что дает

$$\tilde{Y}_{JMl} = \sum_{m+\mu=M} C_{lm1\mu}^{JM} Y_{lm} \chi_{1\mu}.$$

Здесь $C_{lm1\mu}^{JM}$ — Клебша — Гордана коэффициенты ($C_{lm1\mu}^{JM} \neq 0$ только при $l = J+1, J, J-1$). Т. о., для данных J и M существуют 3 независимых состояния системы соответственно с $l = J+1, l = J$ и $l = J-1$. Исключением является фотон, для которого Лоренца условие $\partial A^\alpha / \partial x^\alpha = 0$ (A — вектор-потенциал электромагнитного поля) выделяет только 2 физических поперечных состояния:

$$\tilde{Y}_{JM}^{(1)} = \sqrt{\frac{1}{2J+1}} \tilde{Y}_{J,M,J+1} + \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \tilde{Y}_{J,M,J-1},$$

$$\tilde{Y}_{JM}^{(2)} = \tilde{Y}_{JMl}.$$

Необходимость введения Ш. в. связана с тем, что в общем случае именно полный момент системы, а не его спиновая или орбитальная часть является сохраняющейся величиной. Кроме того, состояние с фиксированным l может иногда оказаться физически бессмысленным (напр., для фотона оно не удовлетворяет условию поперечности).

Таблицу $C_{lm1\mu}^{JM}$ (а также $C_{lm1/2\mu}^{JM}$) см. в ст. Клебша — Гордана коэффициенты.

Лит.: 1) А х и з е р А. И., Берестецкий В. Б., Книжковая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 2) В и г н е р Е., Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров, [пер. с англ.], М., 1961.

О. И. Завьялов.

ШАРОВЫЕ СПИНОРЫ (спиновые шаровые функции) — собственные функции оператора полного момента количества движения для систем со спином $1/2$.

Если $\chi_{1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\chi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ — спиновые функции системы, а $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ — шаровые функции, то Ш. с. \tilde{Y}_{JMl} (J и M — полуцелые числа, $-J \leq M \leq J$) равен

$$\tilde{Y}_{JMl} = \sum_{m+\mu=M} C_{lm1/2\mu}^{JM} Y_{lm} \chi_{\mu},$$

где $C_{lm1/2\mu}^{JM}$ — Клебша — Гордана коэффициенты. Ш. с. удовлетворяет ур-ниям

$$J^2 \tilde{Y}_{JMl} = J(J+1) \tilde{Y}_{JMl}, \quad J_z \tilde{Y}_{JMl} = M \tilde{Y}_{JMl}.$$

Здесь J — оператор полного момента системы, т. е. $J = l + s$, l — оператор орбитального момента, s — оператор спина (подробнее см. Шаровые векторы).

Лит. см. при ст. Шаровые векторы. О. И. Завьялов.

ШАРОВЫЕ ФУНКЦИИ — однородные функции u_n степени n от прямоугольных координат x, y, z ,

удовлетворяющие ур-нию Лапласа: $\frac{\partial^2 u_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_n}{\partial y^2} +$

$+\frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} = 0$. Существует $2n+1$ линейно независимых однородных многочленов от x, y, z целой положительной степени n , являющихся Ш. ф.; их линейная комбинация представляет общий вид такого многочлена степени n .

Так, напр.,

$$u_0 = a, \quad u_1 = ax + by + cz, \\ u_2 = a(x^2 - z^2) + b(y^2 - z^2) + cxy + dyz + ezx$$

(a, b, c, d, e — произвольные постоянные) представляют общий вид однородных многочленов степеней 0, 1, 2, являющихся Ш. ф. Если вместо прямоугольных координат x, y, z ввести сферич. координаты r, θ, φ , то Ш. ф. выражаются через сферические функции $Y_n(\theta, \varphi)$ по ф-ле $u_n = r^n Y_n(\theta, \varphi)$. Каждой Ш. ф. u_n степени n соответствует Ш. ф. $r^{-2n-1} u_n$ степени $-n-1$.

Ш. ф. применяются при нахождении общего решения уравнения Лапласа и при решении задач математич. физики для областей, огранич. сферич. поверхностями.

Лит. см. при ст. Сферические функции.

ШЕННОНА ТЕОРЕМА — одна из основных теорем теории информации. Ш. т. касается передачи сигналов по каналам связи при наличии помех, приводящих к искажениям в процессе передачи.

Пусть надлежит передать последовательность символов, появляющихся с определенными вероятностями, причем имеется нек-рая вероятность того, что передаваемый символ в процессе передачи будет искажен, т. е. будет воспринят как какой-то другой символ. Простейший способ, позволяющий надежно восстановить передаваемую последовательность по получаемой, состоит в том, чтобы каждый передаваемый символ повторить большое число N раз. Однако это приведет к уменьшению скорости передачи в N раз, т. е. сделает ее близкой к нулю. Ш. т. утверждает, что можно указать такое, зависящее только от рассматриваемых вероятностей, положительное число v , что при сколь угодно малом $\epsilon > 0$ существуют способы передачи со скоростью v' ($v' < v$), сколь угодно близкой к v , дающие возможность восстанавливать исходную последовательность с вероятностью ошибки, меньшей ϵ . В то же время при скорости передачи v' , большей v , это уже невозможно. Упомянутые способы передачи используют надлежащие «помехоустойчивые» коды. Критич. скорость v определяется из соотношения $Hv = C$, где H — энтропия источника на символ, C — емкость канала в двоичных единицах (см. Единицы двоичные) в секунду. Ю. В. Прохоров.

ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ — величина, определяющая степень монохроматичности излучения атомов, молекул и других квантовых систем.

Спектр излучения атомного газа, полученный на приборе небольшой разрешающей силы, состоит из отдельных резких линий. С помощью аппаратуры большой разрешающей силы можно обнаружить, однако, что спектральные линии имеют конечную ширину. Обычно под Ш. с. л. подразумевается расстояние между точками ее контура, соответствующими интенсивности, равной $1/2$ от максимальной. Эту величину иногда называют также «полушириной» линии.

Уширение спектральных линий обусловлено рядом причин — прежде всего радиационным затуханием, присущим каждой излучающей системе. Собственные колебания излучающей системы должны быть затухающими, т. к. при излучении система теряет энергию. Но затухающее колебание не является монохроматическим, а содержит целый набор (непрерывный спектр) частот ω . Согласно квантовой теории, радиационное затухание приводит к сокращению времени жизни возбужденного состояния и, следовательно, к радиационному уширению уровней (см. *Ширина уровней*).

Распределение интенсивности в линии, уширенной вследствие радиационного затухания, описывается т. н. дисперсионной ϕ -лой:

$$I(\omega) d\omega = I \frac{\gamma}{2\pi} \frac{d\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}. \quad (1)$$

Здесь ω_0 — собственная частота излучающей системы, γ — радиационная ширина линии.

В подавляющем большинстве случаев ширины линий эмиссионных спектров во много раз превышают радиационные ширины, а контуры линий оказываются значительно более сложными, чем дисперсионные. Причины этого — эффект Доплера (см. *Доплеровское уширение спектральных линий*) и взаимодействие излучающего атома с окружающими его частицами.

При максвелловском распределении атомов по скоростям v доплеровское уширение описывается ϕ -лой

$$I(\omega) d\omega = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_D} \right)^2 \right] \frac{d\omega}{\Delta\omega_D}; \quad (2)$$

$$\Delta\omega_D = \omega_0 \frac{v_0}{c},$$

где $v_0 = \sqrt{2kT/M}$, M — масса атома, T — абс. темп-ра, k — Больцмана постоянная, c — скорость света. Ширина распределения (2) $\delta = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\omega_D$.

Уширение из-за взаимодействия с окружающими частицами нельзя описать к.-л. простой универсальной формулой, т. к. оно может быть различным в зависимости от конкретных условий и типа взаимодействующих частиц. Уширение неводородных спектральных линий при не очень больших концентрациях возмущающих частиц описывается также (1), в к-рой, однако, надо сделать замену ω_0 на $\omega_0 - \Delta$, т. к. взаимодействие приводит не только к уширению, но и к сдвигу максимума линий на величину Δ . Ширина γ максимума линии Δ из-за взаимодействия пропорциональна концентрации возмущающих частиц N :

$$\gamma = 2N \langle v\sigma' \rangle; \quad \Delta = N \langle v\sigma'' \rangle, \quad (3)$$

где σ' и σ'' — т. наз. эффективные сечения ширины и сдвига; угловые скобки означают усреднения по скоростям. Величины сечений σ' и σ'' зависят от конкретного типа взаимодействия. Как правило, γ и Δ — величины одного порядка. Возможны и такие случаи (напр., уширение резонансных линий ато-

мами того же сорта, что и излучающий), когда $\Delta = 0$. В ф-лах (1) — (3) γ и Δ даются в циклич. частотах, т. е. в единицах $2\pi\omega$.

В случае взаимодействия с нейтральными частицами уширение можно описывать ϕ -лами (1), (3) (т. наз. ударное приближение) вплоть до давлений в неск. атмосфер, т. е. вплоть до концентраций возмущающих частиц $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Уширение, создаваемое электронами, практически всегда можно описывать в ударном приближении. В случае уширения ионами ударное приближение может оказаться неприменимым уже при концентрациях ионов $\sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом линейная зависимость γ и Δ от N нарушается. Контур линии в общем случае становится асимметричным.

В оптич. области спектра радиационные ширины имеют порядок величины $\gamma_{\text{рад}} = 10^8 \text{ 2 } \pi \omega$, что соответствует $\sim 10^{-4} \text{ \AA}$. Доплеровские ширины в условиях газовых разрядов, т. е. при скоростях атомов $\sim 5 \times 10^4 - 5 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$, обычно составляют $\sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ \AA}$ для легких атомов, напр. для атомов H и He, доплеровское уширение наиболее велико. Уширение из-за взаимодействия, как правило, имеет тот же порядок величины, что и доплеровское, а часто несколько превышает его. Напр., уширение неводородоподобных спектральных линий электронами и ионами плазмы, при электронной концентрации $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, составляет несколько \AA . Водородные линии в плазме уширяются еще сильнее. Так, при $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T = 10\,000^\circ$ ширина линии H_β составляет $\sim 45 \text{ \AA}$.

Уширение вследствие ван-дер-ваальсовского взаимодействия нейтральных частиц при атмосферном давлении также оказывается $\sim 1 \text{ \AA}$.

Т. обр., основную роль почти всегда играют уширение из-за взаимодействий и доплеровское уширение. Совместное действие обеих этих причин уширения описывается сверткой

$$I(\omega) = \int I_{\text{допл}}(\omega - \omega') I_{\text{взаим}}(\omega') d\omega'. \quad (4)$$

Если в (4) в качестве $I_{\text{взаим}}$ подставить распределение (1), а в качестве $I_{\text{допл}}$ — распределение (2), то результирующий контур будет обладать след. свойствами: в области $(\omega - \omega_0) \ll \Omega$, где

$$\Omega^2 = \Delta\omega_D^2 \ln \left[2\pi^{3/2} \frac{\Delta\omega_0}{\gamma} \left(\frac{\Omega}{\Delta\omega_D} \right)^2 \right], \quad (5)$$

т. е. в центре линии, $I(\omega)$ совпадает с обычным доплеровским распределением (2). В крыле линии $(\omega - \omega_0) \gg \Omega$, $I(\omega) \simeq (\gamma/2\pi)(\omega - \omega_0)^{-2}$. Т. обр., при любом соотношении $\Delta\omega_D$ и $\gamma/2$ при достаточном удалении от центра линии доплеровское распределение сменяется дисперсионным крылом.

Явление уширения спектральных линий имеет большое практич. значение. Из доплеровского уширения можно получить сведения о распределении излучающих частиц по скоростям. Уширение из-за взаимодействия позволяет оценить концентрацию возмущающих частиц. Напр., метод измерения концентрации заряженных частиц в плазме по уширению спектральных линий является одним из наиболее точных. В ряде задач знание контуров спектральных линий необходимо для определения прозрачности газа. Кроме того, уширение спектральных линий является одним из очень немногих источников информации о взаимодействии атомов в сильновозбужденных состояниях.

Лит.: 1) С о б е л ь м а н И. И., Введение в теорию атомных спектров, М. — Л., 1963; 2) Ч е н Ш., Такео М., «УФН», 1958, т. 66, вып. 3, с. 391; 3) Ф р и ш С. Ф., Оптические спектры атомов, М. — Л., 1963, гл. VII.

И. И. Соболевман.

ШИРИНА УРОВНЕЙ — мера неопределенности энергии в состоянии квантовомеханич. системы (в атомной и ядерной физике), к-рое не является вполне стационарным. Так, электрон в кулоновском поле ядра может находиться в состояниях с определенной энергией (т. е. на уровнях) E_n . Однако благодаря взаимодействию электрона с полем излучения (в простейшем случае — из-за возможности излучить свет) энергия E_n уровня приобретает добавку ΔE_n , являющуюся, вообще говоря, комплексной величиной: $\Delta E_n = \delta E_n - i\Gamma_n/2$. Ее действит. часть δE_n наз. *сдвигом уровня*, а удвоенная мнимая, Γ_n , — Ш. у., равной с точностью до множителя (постоянной Планка \hbar) полной вероятности перехода в единицу времени из состояния n во все др. состояния с меньшей энергией, т. е. вероятности спонтанного излучения в единицу времени. Именно из-за наличия мнимой части у энергии уровня состояние не является строго стационарным, а описывается волновой ф-цией, зависящей от времени как $\exp(-iE_n't/\hbar) = \exp(-\Gamma_n t/2\hbar) \times \exp[-i(E_n + \delta E_n)t/\hbar]$. Такое состояние экспоненциально затухает, причем его среднее время жизни $\tau_n = \hbar/\Gamma_n$, так что полная вероятность излучения за единицу времени $w_n = \tau_n^{-1} = \Gamma_n/\hbar$. Это является частным проявлением *соотношения неопределенностей* для времени и энергии: если время существования системы имеет порядок Δt , то ее энергия не имеет определенного значения, причем разброс равен $\Delta E \sim \hbar/\Delta t$.

Ширина атомного уровня, так же как и сдвиг, очень мала по сравнению с энергией уровня: $\Gamma_n \sim \alpha^3 E_n$, где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Однако в др. случаях, напр. в возбужденных ядрах, вероятности переходов, обусловленных испусканием нейтронов и др. процессами, иногда столь велики, что Ш. у. становится сравнимой с расстояниями между уровнями. Если Ш. у. превосходит эти расстояния, то спектр системы уже не является дискретным, а становится непрерывным, сплошным.

Существование Ш. у. приводит к возникновению *ширины спектральных линий*.

Ш. у. определяется как спонтанным переходом системы, напр. излучением изолированного возбужденного атома — естественная Ш. у., так и внешними причинами, напр. электр. полем (штарковское уширение уровней атома), облегчающими переход системы в др. состояния.

Лит.: 1) Weisskopf V., Wigner E., «Z. Phys.», 1930, Bd 63, № 1, S. 54; 2) и х же, там же, 1930, Bd 65, № 1, S. 18; 3) Г а й т л е р В., Квантовая теория излучения, [пер. с англ.], М., 1956. В. И. Рутус.

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ АНТЕННЫ — антенны, параметры к-рых мало меняются в достаточно широкой полосе частот. Наиболее широкополосны *слабонаправленные антенны* (см. *Направленность действия антенн*). Ширина их рабочего (частотного) диапазона $\Delta\omega/\omega$ — от неск. дес. до неск. сотен %. Их широкополосность достигается применением конструкций, позволяющих обеспечить достаточно постоянное входное сопротивление, поляризационных характеристик и др. параметров в широкой полосе частот. Вследствие малых размеров излучателя (доли длины волны λ) диаграмма направленности такой антенны практически не зависит от частоты.

Основные типы слабонаправленных Ш. а.: антенны, конфигурация к-рых определяется лишь углами (угловые антенны), широкополосны, т. к. границы их частотного диапазона задаются независимо: со стороны длинных волн — максимально допустимыми габаритами, со стороны коротких волн — минимальными размерами возбуждающего устройства. Простейшая угловая антенна — биконич. вибратор, воз-

буждаемый в центре. Его входное сопротивление в пределах рабочего диапазона близко к $Z_0 = \ln \operatorname{ctg}(\theta/4)$ (θ — угол при вершине конуса). Угловые Ш. а. эллиптич. поляризации представляют собой плоские двухзаходные (логарифмич.) спирали (рис. 1, а) или конич. спиральные антенны (получающиеся проектированием плоской спирали на поверхность конуса, рис. 1, б). Первые из них — двунаправленные, вторые излучают в сторону вершины конуса, причем

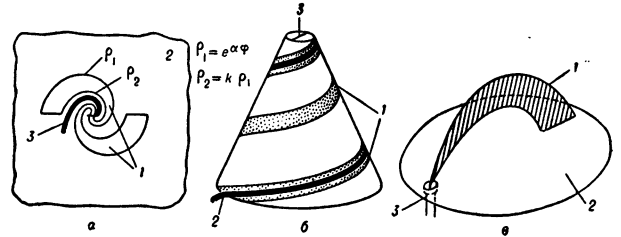


Рис. 1. Угловые антенны эллиптич. поляризации: а — двухзаходная плоская логарифмич. спираль, 1 — щель, 2 — экран, 3 — кабель, центр. проводник к-рого перемещает щель; б — двухзаходная коническая спираль, 1 — металлич. лента, 2 — возбуждающий кабель, 3 — центральный проводник кабеля; в — серповидный вибратор, 1 — вибратор, 2 — экран, 3 — кабель.

изменение частоты приводит лишь к повороту диаграммы направленности вокруг ее оси. Такие Ш. а. существуют как в щелевом (см. *Щелевые антенны*), так и в вибраторном вариантах (напр., *серповидный вибратор*, рис. 1, в).

В двухзаходных плоских арифметич. (архимедовых) спиралях (двунаправленные антенны эллиптич. поляризации) наиболее интенсивно излучают витки с длиной, близкой к целому числу длин волн λ (рис. 2). С изменением ω область излучения перемещается, сохраняя свои размеры в долях λ , благодаря чему характеристики излучения антенны постоянны в широкой полосе частот. При противофазном возбуждении (излучает виток длиной λ), 2 — синфазное возбуждение плеч спирали первый излучающий виток

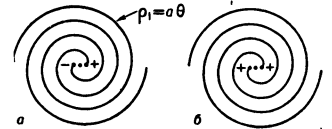


Рис. 2. Двухзаходная арифметич. спираль: а — противофазное возбуждение (излучает виток длиной λ), 2 — синфазное возбуждение плеч спирали первый излучающий виток

имеет периметр, равный λ ; ему соответствует осенаправленное излучение. При синфазном возбуждении первый излучающий виток (периметр 2λ) создает диаграмму направленности с провалом по оси (др. излучающие витки малоэффективны).

Логарифмически периодические (логопериодические) антенны в простейшем случае представляют собой решетки подобных элементов (или им эквивалентны). Если резонансная частота первого элемента равна f_1 , то для n -го элемента $f_n = \tau^n f_1$ (τ — коэфф. подобия). Свойства антенны меняются периодически со логарифмом частоты, повторяясь на частотах f_1, f_2, \dots, f_N ; и если они мало меняются в пределах одного частотного периода, то антенна с N элементами будет работать во всей полосе частот от f_1 до $f_N = \tau^N f_1$.

Достаточно широкополосны различные виды вибраторов (цилиндрические, ленточные и т. п.), а также однозаходные цилиндрические и конические спиральные антенны с эллиптической поляризацией, имеющие полосу шириной до 50—100%.

Широкополосные слабонаправленные антенны применяются как антенны телевизионных и связанных радиостанций, а также как облучатели остронаправлен-

ных антенн, если необходимо расширить полосу последних.

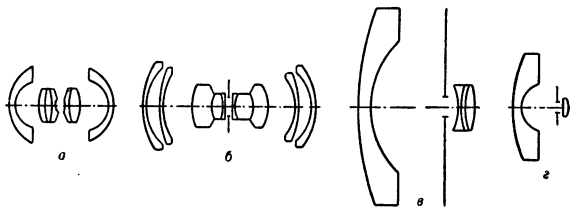
Остронаправленные антенны, как правило, менее широкополосны из-за частотного «качания луча» (зависимость направления луча от частоты), зависимости ширины диаграммы от размеров антенны (в долях λ), трудности обеспечения фазировки излучателей решетки в заданной полосе частот и т. п. В таких антеннах полоса шириной $\sim 10\text{--}20\%$ считается вполне удовлетворительной и лишь в спец. случаях (см. *Радиоастрономия*) требуются более Ш. а. Среди остронаправленных антенн наиболее широкополосны *рупорные антенны, зеркальные антенны*, а также антенные решетки с параллельным возбуждением. У этих антенн отсутствует эффект частотного качания, а изменение ширины диаграммы с частотой можно уменьшить конструктивными приемами (напр., перфорацией стенок рупора и поверхности зеркала, подбором облучателя).

Нерезонансные антенные решетки (т. е. линейные решетки последовательно возбуждаемых излучателей, размещаемых на расстояниях, не равных $n\lambda/2$, λ — длина волны в фидере) довольно широкополосны по входному сопротивлению.

Лит.: 1) Техника сверхвысоких частот, пер. с англ., под ред. Я. Н. Фельда, ч. 1, М., 1952, гл. 1; 2) Антенны эллиптической поляризации. Теория и практика. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. И. Шпунтова, М., 1961; 3) Сверхширокополосные антенны, Сб. статей, пер. с англ., под ред. Л. С. Бененсона, М., 1964. Л. С. Бененсон.

ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ ОБЪЕКТИВ — фотографический объектив с полем зрения свыше 90° . Исправление аберраций Ш. о., обеспечивающее достаточно высокую разрешающую способность по всему полю зрения, встречает большие трудности и приводит к усложнению конструкции. Особенно трудно исправлять *дисторсию*, кривизну поверхности изображения, *астигматизм* (см. *Аберрации оптических систем*). Падение освещенности к краю поля зрения Ш. о. $\sim \cos^4 w$ ($2w$ — угол поля зрения объектива), выравнивается спец. фильтрами.

Ш. о. можно разделить на 2 группы: 1) Ортоскопич. Ш. о. для топографич. аэросъемок и др. фотографич. работ имеют дисторсию по всему полю зрения, не превышающую неск. ммк (Ш. о. Руссар и Авиогон — см. рис.). В этих Ш. о. падение освещенности $\sim \cos^5 w$.



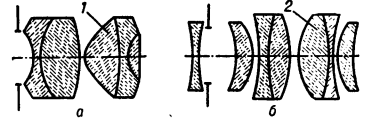
Конструкции широкоугольных объективов типа: а — Руссар 29 (относит. отверстие 1 : 6,8; $2w = 122^\circ$); б — Авиогон (1 : 5,6; 120°); в — Гиля (1 : 2,2; 180°); г — Гавличика (1 : 10; 180°).

2) Дисторзирующие Ш. о. имеют поле зрения 180° и выше (Ш. о. Гиля и Гавличика — см. рис.) и применяются в различных регистрирующих фотокамерах. Дисторсия этих объективов не исправляется; в некоторых дисторзирующих Ш. о. дисторсия может быть компенсирована при печатании снимков спец. объективами. В нек-рых конструкциях Ш. о. применяются линзы с несферич. поверхностями.

Лит.: 1) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, т. 2, 2 изд., М., 1952; 2) Руссар и Авиогон в М. М., Фотограмметрическая оптика, М., 1962. К. С. Андронников.

ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ ОКУЛЯР — окуляр, поле зрения к-рого превышает $65\text{--}70^\circ$. Применяется гл. обр. в различных *телескопических системах*. Увеличивая поле зрения, приходится усложнять конст-

рукцию Ш. о., т. к. возрастают трудности исправления *дисторсии*, *хроматизма*, *увеличения* и *астигматизма*. Обычно в Ш. о. требуется большое удаление выходного зрачка, что также приводит к доп. усложнению его конструкции. В Ш. о. иногда применяются несферич. поверхности линз (чаще параболоидальные), что позволяет уменьшить количество линз окуляра и получить Ш. о. с полем зрения $\sim 90^\circ$ (рис.).



Широкоугольный окуляр: а — с сферич. поверхностью высокого порядка 1, б — с параболоидальной поверхностью 2.

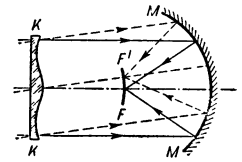
Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 2, 2 изд., М., 1952, § 269. К. С. Андронников.

ШИРОТА ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ — логарифм отношения количества освещения, отвечающих концу и началу прямолинейного участка характеристик. кривой (см. *Сенситометрия*) фотографич. материала; один из важнейших численных параметров последнего. Ее величина определяется степенью разнообразия эмульсионных микрокристаллов (см. *Эмульсия фотографическая*) по светочувствительности; чем это разнообразие больше, тем больше и Ш. ф. Так, у умеренно контрастных негативных фотопленок общего назначения и кинопленок она может достигать 2,5—3,0, а у высококонтрастных позитивных кинопленок она не превышает обычно 1,0. Во всех областях фотографич. изображения, где окончательное фотографич. изображение получается в результате многократного повторения фотографич. процесса (напр., в профессиональной кинематографии), использование на всех стадиях только прямолинейных участков характеристик кривых позволяет, при соблюдении определенных требований к коэфф. контрастности, обеспечить минимальные искажения соотношения яркости на окончательном снимке сравнительно с объектом съемки. В фотографич. *фотометрии* использование прямолинейных участков характеристик кривых позволяет с наибольшей возможной точностью определять количества световой энергии.

Чем выше Ф. ш. негативного материала, тем, при прочих равных условиях, большим будет разнообразие условий фото- или киносъемки, при к-рых могут быть получены равные по качеству окончательные позитивные изображения.

ШИРОТЫЙ ЭФФЕКТ — изменение интенсивности космич. лучей с широтой вследствие отклоняющего действия магн. поля Земли. Подробнее см. *Космические лучи*.

ШМИДТА КАМЕРА — зеркально-линзовый телескоп с сферич. зеркалом и расположенной в его центре кривизны — коррекционной пластиной, поверхность к-рой описывается ур-нием: $y = \frac{(x^4 - ax^2)DA^2}{512(n-1)} + K$, где а — свободный параметр, D — диаметр пластины, А — относительное отверстие, n — показатель преломления материала пластины, K — толщина пластины в центре. Ш. к. обладают большой светосилой и большим полем зрения: при относительном отверстии 1 : 1 камера может иметь поле до 25° , в то время как парабол. рефлектор с такой же светосилой — лишь неск. минут дуги. Коррекционная пластина, исправляя сферич. аберрацию зеркала, вносит, однако, хроматич. аберрацию, кому и астигматизм высших порядков, что оказывает заметное влияние на качество изображения при большей светосиле; таким образом, светосила Ш. к. лимитируется



остаточной хроматич. aberrацией (диаметр хроматич. кружка не должен превосходить предела разрешения фотопластинки). К недостаткам Ш. к. относится большая длина, вдвое превышающая длину парабол. рефлектора с такими же диаметром и фокусным расстоянием, а также сферичность поля изображения, радиус кривизны к-рого равен фокусному расстоянию системы. Для спрямления поля применяют плоско-выпуклую линзу Пиацци — Смита, устанавливаемую непосредственно перед фокусом. Иногда при наблюдениях изгибают фотопластинку, придавая ей форму поля изображения. При пользовании Ш. к. как камерой спектрографа, когда нужно выделить только узкую полосу спектра, фотопластинку изгибают по цилиндру. Наиболее крупные Ш. к. установлены на Таутенбергской обсерватории в ГДР ($D = 1,38 \text{ м}$, $A = 1 : 3$), на Маунт-Паломарской обсерватории в США ($D = 1,22 \text{ м}$, $A = 1 : 2,5$), и на Бюраканской обсерватории в СССР ($D = 1 \text{ м}$, $A = 1 : 2,13$).

Лит.: 1) Максудов Д. Д., Новые катадиоптрические менисковые системы, «Тр. гос. оптич. ин-та», 1944, т. 16, вып. 124; 2) Димитров Г., Бэкер Д., Телескопы и принадлежности к ним, пер. с англ., М. — Л., 1947; 3) Телескопы, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерста, пер. с англ., М., 1963. Е. Г. Гроссвальд.

ШМИДТА ЧИСЛО — диффузионный эквивалент *Прандтля числа*; определяется как отношение кинематич. коэфф. вязкости среды ν к коэфф. диффузии D нек-рой примеси к ней: $Sc = \nu/D$. Ш. ч. — критерий подобия диффузионных явлений в двух потоках вязкой жидкости. Безразмерный коэфф. массопереноса (диффузионное *Нуссельта число*) в движущейся несжимаемой среде является ф-цией Ш. ч. и *Рейнольдса числа*. В литературе Ш. ч. часто наз. диффузионным числом *Прандтля*.

Лит.: 1) Лыков А. В., Михайлов Ю. А., Теория тепло- и массопереноса, М. — Л., 1963; 2) Гребер Г., Эрк С., Григуль У., Основы учения о теплообмене, пер. с нем., М., 1958.

ШОТКИ ЭФФЕКТ — рост электронного тока насыщения из твердого тела (катода) под действием внешнего ускоряющего электрич. поля вследствие уменьшения работы выхода электрона из твердого тела (см. рис.). При отсутствии электрич. поля распределение потенциала U у поверхности металла имеет форму гиперболы, что связано с действием сил электрич. изображения (кривая 1 на рис.). При наложении внешнего однородного электрич. поля напряженностью E потенциальный барьер приобретает вид кривой 2; в результате работа выхода уменьшается на

$$\Delta\Phi = e^{3/2} E^{1/2}, \quad (*)$$

где e — заряд электрона; последнее выражение для металлов применимо лишь для $E < 10^5 \text{ в/см}$ (когда начинается *автоэлектронная эмиссия*). Если источником электронного тока служит накаленный катод, то за счет Ш. э. сила тока возрастает от I_0 до $I = I_0 \exp(e^{1/2} E^{1/2} / kT)$; в случае фотокатода происходит сдвиг порога фотоэффекта в сторону больших длин волн и соответствующий рост фотоэлектронного тока при освещении катода.

При покрытии поверхности металла тонкой адсорбированной пленкой неоднородной структуры в характере Ш. э. возникают аномалии, связанные со сложным взаимодействием локальных электрич. полей между чистыми и покрытыми пленкой участками

поверхности. Зависимость (*) теряет силу, особенно в области полей $E < 10^4 \text{ в/см}$ (аномальный Ш. э.).

При создании электрич. поля у поверхности полупроводникового источника электронов Ш. э. приобретает значительно более сложный характер, чем в случае металла. Наряду с понижением внешнего потенциального барьера здесь наблюдается как частичное проникновение электрич. поля внутрь полупроводника на глубину, зависящую от концентрации свободных зарядов, так и его частичное экранирование слоем поверхностных зарядов. В результате электрич. поле, как правило, оказывает большее влияние на работу выхода электрона, а следовательно, и на силу электронного тока, у полупроводников, чем у металлов.

На основе Ш. э. можно исследовать нек-рые электронные свойства поверхностей твердых тел.

Лит.: Дорцево Л. Н., Электронная и ионная эмиссия, М. — Л., 1952. Н. Д. Маргулис.

ШПИНЕЛИ — группа минералов, химически сложные окислы типа $R^{2+}R_3^{3+}O_4$, где R^{2+} — Mg, Fe, Mn, Zn, реже Co и Ni; R^{3+} — Fe, Al, Cr, Mn. В группу Ш. входит большое число изоморфных минералов, принадлежащих к различным видам и разновидностям.

Различаются: алюмошпинели — шпинель $MgAl_2O_4$, плеонаст (Mg, Fe) Al_2O_4 , герцитит $FeAl_2O_4$, ганит $ZnAl_2O_4$ и др.; ферришпинели — магнетит Fe_3O_4 , магномагнетит (Fe, Mg) Fe_2O_4 , якобит $MnFe_2O_4$, франклинит (Zn, Mn) Fe_2O_4 и др.; хромшпинели — хромит $FeCr_2O_4$, магнохромит (Mg, Fe) Cr_2O_4 , хромпикотит (Mg, Fe) $(Cr, Al)_2O_4$ и др.; марганцшпинели — гаусманит $MnMn_2O_4$ и др. Кристаллич. структура большинства Ш. (за исключением марганцшпинелей и хризоберилла) — сложная с кубической элементарной ячейкой. В структуре ионы R^{2+} находятся в координации 4, а R^{3+} — в координации 6. При этом каждый ион кислорода связан с тремя R^{3+} и одним R^{2+} и все ионы кислорода расположены в плоскостях, параллельных граням октаэдра. Ш. с подобной структурой кристаллизуются в кубич. системе, образуя октаэдрич. или ромбододекаэдрич. кристаллы. Гаусманит кристаллизуется в тетрагональной (квадратной) системе, а хризоберилл — в ромбической. Ш. — минералы высокой твердости; у алюмошпинелей твердость 7,5—8; у ферришпинелей 5,5—6 и у хромшпинелей 5—7. Удельные веса также колеблются в зависимости от состава от 3,5 до 5,2.

Лит.: 1) Бетехтин А. Г., Курс минералогии, 3 изд., М., 1961; 2) Ден А. Дж. [и др.], Система минералогии, пер. с англ., т. 1, полутом 2, М., 1951.

ШПУР МАТРИЦЫ — то же, что *след матрицы*. **ШРЕДИНГЕРА ПРЕДСТАВЛЕНИЕ** — одно из возможных (в принципе равноправных) представлений операторов и волновых ф-ций в *квантовой механике*. В Ш. п. система описывается зависящей от времени волновой ф-цией $\psi(t)$, удовлетворяющей *Шредингера уравнению*. Динамич. переменным A соответствуют операторы, не зависящие от времени явно. Однако средние значения переменных могут зависеть от времени через волновые ф-ции:

$$\bar{A} = \langle \psi(t) | A | \psi(t) \rangle = \bar{A}(t).$$

Связь Ш. п. с др. представлениями см. в статьях *Гейзенберга представление*, *Взаимодействия представления*, *Операторы*, *Преобразований теории*.

В. П. Павлов.

ШРЕДИНГЕРА УРАВНЕНИЕ (волновое уравнение) — основное уравнение *квантовой механики*, описывающее динамич. поведение квантовой системы во времени и пространстве. Ш. у. впервые сформулировано Э. Шредингером (E. Schrödinger) в 1926 г.

В широком смысле слова под Ш. у. понимают ур-ние вида

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi, \quad (1)$$

где \hat{H} — оператор Гамильтона (см. *Гамильтониан*) системы; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π ; Ψ — *волновая функция* (функционал; вектор состояния) системы, к-рая может рассматриваться или в обычном пространстве — времени, или в прост-

ранстве чисел заполнения (вторичное квантование). В этом смысле Дирака уравнение, релятивистское ур-ние для частиц со спином 0 в форме Дэффина — Кеммера, Прока уравнение для частиц со спином 1, Паули уравнение, а также ур-ние для функционала в квантовой теории полей — частные случаи Ш. у., учитывающие релятивистские особенности поведения систем, в частности наличие спина. Ш. у. совместно с требованием независимости от времени операторов, соответствующих физически наблюдаемым величинам, является основой Шредингера представления в квантовой теории полей.

В узком смысле слова под Ш. у. понимают основное ур-ние нерелятивистской квантовой механики, к-рое определяет динамич. поведение квантовой системы, находящейся в нек-ром внешнем поле, при пренебрежении спинами частиц. Для системы из нескольких (n) частиц с потенциальной энергией $U(r_1, \dots, r_n, t)$, к-рая может зависеть от времени t , Ш. у. наз. временным, или Ш. у. со временем, и имеет вид (1), где

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^n (\hat{p}_i^2/2m_i) + U(r_1, \dots, r_n, t) = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=1}^n (\Delta_i/m_i) + U(r_1, \dots, r_n, t). \quad (2)$$

Здесь $\hat{p}_i = -i\hbar\partial/\partial x_i$ — оператор 3-мерного импульса i -той частицы, Δ_i — Лапласа оператор, m_i — масса i -той частицы. Если потенциальная энергия складывается из энергии во внешнем электр. поле с потенциалом $\phi(r, t)$ и кулоновского взаимодействия частиц, а частицы обладают зарядами e_i , то

$$U = \sum_{i=1}^n e_i\phi(r_i, t) + \sum_{i>k}^n \sum_{k=1}^n \frac{e_i e_k}{|r_i - r_k|}.$$

Если система находится в магнитном поле с вектор-потенциалом $A(r, t)$, то каждый оператор \hat{p}_i заменяется на $\hat{p}_i - (e_i/c) A(r_i, t)$.

Если поле и, следовательно, потенциальная энергия не зависят явно от времени, то Ш. у. определяет стационарные состояния системы (Ш. у. без времени):

$$\hat{H}\psi(r_1, \dots, r_n) \equiv \left(-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=1}^n (\Delta_i/m_i) + U(r_1, \dots, r_n)\right)\psi(r_1, \dots, r_n) = E\psi(r_1, \dots, r_n), \quad (3)$$

где E — полная энергия системы,

$$\Psi(r_1, \dots, r_n, t) = \exp(-iEt/\hbar)\psi(r_1, \dots, r_n).$$

При этом волновые ф-ции систем тождественных частиц должны удовлетворять определ. правилам симметрии волновых функций.

Если известна волновая ф-ция частицы в начальный момент $t = 0$, то решение ур-ния (1) или (2) определяет волновую ф-цию в любой последующий момент времени t . Волновая ф-ция, получаемая в результате решения соответствующего Ш. у., дает полное квантовомеханич. описание поведения системы.

Важный частный случай ур-ния (3), имеющий непосредственное применение к атому водорода, — Ш. у. для двух частиц с массами m_1 и m_2 , когда потенциальная энергия $U(r)$ зависит только от взаимного расстояния r этих частиц. В этом случае $\psi(r_1, r_2)$ распадается на произведение двух ф-ций: ф-ции, зависящей только от координат центра тяжести системы, т. е. описывающей поведение системы как целого, и ф-ции, зависящей только от взаимного расстояния частиц, т. е. описывающей внутр. движение в си-

стеме. Ур-ние для последней ф-ции сводится к Ш. у. для одной частицы с приведенной массой $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ во внешнем поле, характеризующем потенциальной энергией $U(r)$. Тогда, как и вообще, если рассматривается одна бесспиновая частица с массой m , находящаяся в нек-ром силовом поле, в ф-лах (2) и (3) остается только по одному члену в суммах, и Ш. у. записываются в форме:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(r, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (2')$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(r) \psi = E\psi. \quad (3')$$

Ш. у. для свободной частицы имеет вид:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + E\psi = 0. \quad (4)$$

Волновые ф-ции можно выбрать в виде набора плоских волн:

$$\Psi = \text{const} \cdot \exp(-iEt/\hbar + ipr/\hbar), \quad E = p^2/2m,$$

каждая из к-рых распространяется в направлении импульса p и обладает частотой E/\hbar и де-Бройлевской длиной волны $2\pi\hbar/p$. Энергетич. спектр при этом непрерывен и простирается от нуля до $+\infty$. Каждое собств. значение (кроме $E = 0$) бесконечнократно вырождено соответственно различным направлениям импульса p при заданной его абс. величине.

Общие свойства Ш. у. без времени. Волновая ф-ция должна удовлетворять нек-рым дополнит. условиям, имеющим ясный физ. смысл. Вместе со своей первой производной она должна быть однозначной, непрерывной и конечной во всем пространстве, если потенциальная энергия $U(r)$ нигде не обращается в бесконечность (если же $U(r)$ бесконечна в области, ограниченной нек-рой поверхностью, то на границе этой области ψ обращается в нуль, а производные от ψ испытывают, вообще говоря, разрыв). Поэтому Ш. у. без времени (3') является ур-нием на собственные значения. Отдельное его решение $\psi_E(r)$ наз. собственной функцией, соответствующей нек-рому собств. значению E оператора H . Собств. значения — единственно возможные результаты точных измерений полной энергии частицы. Ш. у. без времени действительно. Его решения для систем, не находящихся в магнитном поле, всегда могут быть выбраны действительными как для вырожденных, так и для невырожденных значений энергии.

Если потенциальная энергия $U(r)$ обращается на бесконечности в нуль, а на конечных расстояниях принимает отрицат. значения, то спектр отрицат. собств. значений энергии дискретен, т. е. все состояния с $E < 0$ являются связанными, а спектр положительных собств. значений в стационарном состоянии непрерывен и соответствует инфинитному движению. Если во всем пространстве $U(r) > 0$, а на бесконечности $U(r) \rightarrow 0$, то возможно только инфинитное движение, т. к. все собств. значения энергии E_n больше миним. значения потенциальной энергии: $E_n > U_{\text{min}} = 0$. (См. также Потенциальная яма).

Для симметричного потенциала все собств. ф-ции являются либо четными, либо нечетными относительно замены $r \rightarrow -r$. О таких волновых ф-циях говорят, что они обладают определ. четностью. Волновые ф-ции состояний с различной энергией взаимно ортогональны.

Методы решения Ш. у. В простейших случаях, когда U обладает определ. симметрией, ур-ние (3') может быть решено точно методом разделения переменных. Так, если поле обладает сферич. симметрией, волновую ф-цию частицы можно записать в виде

$$\psi = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

где $R_{nl}(r)$ — радиальная ϕ -ция, а $Y_{lm}(\theta, \phi)$ — сферич. (шаровая) ϕ -ция; индексы n, l, m наз. соответственно главным, азимутальным и магнитным квантовыми числами. В случае атома в однородном магнитном поле можно разделить переменные, используя цилиндрич. симметрию и соответственно применив цилиндрич. координаты. В случае атома в однородном электрич. поле переменные разделяются, если использовать параболич. координаты. Однако число таких случаев, допускающих строгое аналитич. решение, невелико. В большинстве случаев, особенно для системы частиц, Ш. у. не удается решить точно из-за сложного вида оператора потенциальной энергии. Приходится использовать приближенные методы (см. *Квантовая теория многих тел*). Наиболее распространенные из них: *волюметрич. теория*, вариационный метод, *квазиклассическое приближение квантовой механики*.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Квантовая механика* (Нерелятивистская теория), 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3), гл. 3; 2) Блохинцев Д. И., *Основы квантовой механики*, 4 изд., М., 1963; 3) Шифф Л., *Квантовая механика*, пер. с англ., М., 1957, гл. 2; 4) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., *Квантовая электродинамика*, 2 изд., М., 1959, гл. 2, § 15, гл. 4, § 23. И. М. Дрёмин.

ШРОТ-ЭФФЕКТ — см. *Дробовой эффект*.

ШТАРКА ЯВЛЕНИЕ — изменение уровней энергии атомов, молекул и кристаллов под действием электрич. поля, обнаруживаемое по сдвигу и расщеплению спектральных линий. Открыто И. Штарком (J. Stark) в 1913 г. на спектральных линиях бальмеровской серии атома водорода. Для получения заметного эффекта необходимо достаточно сильное электрич. поле. Ш. я. имеет место как во внешних полях, так и в неоднородных полях, создаваемых заряженными частицами, окружающими излучающую (см., напр., *Кристаллического поля теория*). Ш. я. возникает не только при излучении, но и при поглощении (т. н. обратное Ш. я.).

Каждая бальмеровская линия водорода расщепляется в электрич. поле на ряд компонент (рис. 1). При наблюдении в направлении, перпендикулярном полю (поперечный эффект), часть компонент поляризована продольно (π -компоненты), а др. часть — перпендикулярно полю (σ -компоненты). При продольном эффекте на месте σ -компонент наблюдаются неполяризованные линии, а π -компоненты, естественно, не появляются. Картина расщепления и поляризации компонент симметрична по отношению к первоначальной нерасщепленной линии. Число компонент и их смещение растут с ростом номера линии.

Величина расщепления линий водорода в не очень сильных полях пропорциональна полю; в более сильных полях (выше 10^5 в/см) обнаруживается дополнительно квадратичная зависимость. Кроме водорода, линейная зависимость величины расщепления от поля наблюдается для водородоподобных атомов, а также для сильно возбужденных уровней др. атомов. Для всех др. случаев имеет место квадратичная зависимость с асимметричной картиной расщепления; величина расщепления мала, составляя десятые доли см^{-1} в полях $\sim 10^6$ в/см.

Ш. я. имеет место не только в постоянных, но и в переменных электрич. полях. В слабоменяющемся поле эффект практически не отличается от случая статич. поля. В быстроменяющихся полях, когда электронная оболочка атома не успевает полностью

деформироваться и поэтому индуцируется меньший, чем в постоянном поле той же величины дипольный момент, мгновенный сдвиг уровней значительно меньше. Учет нестационарности поля существен, напр., при рассмотрении штарковского уширения спектральных линий в плазме, возникающего под влиянием пролета мимо излучающего атома заряженных частиц (поле меняется за 10^{-14} — 10^{-16} сек).

Теория Ш. я. основана на квантовой теории атома. В электрич. поле напряженности E атом приобретает дополнит. энергию $V = -(\rho E)$, где ρ — дипольный момент атома, что приводит к изменению (смещению) его уровней энергии. Для атомных систем, имеющих центр симметрии, в отсутствии поля среднее значение ρ равно нулю и $V = 0$. Однако во внешнем поле у любой системы заряженных частиц возникает индуцированный дипольный момент $\rho_{\text{инд}} = \alpha E$, где α — поляризуемость. В этом случае дополнительная энергия $V = -(1/2) \alpha E^2$, т. е. имеет место квадратичная зависимость.

Число подуровней определяется квантовым числом m , характеризующим величину проекции полного момента количества движения (определяемого квантовым числом J). При данном J возможны $2J + 1$ значения m . Однако в однородном электрич. поле дополнит. энергия атома зависит только от абс. значения $|m|$, поэтому состояния с одинаковыми $|m|$ вырождены. В результате происходит расщепление уровня с данным J на $J + 1/2$ подуровней, причем все они дважды вырождены, кроме подуровня, соответствующего $m = 0$.

В неоднородном электрич. поле число подуровней может быть большим или меньшим в зависимости от симметрии поля. При целых значениях J и низкой симметрии поля возможно полное расщепление уровней; при полуцелом J , в частности для всех атомов с нечетным числом электронов, в произвольном электрич. поле сохраняется двукратное вырождение (т. н. крамеровское вырождение).

От абс. значения $|m|$ зависит и величина поляризуемости: приблизительно $\alpha = A + Bm^2$, а дополнит. энергия $V = -(1/2)(A + Bm^2)E^2$. Т. о., при заданном E смещение подуровней с $|m| \neq 0$ относительно подуровня с $m = 0$ пропорционально m^2 ; смещение невырожденного уровня ($m = 0$) пропорционально E^2 . Т. к. поляризуемость тем больше, чем слабее электроны связаны с ядром, т. е. чем сильнее они возбуждены, то расщепление для более высоких уровней больше.

Для водорода и водородоподобных атомов имеет место случайное вырождение, вследствие к-рого состояния с различными значениями квантового числа l при заданном квантовом числе n обладают одинаковой энергией. Вырождение по l , к-рое обуславливает совпадение уровней с четными и нечетными l , приводит к отличному от нуля среднему значению дипольного момента атома. Величина расщепления в этом случае пропорциональна напряженности — имеет место линейная зависимость.

Картина штарковского расщепления определяется величиной расщепления и правилами отбора. Как и в *Зеемана явлении*, для дипольного излучения имеют место правила отбора $\Delta m = 0, \pm 1$. При $\Delta m = 0$ получаются π -составляющие, поляризованные параллельно полю, а при $\Delta m = \pm 1$ σ -составляющие, поляризованные перпендикулярно полю. Поляризация при поперечном наблюдении такая же, как и при явлении Зеемана, а при продольном наблюдении, когда имеются лишь σ -составляющие, поляризация отсутствует. Это объясняется совпадением право- и лево-поляризованных составляющих с $\Delta m = 1$ и $\Delta m = -1$ из-за независимости энергии от знака m .

Под действием электрич. поля расщепляются не только электронные уровни атомов и молекул, но и вращат. уровни молекул, обладающих постоянным дипольным моментом (рис. 2). Для молекул типа симметричного волчка наблюдается Ш. я., пропорциональное полю, а для молекул типа асимметричного волчка и линейных — квадратичная зависимость. Ш. я. лежит в основе одного из наиболее точных методов определения дипольных моментов молекул. Под действием переменного электрич. поля получается расщепление вращат. линий, периодически меняющееся со временем, что используется для модуляции частоты в микроволновой спектроскопии — т. н. штарковская модуляция. О расщеплении уровней в кристаллах см. *Спектроскопия кристаллов*.

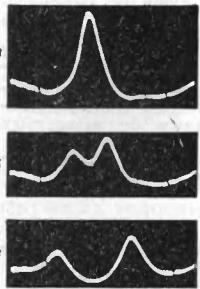


Рис. 2. Линия вращательного спектра молекулы OCS . а — без поля; б и в — в присутствии поля (750 в/см и 1070 в/см).

Лит.: 1) Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М. — Л., 1963 (Теор. физика, т. 3); 2) Ельяшев И. Ч. М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; 3) Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М. — Л., 1963; 4) Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1964; 5) Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1963.

ШТЕЙНМЕЦА ФОРМУЛА — эмпирич. ф-ла, определяющая потери электромагнитной энергии на гистерезис при циклич. перемагничивании ферромагнетиков: $p = \eta B_m^{\alpha}$, где p — отнесенная к единице объема или массы ферромагнетика энергия, превращающаяся в тепло при его перемагничивании по симметрич. циклу, B_m — макс. индукция цикла, η — коэфф., зависящий, вообще говоря, как от материала образца, так и от B_m . Если принять, что η не зависит от B_m , то для магнитно-мягких ферромагнетиков при умеренных $B_m \alpha \approx 1,6$; в области средних $B_m \alpha$ доходит до 3—3,5, а дальше опять убывает, стремясь к нулю при B_m , приближающихся к насыщению. Удовлетворительные результаты Ш. ф. дает в интервале индукций $(2,5-10) \cdot 10^8$ в/с.

Лит.: 1) Мескин В. С., Ферромагнитные сплавы, М. — Л., 1937, с. 103; 2) Кифер И. И., Пантюшин В. С., Испытания ферромагнитных материалов, М. — Л., 1955, с. 133. Р. И. Янус.

ШТЕРНА ОПЫТ — опыт по определению скоростей теплового движения молекул газа; был произведен О. Штерном (O. Stern) в 1920. Испытуемым газом служили пары серебра, к-рые получались при испарении слоя серебра, нанесенного на платиновую проволоку, нагреванную электрич. током. Проволока заключалась в тщательно откачанный сосуд, чтобы атомы испаряющегося серебра беспрепятственно разлетались. Для получения узкого пучка на пути атомов серебра располагалась преграда со щелью, через к-рую атомы попадали на латунную пластинку, находившуюся при комнатной темп-ре, и осаждались на ней в виде узкой полоски (изображение щели). Спец. устройством весь прибор приводился в быстрое вращение вокруг оси, параллельной плоскости пластинки, вследствие чего изменялось место попадания атомов на пластинку: пока они пролетали путь l от щели до пластинки, пластинка смещалась. Смещение растет с угловой скоростью ω прибора и уменьшается с ростом скорости v атомов. Зная ω и l , можно определить v . Т. к. v имеет всевозможные значения, полоска размывается, причем плотность осадка в данном месте пропорциональна числу атомов определенной скорости; наибольшая плотность соответствует наиболее вероятной скорости, к-рая и определялась в Ш. о. Полученные значения наиболее вероятной скорости хорошо со-

гласуются с теоретич. значением. Точность Ш. о. была недостаточной для нахождения распределения атомов по скоростям, к-рое было определено в опытах Дж. Эддриджа в 1927, подтвердивших закон Максвелла (см. *Максвелла распределение*).

Лит.: 1) Stern O., «Z. Phys.», 1920, Bd 2, S. 49. Bd 3, S. 417; 2) E d r i d g e J. A., «Phys. Rev.», 1927, v. 30, № 6, p. 931.

ШТЕРНА — ГЕРЛАХА ОПЫТ — опыт, в к-ром было доказано наличие магнитного момента атома, дискретно ориентирующегося относительно внешнего магнитного поля (явление пространств. квантования). Осуществлен О. Штерном (O. Stern) и В. Герлахом (W. Gerlach) в 1922 г. с атомами Ag и впоследствии повторен с др. элементами.

В Ш. — Г. о. (см. рисунок) атомарный пучок отклоняется от прямолинейного движения силой $F = -\mu \text{grad } H \cos(\mu, H)$, где μ — магнитный момент атома, H — напряженность магнитного поля. Согласно классич. теории, к-рая не накладывает никаких ограничений на угол между μ и H , на пластинке должна была бы получиться одна широкая полоса. Однако в действительности образуются 2 узкие полоски, симметрично

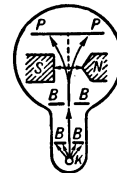


Схема опыта Штерна — Герлаха: в эвакуированный сосуд помещена печка К, в к-рой при нагревании испаряется серебро; щели ВВ выделяют узкий пучок атомов, к-рый проходит через неоднородное магнитное поле и попадает на пластинку PP, где атомы оседают.

расположенные относительно следа, получающегося при выключенном магнитном поле. Это подтверждает существование пространств. квантования, предсказанного квантовой теорией. Наличие углового момента у атомов можно было объяснить только существованием собств. момента электрона (спина), т. к. во время опыта атомы заведомо находились в основном состоянии с орбитальным моментом, равным нулю. Т. к. спин имеет всего 2 проекции, его значение должно быть равно $1/2$. Величина магнитного момента, вычисленная из опытных данных, оказалась равной 1 магнетону Бора.

Лит.: Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 2, 3 изд., М. — Л., 1951.

ШТУРМА — ЛИУВИЛЛЯ ЗАДАЧА — задача о разыскании отличных от нуля решений дифференц. уравнения

$$- [p(x)y'] + q(x)y = \lambda y, \quad (1)$$

удовлетворяющих граничным условиям вида

$$A_1 y(a) + B_1 y'(a) = 0, \quad A_2 y(b) + B_2 y'(b) = 0$$

(собственных функций), а также о разыскании значений параметра λ (собственных значений), при к-рых существуют такие решения. При нек-рых условиях на коэфф. $p(x)$, $q(x)$ Ш. — Л. з. можно свести к рассмотрению аналогичной задачи для уравнения вида

$$-y'' + q(x)y = \lambda y. \quad (2)$$

К Ш. — Л. з. сводится огромное число физич. проблем, связанных с существованием в физич. системе нек-рых выделенных собств. колебаний или вообще собств. значений физич. величины и соответствующих выделенных состояний всей системы. В классич. физике это — колебания струны, мембраны, газа в объеме и мн. др. Напр., задача о колебаниях однородной струны, закрепленной на концах, приводит к Ш. — Л. з. для ур-ния $-y'' = \lambda y$ с граничными условиями $y(0) = y(\pi) = 0$. В этом случае существует бесконечная последовательность значений $1^2, 2^2, \dots, n^2, \dots$, к-рым соответствуют собств. ф-ции $\sin nx$, образующие на отрезке $[0, \pi]$ полную ортогональную систему функций. В квантовой физике к Ш. — Л. з. сводится проблема разрешенных

состояний связанных систем — атома, осциллятора и т. п., описываемых уравнением Шредингера. Именно отсюда возникает квантование энергии (соответствует коэфф. λ) и т. п.

Большинство встречающихся в математике и ее приложениях ортогональных систем функций, напр. многочлены Лежандра, Эрмита являются системами собств. функций нек-рых Ш. — Л. э.

Лит.: 1) Курат Р., Гильберт Д., Методы математической физики, пер. с нем., т. 1, 3 изд., М.—Л., 1951; 2) Сансоне Дж., Обыкновенные дифференциальные уравнения, пер. с итал., т. 1, М., 1953.

ШУБНИКОВА — ДЕ ХААЗА ЭФФЕКТ — осциллирующая зависимость статического электрич. сопротивления ρ металлов от обратной величины магнитного поля $1/H$, наблюдаемая при низких температурах. Эффект открыт Л. Шубниковым и В. де Хаазом (W. de Haas) в 1930 г. на монокристаллах Bi. Осцилляции ρ как функции $1/H$ (рис. 1) имеют период $\Delta(1/H) \sim 10^{-7} - 10^{-4}$ э, который не зависит от поля H и темп-ры T , но зависит от свойств металла и ориентации H относительно кристаллографич. осей монокристалла. При высоких темп-рах T амплитуда осцилляций убывает с ростом

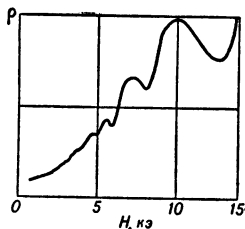


Рис. 1. Зависимость электрич. сопротивления ρ у Bi от магнитного поля H , направленного под углом 30° к бинарной оси кристалла при темп-ре $1,5^\circ$ К и давлении, равном 0.

T экспоненциально. Обычные интервалы темп-р и полей, в к-рых наблюдается Ш. — д. Х. э., составляют $1-10^\circ$ К и 10^3-10^4 э.

Ш. — д. Х. э. имеет чисто квантовую природу, он является следствием диамагнитного квантования энергетич. уровней электронов в проводимости в постоянном магнитном поле (квантование Ландау) и того, что при $T \ll \mathcal{E}_F/k$ (\mathcal{E}_F — Ферми энергия, k — Больцмана постоянная) электроны проводимости в металлах образуют вырожденный электронный газ (Ферми газ). Осцилляции сопротивления обусловлены тем, что при плавном изменении магнитного поля число энергетич. уровней ниже уровня Ферми и распределение электронов по состояниям меняются скачкообразно.

Квантовые осцилляции в магн. поле характерны и имеют общее происхождение для всех термодинамич. и кинетич. величин, в частности для диамагнитных моментов и восприимчивости (см. Де Хааз — ван Алфена эффект). При абс. нуле темп-ры электроны проводимости заполняют все уровни энергии вплоть до Ферми энергии \mathcal{E}_F , причем электронные свойства проводника определяются только электронами с энергией $\mathcal{E} = \mathcal{E}_F$ (см. Ферми поверхность). Условие квазиклассич. магнитного квантования уровней в постоянном магнитном поле H :

$$\Delta \mathcal{E} = \hbar \Omega = e \hbar H / c m^*, \quad (1)$$

где Ω — частота вращения электронов в магнитном поле H (см. Циклотронная частота), $\Delta \mathcal{E}$ — расстояние между энергетич. уровнями при заданной проекции p_H квазимпульса p на направление поля H ($p_H = \text{const}$), m^* — эффективная масса. Т. к. $m^* = (1/2\pi) \partial S / \partial \mathcal{E}$, где $S(\mathcal{E}, p_H)$ — площадь сечения изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(p) = \text{const}$ плоскостью $p_H = \text{const}$, то условие квантования можно записать в виде:

$$S(\mathcal{E}, p_H) = (e \hbar H / c) n, \quad (2)$$

где $n \geq 1$ — целое число. Из (2) следует, что энергетич. спектр электронов проводимости в магн. поле остается непрерывным: для любого \mathcal{E} найдется ряд значений p_H , удовлетворяющих

(2). Для энергии \mathcal{E} (рис. 2) это: p_H^1 для $n = 1$, p_H^2 для $n = 2$ и p_H^3 для $n = 3$. В общем случае уравнение (2) имеет решение для всех $n \leq$ целой части величины $cS / e \hbar H$. Однако степень вырождения состояния с данным \mathcal{E} меняется скачком на 1 при прохождении значений $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_i$, напр. при изменении \mathcal{E} от $\mathcal{E} = \mathcal{E}_i^0$ до $\mathcal{E} = \mathcal{E}_i^{+0}$ вырождение меняется от четырехкратного до пятикратного. Можно показать, что это приводит к осо-

бенности при $\mathcal{E} = \mathcal{E}_i$ для плотности состояния $\nu(\mathcal{E})$, к-рая испытывает изломы с вертикальной производной (рис. 3). Точки \mathcal{E}_i соответствуют миним. (по p_H) значениям \mathcal{E} при заданном n , т. е. могут быть определены из условия $(\partial \mathcal{E} / \partial p_H)_n = 0$. Но согласно (2) $(\partial \mathcal{E} / \partial p_H)_n = -(\partial S / \partial p_H) / (\partial S / \partial \mathcal{E})$ так, что при $\mathcal{E} = \mathcal{E}_i$, либо $\partial S / \partial p_H = 0$, и площадь S при данном \mathcal{E}_i экстремальна по p_H , либо $\partial S / \partial \mathcal{E} = \infty$, т. е. $m^* = \infty$ (особые точки; приведенное рассуждение при этом носит формальный характер), что соответствует сечением с самопересечением, в частности сечением, переходным от замкнутых к открытым.

Для всех квантовых эффектов в металлах и полупроводниках в магн. поле существенны все ветви n вплоть до

$$n_F = cS(\mathcal{E}_F, \tilde{p}) / e \hbar H, \quad (3)$$

где \tilde{p} — значение p_H , при к-ром $S(\mathcal{E}_F, p_H)$ либо экстремальна, либо имеет место самопересечение кривой $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_F$, $p_H = \text{const}$ (в простейшем случае $\tilde{p} = 0$). С ростом H увеличи-

вается расстояние между ветвями (рис. 2), т. к. увеличивается ΔS в соответствии с (2), и при плавном изменении H скачком изменяется на 1 число ветвей, т. е. n_F .

При появлении новой ветви спектра (рис. 2), т. е. при изменении n_F на 1 естественно ожидать особенностей всех физ. величин. При этом, т. к. по смыслу квазиклассич. приближения $n_F \gg 1$, это мало изменит саму физ. величину (существен лишь номер ветви и величина участка «остающаяся» от последней ветви). Следовательно, естественно ожидать периодич. изменения всех физ. величин с периодом $(1/H)$, определяющимся соотношением: $[cS(\mathcal{E}_0, \tilde{p}) / e \hbar] \cdot \Delta(1/H) = \Delta n_F = 1$, т. е.:

$$\Delta(1/H) = e \hbar / cS(\mathcal{E}_F, \tilde{p}). \quad (4)$$

По величине n_F можно оценить относит. амплитуды осцилляций для данной Бриллюэна зоны. Вклад в классич. часть проводимости дают все электроны, в квантовую — электроны с $p_H = p$, соответствующим $\Delta n = 1$. Для экстремального S последнее соответствует относит. числу электронов, а следовательно, и относит. амплитуде осцилляций проводимости, пропорциональной числу электронов $n_F^{-1/2}$.

В слабых полях, когда столкновения существенно размыкают уровни Ландау ($\hbar \Omega \ll \hbar / \tau$, τ — среднее время между столкновениями) и при не низких темп-рах ($kT \gg \hbar \Omega$) изменение n_F на 1 существенно только для тех электронов, к-рые успевают совершить между столкновениями хотя бы один оборот в поле H , т. е. проявить периодичность своего движения (периодичность движения в плоскости $\perp H$ приводит к квантованию движения в этой плоскости). Число электронов, проходящих без столкновения время $2\pi\alpha / \Omega$, ($\alpha \sim 1$), пропорционально $\exp(-2\pi\alpha / \Omega \tau)$, т. е. амплитуда осцилляций будет в слабых полях экспоненциально мала. Точный расчет дает $\alpha = \pi$. Если $T \neq 0$, то распределение электронов «размыто» по области энергии $\delta \mathcal{E} \sim kT$ вблизи \mathcal{E}_F , и характерное время жизни τ определяется из соотношения $\hbar / \tau \sim kT$, т. е. амплитуда осцилляций $\sim \exp(-2\pi^2 kT / \hbar \Omega)$, что совпадает с результатом точного расчета.

Период осцилляций Ш. — де Х. э. позволяет определить площади экстремальных сечений и сечений с самопересечением Ферми поверхности, а зависимость амплитуды от T — эффективную массу электронов (измерение m^* этим способом, однако, мало надежно, т. к. амплитуда осцилляций чувствительна к искажениям кристаллич. решетки: ее блочности, мозаичности и т. п.).

Ш. — д. Х. э., как и все квантовые осцилляции, хорошо наблюдается для аномально мало заполненных электронных групп (с числом электронов порядка $10^{-4} - 10^{-6}$ на атом) с малыми m^* ($0,1 - 0,01$ массы свободного электрона), для к-рых период осцилляций и область темп-р, где эффект не слишком мал, удобны для эксперимента. Такие электронные

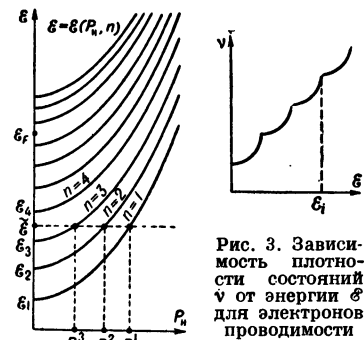


Рис. 2.

Рис. 3. Зависимость плотности состояний ν от энергии \mathcal{E} для электронов проводимости металлов в магнитном поле H при $T = 0^\circ$ К.

группы существуют у многих металлов; только такие группы имеют металлы: Bi, As, Sb.

Лит.: 1) Л и ф ш и ц И. М., «ЖЭТФ», 1957, т. 32, вып. 6, с. 1509; 2) Adams E. N., Holstein T. D., «Phys. Chem. Solids», 1959, v. 10, № 4, p. 254; 3) К о с е в и ч А. М., А н д р е е в В. В., «ЖЭТФ», 1960, т. 38, вып. 3, с. 882; 4) Б р а н д т Н. Б. (и др.), там же, 1964, т. 47, вып. 2, с. 455. М. Я. Азбелъ.

ШУМ акустический — негармонич. звук, отличающийся сложной временной структурой и специфич. свойством воздействия на организм. По природе возникновения различают: 1) Механич. Ш., вызываемый вибрацией твердых тел. При соответствующих условиях вибрации ведут к излучению звука, в большинстве случаев имеющего шумовой характер. Механич. Ш. создают работающими машинами и механизмами. 2) Аэро- или гидродинамич. Ш. (см. *Аэродинамическая генерация звука*) образуется при движении газа, пара или жидкости в результате пульсаций давления, вызываемых турбулентностью перемешивающихся потоков, движущихся с разными скоростями в свободных струях, напр. в струе реактивного двигателя, и турбулентностью потока у границ обтекаемого тела. Пульсации давления, а вместе с ними Ш. от неоднородности потока и Ш. вращения возникают в машинах с вращающимися рабочими колесами (вентиляторы, турбины, гребные винты). При работе ротационных воздуходувок и турбин, а также отчасти при выхлопах двигателей внутреннего сгорания, возбуждают Ш. по принципу сирены. 3) Термич. Ш. (см. *Термическая генерация звука, Поющее пламя*) возникает из-за турбулизации потока и флуктуаций плотности газов в результате горения, а также вследствие мгновенного интенсивного выделения тепла, вызывающего мгновенные повышения давления, в результате взрыва или разряда. 4) Кавитационный Ш., порождаемый звуковыми импульсами, возникающими при захлопывании пузырьков и полостей в жидкости, сопровождающих кавитацию акустическую.

Главная особенность, отличающая Ш. от простых тональных и музыкальных звуков, состоит в случайной временной структуре, связанной с тем, что исходные возбуждающие факторы накладываются друг на друга случайным образом. При воспроизведении на осциллографе акустич. Ш. не отличается от электрического (см. *Флуктуации электрические*): наблюдается нерегулярная, неповторяющаяся случайная картина, для математич. описания к-рой наиболее адекватны методы и числовые характеристики, вводимые теорией вероятностей.

Исследование большинства акустич. явлений, связанных с шумообразованием, состоит в первую очередь в изучении их спектр. состава. Различие в спектрах в значит. мере определяет качественные различия Ш. при субъективном восприятии их человеком. Воздействие Ш. на различные системы и устройства также определяется соотношением его спектра и частотных свойств аппаратуры. Для любых Ш., в т. ч. и акустических, характерна сплошная структура спектра. Встречаются сплошные спектры с равномерным распределением мощности (т. н. *белый шум*), спектральные распределения с убывающей или возрастающей мощностью и спектры с огибающими в виде совокупности участков с различными спектр. амплитудами и дискретными частотными компонентами.

Непосредственное приложение классического гармонич. анализа для спектрального описания Ш. $\xi(t)$ невозможно, т. к. аналитически они не выражаются точными функциональными зависимостями от независимой переменной t . Применяют энергетич. спектр $F(\omega)$, представляющий среднее по времени спектр. разложение, полученное от отдельных реализаций Ш., без учета мгновенных фаз частотных составляющих.

Для стационарного Ш. $F(\omega)$ на основании теоремы Хинчина — Винера связана парой *Фурье преобразования* с автокорреляционной ф-цией (см. *Корреляция флуктуаций*):

$$F(\omega) = 4 \int_0^{\infty} B(\tau) \cos \omega \tau d\tau, \quad B(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F(\omega) \cos \omega \tau d\omega,$$

где τ — разность двух моментов времени, назыв. временной задержкой. По определению автокорреляционная ф-ция $B(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^{\infty} \xi(t)\xi(t-\tau) dt$ яв-

ляется более полной, чем спектр $F(\omega)$, характеристикой Ш. $\xi(t)$, т. к. $B(\tau)$ включает взаимосвязанность между предшествующими и последующими значениями $\xi(t)$ (см. также *Корреляционные методы в акустике*).

При работе шумовых источников в пространстве с отражающими границами (в атмосфере, в помещениях, в морях и океанах) формирующееся звуковое поле и интерференционная картина в нем (см. *Интерференция в акустике*) зависит как от спектра сигнала, так и от реакции среды, определяемой отражающими и рассеивающими свойствами границ, размерами рассматриваемых объемов и изотропностью среды в них, затуханием и рефракцией звука и т. д. При этом реакция среды влияет не только на интенсивность в звуковом поле, но также и на спектр. Напр., если источник излучает Ш. $\xi(t)$, то суперпозицию прямой и отраженных волн в точке поля в лучевом приближении при числе лучей N можно представить

в виде суммы $S(t) = \sum_{m=0}^N a_m \xi(t - t_m)$, где a_m — амплитуды, а t_m — времена запаздывания. Автокорреляционная ф-ция суммы N составляющих равна $B_s(\tau) = \sum_{m,n=0}^N \sum_{m,n=0}^N a_m a_n B_{\xi}(t_m - t_n + \tau)$. Спектр. плотность мощности с учетом того, что она является четной ф-цией, равна $F_s(\omega) = F_{\xi}(\omega) \sum_{m,n=0}^N \sum_{m,n=0}^N a_m a_n \cos \omega(t_n - t_m)$. Из

последних 2 ф-л видна соответственно зависимость автокорреляционной ф-ции $B_s(\tau)$ и спектра $F_s(\omega)$ от одноименных ф-ций исходного сигнала $B_{\xi}(\tau)$ и $F_{\xi}(\omega)$, амплитуд a_m , a_n и разностей ходов по лучам $(t_n - t_m)$.

Звуковые поля шумовых источников в замкнутых объемах характеризуются равномерностью интенсивности, т. к. при достаточно широких полосах Ш. интервалы корреляции невелики и интерференционные области располагаются у отражающих границ. Это обстоятельство используется в различных *акустических измерениях*. При нахождении характеристик звукоизолирующих и звукопоглощающих материалов и конструкций (в спец. измерит. камерах и в натуральных условиях), при исследовании акустич. характеристик помещений и во многих др. случаях применяют искусственно создаваемые шумовые сигналы.

Прибором, состоящим из звукоприемника (*микрофона* в воздушной среде, *гидрофона* в водной среде) и вольтметра, измеряется эффективное звуковое давление $p = \sqrt{\xi^2(t)}$, после чего вычисляют интенсивность звукового поля. Свойства приборов для измерения давления и интенсивности в воздухе, как правило, стремятся приближать к свойствам уха (см. *Шумомер*). Для получения спектр. состава Ш. применяются различного рода анализаторы спектра (см. *Анализатор звука*). В литературе рассматривается вопрос о целесообразности получения энергетич. спектра путем *Фурье преобразования* от автокорреляционной ф-ции. Для экспериментального опре-

деления последней пользуются приборами, наз. коррелометрами. Когда исследованию подлежит нестационарность Ш., получают т. н. текущие спектры и автокорреляции. В измерит. технике более развиты методы и приборы для получения текущих спектров, представляемых в трехмерных координатах частота — интенсивность — время. Параметры анализатора согласовываются с временными характеристиками исследуемого Ш.

Статистич. методы теоретич. и экспериментального изучения Ш. развиваются наиболее эффективно в применении к прикладной акустике в связи с проблемой борьбы с Ш., вредным для людей, и в гидроакустике в связи с развитием средств шумопеленгования (см. *Шумопеленгатор*). Качественные особенности ощущения при восприятии органами слуха Ш. зависят от их основных физич. характеристик: интенсивности, спектра и длительности, а также от изменчивости этих характеристик. Слышимый Ш. через органы слуха воздействует на кору головного мозга, на центр. нервную систему. Продолжит. действие сильного Ш. (80—90 дБ и более) оказывает вредное влияние на весь организм. В слышимой области частот Ш. затрудняет правильное восприятие речи, музыки и различных звуковых сигналов: возникает т. н. эффект *маскировки звука*. В целях предотвращения вредного действия сильного Ш. стремятся устранить или ослаблять причины, порождающие Ш. в местах его возникновения [5, 6, 7].

Лит.: 1) Левин Б. Р., Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике, М., 1957; 2) Фант Г., Акустическая теория речеобразования, пер. с англ., М., 1964; 3) Гершман С. Г., Тужилкин Ю. И., Об интерференции широкополосных шумовых сигналов, «Акуст. ж.», 1965, т. 11, вып. 1, с. 42; 4) Блохинцев Д. И., Акустика неоднородной движущейся среды, М.—Л., 1946; 5) Борьба с шумом, под ред. Е. Я. Юдина, М., 1964; 6) Пеллер В., Техника борьбы с шумом, пер. с франц., М., 1958; 7) Славин И. И., Производственный шум и борьба с ним, М., 1955. С. Г. Гершман.

ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА (эквивалентная) — эффективная величина, служащая мерой спектральной плотности мощности электромагнитного излучения источников шумов. Вводится по аналогии с равновесным излучением (тепловым шумом) согласованного сопротивления, спектральная плотность мощности для к-рого определяется ф-лой Найквиста: $S = kT$ (k — постоянная Больцмана, T — абс. темп-ра сопротивления). Т. о., под Ш. т. источника шума $T_{ш}$ следует понимать такую темп-ру согласованного сопротивления, при к-рой спектральная плотность мощности теплового шума этого сопротивления будет равна спектральной плотности мощности шумов данного источника. Относит. Ш. т., или шумовым числом, наз. отношение $T_{ш}$ к «комнатной» темп-ре $T_0 = 290^\circ \text{К}$.

Понятием Ш. т. широко пользуются в радиотехнике для оценки шумовых свойств электровакуумных и полупроводниковых приборов, предназначенных для усиления и преобразования электрич. сигналов, и эталонных шумовых генераторов; в радиоастрономии — для описания источников космич. радиоизлучения; для определения шумового вклада, вносимого радиоприемным устройством в полезный сигнал в процессе его обработки. В этом случае $T_{ш}$ и шум-фактор F связаны ф-лой: $T_{ш} = (F - 1) T_0$.

Ш. т. реальных объектов определяется обычно сравнением с эталонными шумовыми генераторами.

Лит.: Зил А. ван дер, Флуктуации в радиотехнике и физике, пер. с англ., М.—Л., 1958, гл. 3, с. 26—40. И. Т. Трофименко.

ШУМОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ — приборы, генерирующие электрич. сигналы с равномерной спектральной плотностью в широкой полосе частот. Современные Ш. г. работают в диапазоне частот от долей Гц до $3 \cdot 10^4 \text{ МГц}$.

Ш. г. обычно состоит из широкополосного источника шума, фильтрующей цепи, выделяющей участок спектра с определенным распределением шумовой мощности, и калиброванного делителя с измерителем уровня шумов. Источником шума могут служить: вакуумный шумовой диод, газоразрядная трубка, активное сопротивление или фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Применение вакуумного диода в Ш. г. основано на *дробовом эффекте* (см. также *Флуктуации электрические*). Шумовой диод, работающий в режиме насыщения анодного тока, соединен с линией передачи длиной l и с сопротивлением Z_0 , равным волновому сопротивлению линии (рис. 1). Емкость C катод — анод диода ограничивает его применение на высоких частотах. Диапазон генерируемых колебаний от 100 МГц до 300 МГц . Расширение диапазона в область СВЧ, вплоть до 3000 МГц , достигается применением коаксиального шумового диода, в к-ром анодом служит внешний проводник коаксиальной линии, а катодом — витки вольфрамовой нити, намотанной вокруг центрального проводника.

В Ш. г. с ФЭУ (рис. 2) источником шумов является дробовой эффект фототока и флуктуации числа световых квантов, попадающих на *фотокатод*, освещаемый источником света. ФЭУ нагружен на сопротивление R , на к-ром шумовой ток создает падение напряжения, усиливаемое затем *триодом*. Спектр шумов равномерен в полосе частот от 5—10 Гц до 6 МГц .

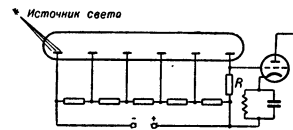


Рис. 2

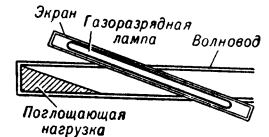


Рис. 3.

В области СВЧ источником шума служит газоразрядная трубка, наполненная Ag при давлении 3—30 мм рт. ст. . Электронный газ обладает активной проводимостью на высоких частотах и благодаря хаотич. движению электронов генерирует шум. Т. к. распределение электронов по скоростям характеризуется электронной темп-рой T_e , то шумовая температура разряда $T_{ш} = T_e \sim 10\,000 - 12\,000^\circ \text{К}$. Газоразрядная трубка небольшого диаметра помещается наклонно в волновод (рис. 3) с поглощающей нагрузкой, др. конец волновода служит выходом генерируемых шумов, спектральная плотность к-рых равномерна от 3000 МГц до 30 000 МГц .

В пром. универсальном Ш. г. 12-1 (ГШН-1) диапазон частот 50 Гц — 6 МГц , источник шума — ФЭУ-22.

Ш. г. применяются в лабораторной и заводской практике как измерит. устройства для измерения шум-фактора приемников и усилителей, предельной дальности радиолокационных станций и навигационных систем (см. *Радиолокация*, *Радионавигация*), а также в электроакустике для определения частотных характеристик микрофонов, динамиков и коэфф. звукопоглощения.

Лит.: 1) Зил А. ван дер, Флуктуации в радиотехнике и физике, пер. с англ., М.—Л., 1958; 2) Тетерич Н. М., Генераторы шума, М.—Л., 1961; 3) Валитов Р. А., Палатов К. И., Черный А. Е., Методы измерения основных характеристик флуктуационных сигналов, Харьков, 1961. В. В. Потемкин.

ШУМОМЕР — прибор для объективного измерения уровня громкости звука. Блок-схема Ш. состоит из измерит. микрофона, усилителей с корректирующими фильтрами, квадратичного детектора, индика-

тора. Для создания соответствия между показаниями Ш. и субъективными ощущениями громкости частотные характеристики усилителя с коррекцией согласовывают с кривыми чувствительности слуха (см. *Громкость*): низкие и высокие частоты усиливаются слабее, чем средние (700—5000 *гц*), к к-рым ухо наиболее чувствительно. Степень необходимой коррекции зависит от уровня измеряемого звука. Наиболее распространены Ш. с тремя частотными характеристиками, условно обозначаемыми *A*, *B*, *C*. Характеристика *A* применяется при уровнях звука ~ 40 *дб*, *B* ~ 70 *дб* и *C* (с наименьшей коррекцией) для уровней ~ 90 *дб* и более.

Для соответствия между показаниями Ш. и субъективными свойствами слуха не менее важно согласование постоянной времени *T* измерителя с инерционностью слухового органа, а также с временными характеристиками измеряемого шума (звуча). При измерении пиковых значений применяют $T \approx 20$ *мсек*, а при измерении среднеквадратичных — *T* регулируется в пределах (0,2—1) *сек*.

Показания Ш. наз. уровнем звука *L* и выражают в *дб* согласно ф-ле $L = 20 \lg (p/p_0)$ *дб*, где *p* — среднеквадратичное значение звукового давления для сигнала, измеряемого с коррекцией, *p*₀ — стандартное звуковое давление, равное $2 \cdot 10^{-4}$ *дин/см²* (или $2 \cdot 10^{-5}$ *н/м²*).

Выпускаемые промышленностью Ш. имеют диапазон измеряемых уровней 16—134 *дб*, разбиваемый на различное число шкал. Они снабжаются средствами акустической и электрич. калибровки и выполняются в виде портативных приборов с питанием от сухих батарей. Часто Ш. применяются в сочетании с фильтрами для измерения усредненных спектр. характеристики шума.

Лит.: Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952; См. также лит. при ст. Шум, [№№ 1, 3, 5].
С. Г. Гершман.

ШУМОПЕЛЕНГАТОР — прибор для обнаружения источника акустич. шума и определения направления на него. Ш. применяются гл. обр. в гидроакустике. Разновидность Ш. — *звукоулавливатель*.

Простейший Ш. состоит из одного обладающего направленностью приемника звука (*гидрофона*) или неск. приемников на базе (см. *Направленность*), образующих акустич. антенну. Сигнал с антенны прослушивается наблюдателем. Направление на источник определяется по максимуму интенсивности принимаемого звука при вращении характеристики направленности антенны, осуществляемом посредством механич. вращения антенны или при помощи фазокомпенсирующих устройств, вводимых в цепь отдельных гидрофонов. Наряду с непосредственным прослушиванием в Ш. применяются различные электронные схемы обработки сигнала в сочетании с визуальными индикаторами, такими, как рекордер или электронно-лучевая трубка. Направление на источник определяется при этом либо методом равноточной зоны, либо фазовым, либо корреляционным методами (см. *Корреляционные методы в акустике*). В последнем случае антенна делится на две части и суммы напряжений от всех приемников каждой части подаются на два канала корелометра. Максимум его показаний соответствует совпадению фазовой плоскости антенны с волновым фронтом сигнала. Качество Ш. характеризуется дальностью его действия, т. е. максимальным расстоянием до источника определенной силы, при к-ром Ш. еще может его обнаружить. Дальность действия зависит от потерь энергии сигнала при его распространении и от

уровня окружающих помех — шумов моря или корабля, на к-ром установлен Ш. Вредное влияние помех может быть уменьшено сужением характеристики направленности акустич. антенны и введением временного усреднения в электронную часть Ш. Действие помех характеризуется разностью ΔL уровня сигнала и помехи на выходе антенны Ш.:

$$\Delta L = (L_c - N_p) - (L_{\text{п}} - N_{\text{напр}}),$$

где *L*_с — эталонный уровень сигнала вблизи источника, *N*_р — затухание на пути распространения звука (в *дб*), *L*_п — уровень помех вблизи приемника, *N*_{напр} — коэфф. направленности антенны (в *дб*). Задаваясь предельной ΔL_0 , при к-рой сигнал еще различим на фоне помех, и зная зависимость затухания звука с расстоянием, можно определить дальность действия Ш. В зависимости от типа Ш. его рабочая полоса частот может лежать как в звуковом, так и в ультразвуковом диапазонах.

Лит.: Хортон Дж. У., Основы гидролокации, [пер. с англ.], Л., 1961; Ай д., Гидроакустические системы пассивного обнаружения на подводных лодках, «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 3, с. 88; Jacobson M. J., Analysis of a multiple receiver correlation system, «J. Acoust. Soc. America», 1957, v. 29, № 12, p. 1342. Г. В. Жмычков.

ШУМ-ФАКТОР (коэфф. и ц и е н т ш у м а) — числовая характеристика *F* радиоэлектронных приборов и устройств, определяющая ухудшение их чувствительности за счет шумов, вносимых ими самими в полезный сигнал в процессе его обработки:

$$F = (P_c/P_{\text{ш}})_{\text{вх}} / (P_c/P_{\text{ш}})_{\text{вых}}, \quad (1)$$

где (*P*_с)_{вх}, (*P*_с)_{вых}, (*P*_ш)_{вх}, (*P*_ш)_{вых} — мощности полезного сигнала и шума на входе и выходе линейной части устройства в пределах его полосы пропускания Δf . При этом предполагается, что на входе устройства включено шумящее согласованное сопротивление (эквивалент антенны), находящееся при стандартной темп-ре *T*₀ = 290° К. Т. к. собств. шумы устройства уменьшают отношение сигнал/шум, то *F* > 1. Часто пользуются др. формой записи Ш.-ф.:

$$F = (P_c)_{\text{вх}} / (kT_0 \Delta f). \quad (2)$$

Здесь (*P*_с)_{вх} — мощность входного (эталонного) сигнала, при к-рой на выходе отношение сигнал/шум равно 1, а *kT*₀ Δf — мощность тепловых шумов согласованного входного сопротивления в полосе пропускания. Эталонными источниками сигналов при измерениях Ш.-ф. служат генераторы стандартных сигналов, газоразрядные источники шума, вакуумные диоды в режиме насыщения, охлаждаемые или нагреваемые согласованные нагрузки. При оценке реальной чувствительности радиоприемника по величине Ш.-ф. необходимо учитывать, что спектр полезного сигнала может не совпадать со спектром входных и собств. шумов, а эффективная темп-ра антенны отличаться от *T*₀.

Лит.: Валитов Р. А., Палатов К. И., Черный А. Е., Методы измерения основных характеристик флуктуационных сигналов, Харьков, 1961, гл. 2, с. 24—37.
И. Т. Трофименко.

ШУМЫ В РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ обусловлены флуктуациями напряжений и токов в различных элементах устройств (активных сопротивлений, электронных лампах, полупроводниковых приборах и т. п., см. *Флуктуации электрические*).

ШУНТ — электрическая или магнитная цепь, включаемая параллельно данной цепи или прибору. Ш. служит, напр., для расширения пределов измерения *амперметров*, т. к. в Ш. отвечает часть общего тока тем большая, чем меньше сопротивление Ш.

Ш

ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ — излучатели электромагнитных волн в виде узких щелей (длина \gg ширины), прорезаемых в металлич. оболочках *объемных резонаторов и волноводов*, а также в металлич. плоских или изогнутых экранах. В первых двух случаях щель возбуждается электромагнитным полем, существующим внутри соответствующего объема. При этом щель должна пересекать токи (протекавшие до ее прорезания) на внутр. стороне поверхности. Это приводит к искажению первоначального распределения токов, нарушению экранировки внутр. полей и интенсивному излучению наружу. Щели, прорезаемые в экранах, обычно возбуждаются *коаксиальным кабелем*, внешняя оболочка к-рого соединена с экраном по одну сторону щели, а центральный проводник — по другую. Такие щели излучают в обе стороны от экрана. Если закрыть щель с одной стороны достаточно большим резонатором, то она превратится в односторонне излучающую.

Диаграмму направленности и сопротивление излучения щели $Z_{щ}$ в бесконечном плоском экране легко найти с помощью *двойственности принципа*. Поле такой щели отличается от поля металлич. ленточного вибратора, дополняющего экран до сплошного, лишь заменой E на H , а H на E . Поля, излучаемые двусторонней щелью в оба полупространства, противофазны; поэтому при конечных размерах экрана диаграмма направленности щели будет иметь нуль в плоскости экрана (рис. 1) (см. *Антенны*). Сопротивление излучения двусторонней щели равно $Z_{щ} = (60\pi)^2 / Z_{виб}$ ($Z_{виб}$ — сопротивление излучения вибратора, дополняющего экран до сплошного) и составляет 486 ом для полуволновой щели ($Z_{виб} \approx 73$ ом). Для односторонней щели $Z_{щ} \approx 972$ ом.

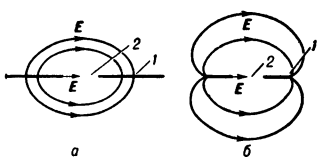


Рис. 1. Диаграмма направленности двусторонней щели в бесконечном (а) и конечном (б) экранах: 1 — экран, 2 — щель.

Излучение линейных Щ. а. линейно поляризовано. Простейшая Щ. а., излучающая поле эллиптич. поляризации, — крестообразная щель в широкой стенке прямоугольного волновода (т. к. продольные и попе-

речные токи на стенках волновода сдвинуты на 90° по фазе)

Щели в экранах и резонаторах служат обычно слабонаправленными бортовыми антеннами метрового и дециметрового диапазонов длин волн. В частности, распространена Щ. а. в виде зарубки в кромке крыла самолета. Распространены также Щ. а. в виде плоских и конич. спиралей (*широкополосные антенны эллиптич. поляризации*).

Наиболее широко применяются Щ. а. на сантиметровых и миллиметровых волнах, когда линиями передачи служат волноводы и щели, конструктивно более просто выполнимые, чем вибраторы. Продольные щели в коаксиальных линиях и в круглом волноводе с волной TM_{01} , а также щели, прорезаемые вдоль средней линии широкой стенки прямоугольного волновода с волной TE_{10} , не пересекают токов и поэтому не излучают наружу. Такими Щ. а. пользуются для введения внутрь линии зонда с целью определения распределения поля вдоль линии. Неизлучающую щель можно возбудить, нарушив симметрию поля вблизи нее, напр., помещая по одну сторону щели металлич. стержень (рис. 2).

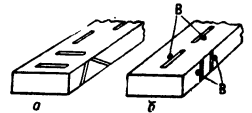


Рис. 2. Волноводные щелевые антенны; В — возбуждающий вибратор.

Волноводные Щ. а. применяются гл. обр. в многощелевых антенных решетках (в частности, с диаграммами остронаправленными и «косекансными» в плоскости оси решетки и ненаправленными в перпендикулярной плоскости), а также как антенны с качанием луча (за счет перемещения стенки волновода, изменения частоты и т. п.). Они особенно перспективны при необходимости иметь маловыступающую (плоскую) конструкцию.

Щ. а. применяются и в др. устройствах СВЧ, напр., *направленных ответвителях*, где они играют роль элементов связи.

Лит.: 1) Пистолькорс А. А., *Антенны*, М., 1947; 2) Фельд Я. Н., *Основы теории щелевых антенн*, М., 1948; 3) *Антенны сантиметровых волн*, пер. с англ., под ред. Я. Н. Фельда, ч. 1, М., 1950, гл. IX; 4) Фельд Я. Н., Бененсон Л. С., *Антенно-фидерные устройства*, ч. 2, М., 1959, гл. VII и XVI; 5) Резников Г. В., *Самолетные антенны*, М., 1962, гл. 15. Л. С. Бененсон.

ЩЕЛОЧИ — растворимые в воде основания (см. *Кислота*), напр. КОН, NaOH.

ЭБЕРГАРДА ЯВЛЕНИЕ — одна из разновидностей пограничных эффектов проявления (микроэффектов проявления) в фотографии.

ЭБУЛИОМЕТРИЯ — то же, что и эбулиоскопия.

ЭБУЛИОСКОПИЯ — определение повышения температуры начала кипения раствора ($\Delta T_{\text{кип}}$) по сравнению с темп-рой кипения ($T_{\text{кип}}$) чистого растворителя. Э. применяется для определения мол. веса M растворенного вещества, активностей раствора и растворителя и степени электролитической диссоциации слабых электролитов.

Из Рауля закона следует, что $\Delta T_{\text{кип}} = E n$, где n — число молей растворенного вещества в 1000 г растворителя, E — эбулиоскопич. постоянная. Величина E зависит только от свойств растворителя и может быть найдена либо опытным путем, либо рассчитана по термодинамич. соотношению $E = RT_{\text{кип}}^2/l$, где l — уд. теплота испарения растворителя, R — универсальная газовая постоянная. Значения E см. в [2]. Если g и G — количества растворенного вещества и растворителя (в г), то $n = 1000g/MG$ и

$$M = 1000 Eg/\Delta T_{\text{кип}} G.$$

Это соотношение справедливо только для разбавленных растворов электролитов. Для диссоциирующих в растворе веществ в ур-ние (1) вводится коэфф. i , учитывающий увеличение числа молей в результате диссоциации. Определив опытным путем i , можно рассчитать степень диссоциации α слабого электролита по ф-ле $i = 1 + \alpha(m-1)$, где m — число ионов, на к-рое распадается молекула соединения при диссоциации.

Лит.: 1) Киреев В. А., Курс физической химии, 2 изд., М., 1956; 2) Справочник химика, т. 3, М.—Л., 1952, с. 310.

ЭВАПОРОГРАФИЯ — метод получения изображения объектов испарением нек-рых веществ за счет энергии излучения объекта, обычно в инфракрасной области спектра. Изображение объекта 1 (рис.) создается инфракрасным объективом 2 на тонкой зачерненной мембране 3, находящейся в вакуумной камере 4. На обратной стороне мембраны конденсируются пары жидкости, находящейся в этой части камеры (метод конденсации), или испаряется предварительно сконденсированный слой жидкости (метод испарения).

Скорости конденсации и испарения в каждой точке мембраны зависят от ее темп-ры, к-рая, в свою очередь, обусловлена излучением соответствующего участка объекта. Жидкостный рельеф 5 виден в интерференционных цветах при специальной его подсветке и может быть сфотографирован. Спектральная область

чувствительности зависит от кривой пропускания объектива и входного окна кюветы и от характера зачерняющего покрытия.

Совр. приборы — эвапорографы — «чувствуют» различия в темп-ре деталей объекта $\sim 1^\circ$ (при комнатной темп-ре); минимально обнаружимая разность энергетич. освещенности в плоскости мембраны 10^{-5} вт/см^2 ; разрешающая способность ~ 10 мм^{-1} ; время формирования изображения от долей секунды до минуты. Эвапорографы применяются для регистрации собственного излучения тел в инфракрасной области спектра, видения и фотографирования в темноте, дистанционного получения распределения и измерения темп-р на поверхности объектов, визуализации пучков инфракрасных лазеров, в медицинской диагностике и т. п.

Лит.: 1) Czerny M., «Z. Phys.», 1929, Bd 53, № 1, S. 1; «Umschau», 1956, H. 17, S. 519; 2) Фаерман Г. Н., Синцов В. П., Попова К. Б., «Оптико-механ. пром-сть», 1962, т. 29, № 11, с. 27; там же, 1964, т. 31, № 9, с. 11; 3) McDaniel G. W., Robinson D. Z., «Appl. Optics», 1962, v. 1, № 3, p. 311. К. Б. Попова, В. Н. Синцов.

ЭВТЕКТИКА — сплав в жидком состоянии, находящийся в равновесии с кристаллами исходных компонентов, кристаллизующийся при постоянной темп-ре T_0 (т. н. эвтектич. точка) и представляющий в твердом состоянии механич. смесь кристаллов компонентов. Чаще всего эвтектич. сплавы образуют компоненты, сильно различающиеся по кристаллич. структуре: многие металлы с неметаллич. или полуметаллич. элементами (Cu с Si, Al с Si, Pb с Sb и др.), неизоструктурные элементы друг с другом (напр., Cr с Ni), изоструктурные металлы с сильно различающимися параметрами кристаллич. решетки (Cu — Ag и др.), интерметаллич. соединения друг с другом и т. д. Темп-ра плавления (кристаллизации) Э. T_0 ниже T_A и T_B — темп-р плавления компонентов. При T_0 заканчивается кристаллизация сплавов как доэвтектич., так и заэвтектич. составов (рис. 1). Постоянство и низкий уровень T_0 по сравнению с T_A и T_B обусловлены искажениями кристаллической решетки и наличием дефектов (вакансий, дислокаций и др.) у тонкого граничного слоя на поверхности раздела компонентов. Этому соответствует повышенная энергия атомов и повышенное постоянное значение термодинамич. потенциала границы раздела компонентов по сравнению с потенциалами самих компонентов.

В жидких Э. обычно присутствуют субмикроруптуры из атомов каждого компонента. Твердые Э. имеют характерное дисперсное строение: пластинчатое, прутковое (рис. 2), зернистое или более сложное, напр. при дендритной кристаллизации. Дисперсность Э. зависит от условий ее кристаллизации и определяется числом центров кристаллизации. Гетерогенное строение Э. обуславливает их особые физ.-хим. свойства. При низких T ряд эвтектич. сплавов обладает высокими механич. свойствами, обусловленными

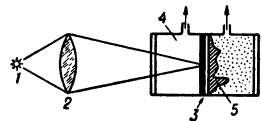


Схема получения изображения в эвапорографе. Объяснения в тексте.

сочетанием высокой прочности одного из компонентов с пластичностью другого, играющего роль вязкой матрицы и препятствующего хрупкому разрушению непластичных кристаллов.

При высоких T твердые эвтектич. сплавы проявляют макс. ползучесть и исключительную пластич-

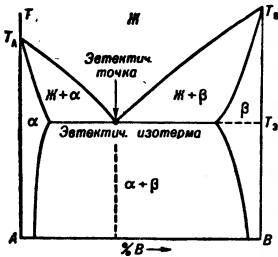


Рис. 1.

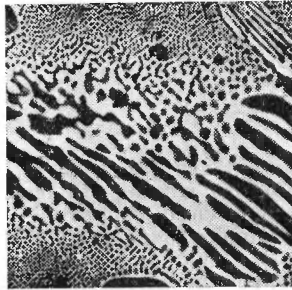


Рис. 2.

Рис. 1. Диаграмма состояния двухкомпонентной эвтектич. системы; А, В — исходные компоненты; T_A , T_B — их темп-ры плавления; $T_Э$ — темп-ра плавления эвтектики; ж — жидкая фаза; α и β — твердые растворы; ж + α, ж + β, α + β — двухфазные области сосуществования соответствующих фаз.

Рис. 2. Эвтектический сплав Fe с 4,2% С (цементитная эвтектика в чугунае).

ность вследствие вязкого течения по развитой граничной поверхности между кристаллами обоих компонентов. В технике Э. широко применяются как литейные сплавы (напр., эвтектич. чугуны), металлы, теплоносители, припои (Cu — Ag, Sn — Pb и др.), легкоплавкие предохранители (многокомпонентные Э., напр. сплавы Вуда, Розе и др.). Эвтектич. характер имеют многие минералы.

Лит.: 1) Бочвар А. А., Исследование механизма и кинетики кристаллизации сплавов эвтектического типа, М.—Л., 1935; 2) Аносов В. Я., Погодин С. А., Основные начала физико-химического анализа, М.—Л., 1947; 3) Райнз Ф., Диаграммы фазового равновесия в металлургии, пер. с англ., М., 1960; 4) Григорович В. К., К термодинамике эвтектических систем, в сб.: Физико-химические основы металлургических процессов, М., 1964. В. К. Григорович.

ЭВТЕКТОИД — эвтектика, образующаяся при распаде твердых растворов. Область диаграммы состояния вблизи эвтектоидной точки похожа на область вблизи эвтектич. точки. По сравнению с эвтектич. сплавами, образующимися при распаде жидких растворов, эвтектоидные сплавы имеют, как правило, тонкое пластинчатое или зернистое строение. С этим связана высокая прочность многих эвтектоидных сплавов, напр. стали с 0,7% С — широко распространенного конструкционного и инструментального материала.

Лит. см. при ст. Эвтектика.

ЭЖЕКТОР — аппарат, в к-ром кинетич. энергия струи жидкости или газа используется для повышения полного давления потока другой жидкости (газа); передача энергии происходит в процессе турбулентного смешения потоков. Эжектируемый поток 1, вытекающий через сопло в смесит. камеру (рис. 1), увлекает частицы эжектируемой жидкости (газа) 2, и на периферии его образуется зона смешения — пограничный слой струи С, к-рый, постепенно расширяясь, охватывает все сечение потоков. Далее происходит выравнивание полей скорости (а также

Рис. 1. а — схема эжектора; б — профили скорости в сечениях смесит. камеры.

темп-ры и состава смеси) в поперечном сечении потока, к-рое сопровождается возрастанием статич. давления, достигающего максимума при длине цилиндрич. смесит. камеры $l \approx 6-8$ ее диаметров D . Такая длина смесит. камеры оптимальна, т. к. здесь неравномерность потока уже незначительна, и полезный эффект дальнейшего выравнивания полей не компенсирует возрастающих потерь на трение о стенки. На выходе из камеры получается практически однородный поток 3 смеси, полное давление к-рого P_{03} тем больше полного давления эжектируемого потока P_{02} , чем меньше его относит. весовой расход — т. н. коэфф. эжекции $n = G_2/G_1$. В диффузоре 4 происходит дальнейшее возрастание статич. давления. В результате оказывается возможным за счет энергии эжектирующего потока подать низконапорную жидкость (газ) в среду с повышенным давлением P_4 , а при атм. давлении на выходе — создать разрежение в канале или объеме, откуда поступает эжектируемый поток. Это позволяет пользоваться Э. как струйным компрессором или

экстагстером. В жидкостном Э., а также в газовом Э. при дозвуковых скоростях, статич. давление смешивающихся потоков во входном сечении камеры одинаково. Если эжектирующийся газ вытекает из нерасширяющегося сопла при сверхкритич. отношении давлений (см. Сопло), то в выходном сечении сопла устанавливается скорость v_1 , равная критич. скорости звука a_1 (коэфф. скорости $\lambda_1 = v_1/a_1 = 1$), а статич. давление превышает давление эжектируемого газа. Такой Э. наз. з в у к о в ы м. По выходе из сопла струя эжектирующего газа продолжает расширяться, скорость ее становится сверхзвуковой, а площадь увеличивается — образуется «бочка» перерасширения (рис. 2). Сечение b, где площадь струи максимальна, наз. сечением запирапия. За счет стеснения проходного сечения камеры расширяющейся струей увеличивается также скорость дозвукового потока эжектируемого газа. В сечении запирапия образуется горловина, в к-рой скорость эжектируемого потока максимальна, но не превосходит скорости звука ($\lambda'_2 \leq 1$). Режим Э., при к-ром $\lambda'_2 = 1$, наз. критическим и обычно является наивыгоднейшим, т. к. при этом для заданных размеров Э. получается наибольшее значение n , а при заданном n — наибольшее P_{03} (рис. 3). Кривая $n = 0$ соответствует предельному режиму работы Э., когда «бочка» заполняет все сечение камеры, и эжектирование прекращается (наступает запираие Э.), и указывает максимально достижимое увеличение полного давления при заданных начальных параметрах газов. Для Э., в к-рых скорость потоков во входном и выходном сечениях цилиндрич. смесит. камеры не превосходит скорости звука, $P_{03} \approx (P_{01}F_1 + P_{02}F_2)/F_3$, т. е. при заданных P_{01} и P_{02} величина P_{03} увеличивается с уменьшением F_3/F_1 . Это связано с увеличением скорости эжектируемого

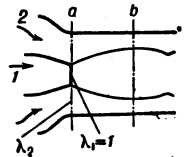


Рис. 2. Схема течения в начальном участке камеры звукового эжектора: а — входное сечение камеры; б — сечение запирапия.

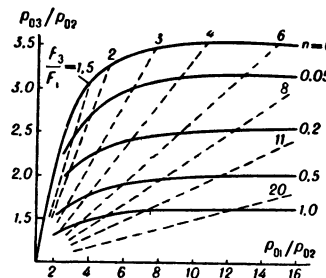


Рис. 3. Зависимость между отношением P_{01}/P_{02} , P_{03}/P_{02} и n для критич. режима в звуковых эжекторах. Пунктиром показано требуемое для получения таких параметров соотношение между площадью цилиндрич. камеры F_3 и площадью выходного сечения сопла F_1 .

эжектируемого

газа v_2 и уменьшением потерь при смешении, к-рые зависят от величины $v_1 - v_2$ и аналогичны потерям кинетич. энергии при неупругом ударе. Возможное уменьшение площади камеры при заданном n ограничивается в жидкостном Э. возникновением кавитации, а в газовом — достижением звуковой скорости в потоке эжектируемого газа в сечении запираания или в потоке смеси на выходе из камеры. Кроме того, вследствие увеличения скорости потока с уменьшением площади камеры возрастают гидравлич. потери в камере и диффузоре.

При $p_{01}/p_{02} > 5-6$ и $n < 0,4-0,6$ степень повышения давления в Э. p_{03}/p_{02} может быть увеличена по сравнению с данными рис. 3, если применить сверхзвуковое сопло эжектирующего газа. Снижение потерь и большее (по сравнению со звуковым Э.) p_{03} достигаются благодаря меньшему перерасширению сверхзвуковой струи в сечении запираания; при этом требуется меньшая площадь камеры. Скорость потока на выходе из смесит. камеры обычно дозвуковая. При критич. режимах работы можно получить сверхзвуковой поток смеси ($\lambda_3 > 1$), однако чтобы увеличить статич. давление на выходе из Э., поток переводят в дозвуковой в скачке уплотнения, системе скачков или сверхзвуковым диффузоре. При смешении газов существенно различной темп-ры, а также в сужающейся смесит. камере возможен кризис течения на выходе из камеры, т. е. $\lambda_3 = 1$.

Э. применяются в аэродинамич. трубах, теплосиловых установках, стендах для испытания реактивных двигателей, в вакуумной технике и др.

Лит.: 1) Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 2 изд., М., 1953, гл. VII, § 3-5; 2) Дейч М. Е., Техническая газодинамика, 2 изд., Л., 1961, гл. 7, § 7-5, § 7-7; 3) Христианович С. А., О расчете эжектора, в кн.: Промышленная аэродинамика, М., 1944; 4) Основы газовой динамики, под ред. Г. Эммонса, пер. с англ., М., 1963 (Аэродинамика больших скоростей и реактивная техника), гл. 2, § 15-17. А. Я. Черкез.

ЭЖЕКТОРНЫЕ НАСОСЫ — вакуумные насосы, в к-рых откачиваемый газ увлекается турбулентной струей пара или жидкости, истекающей из сверхзвукового расширяющегося сопла 1 эжектора за счет турбулентного перемешивания газа и пара в конич. камере 2 (см. рис.). Парогазовая смесь из камеры смешения, пройдя через горловину 3, поступает в расширяющийся диффузор, в к-ром скорость потока уменьшается, а статич. давление растет.

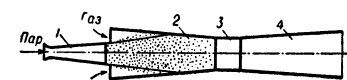


Схема пароструйного эжектора: 1 — сопло; 2 — камера смешения; 3 — горловина; 4 — диффузор.

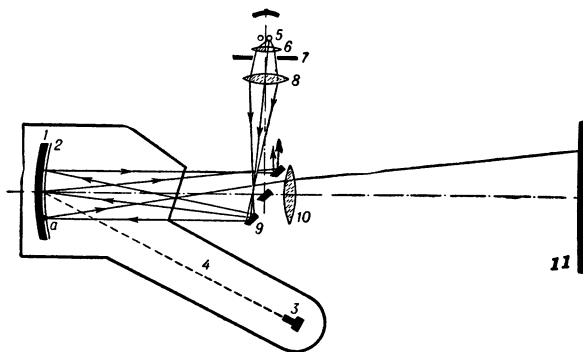
Для получения более низких давлений Э. н. делают многоступенчатыми. Для получения давлений $10^{-1}-10^{-2}$ мм рт. ст. применяют 5-6-ступенчатые насосы. Производительность крупных Э. н. достигает 0,1-1 млн. л/сек. Э. н. широко применяются в технике для откачки больших количеств газов и паров из конденсаторов паровых турбин, различных химических, металлургических, нефтеперерабатывающих и др. установок.

Пример жидкостного Э. н. — водоструйный насос. К Э. н. можно отнести вихревой аппарат, действие к-рого основано на использовании разрежения, развивающегося до воль оси вихря.

Лит.: 1) Соколов Е. Я., Зингер Н. М., Струйные аппараты, М.—Л., 1960; 2) Рамм В. М., Пароструйные вакуумэжекторные установки, М., 1949; 3) Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 2 изд., М., 1953. А. Б. Цейтлин.

ЭЙДОФОР — устройство для проекции телевизионного изображения на большой экран; состоит из электроннолучевого прибора и оптич. системы (см. рис.). Сферич. металлич. зеркало 1 покрыто прозрачной пленкой масла; электронный прожектор 3 создает

узкий пучок электронов 4, отклоняемый по закону телевизионной развертки (отклоняющая система не показана). Зеркальные полоски 9 расположены так, что лучи света от источника света 5, отраженные от зеркала 1, снова попадают на зеркало 9 (не проходя в щелевые промежутки между ними) в том случае, если пленка масла 2 однородна по толщине. При возникновении на пленке деформаций (оптич. неоднородностей) часть световых лучей, отраженных от сферич.



1 — металлич. зеркало; 2 — пленка масла; 3 — электронный прожектор; 4 — пучок электронов; 5 — ксеноновая лампа; 6 — конденсор; 7 — диафрагма; 8 — линза; 9 — зеркала; 10 — объектив; 11 — экран.

зеркала, проходя через деформированную пленку (напр., в точке a), преломляется, проходит в промежутке между зеркалами 9 и попадает в объектив 10, создающий на экране 11 увеличенное изображение распределения неоднородностей, тем более яркое, чем сильнее преломляются лучи деформированными участками пленки.

Деформация пленки достигается нанесением на ее поверхность электрич. зарядов электронным пучком. Силы электростатич. притяжения между заряженными участками поверхности пленки и металлом зеркала, преодолевая действие сил поверхностного натяжения пленки, деформируют ее пропорционально плотности нанесенных зарядов; последняя изменяется за счет модуляции электронного пучка приходящим телевизионным сигналом в процессе его отклонения.

Масло должно обладать нек-рой электропроводностью, чтобы за время передачи одного кадра изображения нанесенные заряды успели стечь на зеркало, подготавливая пленку к передаче след. кадра. Поскольку масло с зеркала постепенно стекает, в Э. пленка непрерывно обновляется нанесением слоя масла и его разравниванием на медленно вращающемся зеркале 1. Вакуумная часть Э. работает при непрерывной откачке.

Лит.: Штромберг Р. А., Телевизионный проектор системы «Эйдофор», «Техника кино и телевидения», 1957, № 7. В. Л. Герус.

ЭЙКОНАЛ — функция, определяющая длину оптич. пути между двумя произвольно выбранными точками, одна из к-рых A принадлежит пространству предметов, другая B — пространству изображений (см. Оптическая длина пути). В зависимости от выбора параметров, входящих в выражение Э., различают: точечный Э. (гамильтонова характеристич. ф-ция от координат $x, y, z; x', y', z'$ точек A и B); угловой Э. Брунса (ф-ция угловых коэфф. $\mu, \nu; \mu', \nu'$ луча); более сложный Э. Шварцшильда и ряд др.

Теоретический и прикладной интерес к Э. обусловлен тем, что координаты y, z и y', z' точек пересечения луча с плоскостями предмета и изображения, а, следовательно, и поперечные aberrации оптич. систем, могут быть получены в результате дифференцирования выражения Э. по определенным перемен-

ным. Если, напр., угловой эйконал Брунса W (т. е. длина оптич. хода между основаниями двух перпендикуляров, опущенных на луч из двух сопряженных точек O и O' , расположенных на оси симметрии оптич. системы) выражен в виде ф-ции от величин μ , ν и μ' , ν' , то

$$\frac{dW}{d\mu} = -n\mu, \quad \frac{dW}{d\nu} = -n\nu; \quad \frac{dW}{d\mu'} = n'\mu', \quad \frac{dW}{d\nu'} = n'\nu';$$

n и n' — показатели преломления в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно. Для большинства оптич. систем W в конечном виде не может быть получена. Ее представляют в виде разложения в ряд по степеням μ , ν и μ' , ν' . В симметричных системах ряд содержит только четные степени перечисленных переменных. Эйконал Шварцшильда составлен так, что его частные производные по величинам μ' и ν' дают непосредственно величины поперечных aberrаций. См. также *Геометрическая оптика*.

ЭЙЛЕРА ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ — дифференциальные ур-ния движения твердого тела, имеющего одну неподвижную точку. См. *Динамика твердого тела*, ур-ния (4).

ЭЙЛЕРА КИНЕМАТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ — равенства, выражающие через *Эйлера углы* φ , ψ , θ проекции мгновенной угловой скорости ω тела, имеющего неподвижную точку O , на прямоугольные декартовы оси координат $Oxyz$, жестко связанные с телом. Э. к. у. имеют вид:

$$\begin{aligned} \omega_x &= \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi + \dot{\theta} \cos \varphi; \\ \omega_y &= \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi - \dot{\theta} \sin \varphi; \\ \omega_z &= \dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \theta, \end{aligned}$$

где $\dot{\varphi}$, $\dot{\psi}$, $\dot{\theta}$ — производные от углов φ , ψ , θ по времени. Вместе с *Эйлера динамическими уравнениями* Э. к. у. образуют полную систему дифференциальных ур-ний движения твердого тела около неподвижной точки.

ЭЙЛЕРА ПОСТОЯННАЯ — предел

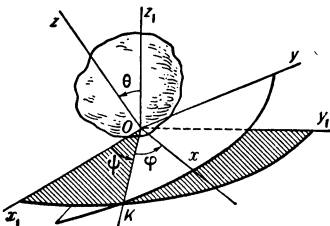
$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \sum_{k=1}^n \frac{1}{k} - \ln n \right\} = C = 0,577215...;$$

для C имеется ряд представлений в форме рядов и интегралов, напр.

$$C = \int_0^1 \left(\frac{1}{1-x} + \frac{1}{\ln x} \right) dx;$$

Встречается в теории различных классов спец. функций. Неизвестно, является ли Э. п. иррациональным числом.

ЭЙЛЕРА УГЛЫ — три угла φ , ψ и θ , определяющие положение по отношению к неподвижным прямоугольным осям $Ox_1 y_1 z_1$ твердого тела, имеющего неподвижную точку O (напр., гироскопа). Если с телом жестко связать



прямоугольные оси $Oxyz$ (рис.) и обозначить линию пересечения плоскостей $Ox_1 y_1$ и Oxy через OK (линия узлов), то Э. у. будут: угол собственного вращения $\varphi = \angle KOx$ (угол поворота вокруг оси Oz), угол прецессии $\psi = \angle x_1 OK$ (угол поворота вокруг оси Oz_1) и угол нутации $\theta = \angle z_1 Oz$ (угол поворота вокруг линии узлов OK); положительные направления отсчета углов показаны на рис. дуговыми стрелками. Положение тела будет определяться однозначно, если считать углы φ и ψ изменяющимися от 0 до 2π , а угол

θ — от 0 до π . Э. у. широко пользуются в динамике твердого тела, в частности в теории гироскопа, и в небесной механике.

ЭЙЛЕРА УРАВНЕНИЕ — дифференциальное уравнение вида:

$$\frac{\partial F}{\partial y} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial F}{\partial y'} \right) = 0,$$

служащее в вариационном исчислении для разыскания экстремалей интеграла $\int_a^b F(x, y, y') dx$.

ЭЙЛЕРА УРАВНЕНИЯ гидромеханики — дифференциальные ур-ния движения идеальной жидкости в переменных Эйлера. Если давление p , плотность ρ , проекции скоростей частиц жидкости u , v , w и проекции действующей объемной силы X , Y , Z рассматривать как ф-ции координат x , y , z точек пространства и времени t (переменные Эйлера), то Э. у. в проекциях на прямоугольные декартовы оси координат будут:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned}$$

Решение общей задачи гидромеханики в переменных Эйлера сводится к тому, чтобы, зная X , Y , Z , а также начальные и граничные условия, определить u , v , w , p , ρ как ф-ции x , y , z и t . Для этого к Э. у. присоединяют ур-ние неразрывности в переменных Эйлера

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0.$$

Пятым ур-нием в случае баротропной жидкости будет ур-ние состояния $\rho = f(p)$ (или $\rho = \text{const}$, когда жидкость несжимаема).

Э. у. пользуются при решении разнообразных задач гидромеханики.

Лит. см. при ст. *Гидромеханика*. С. М. Тара.

ЭЙЛЕРА ЧИСЛО (в гидродинамике) — безразмерная величина, равная отношению разности давлений ($p_1 - p_2$) в двух характерных точках потока жидкости к скоростному напору $\rho v^2/2$ в потоке (ρ — плотность жидкости, v — скорость потока); $Eu = 2(p_1 - p_2)/\rho v^2 = 2\Delta p/\rho v^2$.

Если два потока жидкости 1 и 2, текущие в геометрически подобных границах, динамически подобны, то Э. ч. этих потоков должны быть равны друг другу: $Eu_1 = Eu_2$. Это равенство есть следствие динамич. подобия и выражает условие равенства отношений сил, давления и инерции. Равенством Э. ч. пользуются для пересчета разностей давления, измеренных на модели, на натуральной объект (см. *Подобия теория*).

ЭЙЛЕРА — Д'АЛАМБЕРА ПАРАДОКС — см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*.

ЭЙЛЕРОВО ДВИЖЕНИЕ твердого тела — движение твердого тела, имеющего одну неподвижную точку, в случае, когда относительно этой точки сумма моментов всех действующих сил равна нулю (напр., движение тела, закрепленного в центре тяжести). Для симметричного тела (гироскопа) Э. д. при произвольных начальных условиях представляет собой регулярную прецессию, причем осью прецессии является неизменное направление кинетич. момента тела. О геометрии картин Э. д. тела произвольной формы см. *Герполодия*. Свободное твердое тело, движущееся непоступательно по инерции (т. е. при отсутствии действующих сил) или под действием сил, равнодействующая к-рых проходит через центр масс тела, будет совершать вокруг центра масс Э. д.

Лит. см. при ст. *Динамика* [1] и [2].

ЭЙНШТЕЙН — единица измерения количества квантов света, применяемая в фотохимии. 1 Э. равен

числу квантов света определенной частоты, к-рое вызывает в системе, способной к фотохимич. реакциям, фотохимич. превращение $6,02252 \cdot 10^{23}$ молекул, или 1 моля вещества, т. е. $1 \text{ Э.} = 6,02252 \cdot 10^{23}$ кванта монохроматич. света. Связь между энергией 1 Э. и частотой света ν дается ф-лой $E = 6,02252 \cdot 10^{23} h\nu$, где h — Планка постоянная. Г. Д. Бурдун.

ЭЙНШТЕЙНА ЗАКОН — основной закон фотохимии, устанавливающий, что каждый поглощенный фотон вызывает одну элементарную реакцию. Эта реакция может быть либо химической, состоящей в превращении вещества, либо чисто физической, состоящей в возбуждении молекулы и обратном излучении поглощенной энергии или в превращении этой энергии в тепловую. Э.з. установлен А. Эйнштейном в 1912 г. В общем случае Э. з. применим только к элементарным фотопроцессам, т. к. химич. превращения, происходящие под действием света, часто осложняются протеканием вторичных, темновых реакций.

Экспериментальная проверка Э. з. показала, что в случае химич. превращений, когда процессы рассеяния поглощенной энергии маловероятны, а вторичные процессы связаны с первичными простыми стехиометрич. соотношениями, величина квантового выхода реакции η (отношение числа молекул продуктов реакции к числу поглощенных фотонов) оказывается одним из целых чисел — 1, 2 или 3. Наблюдаемые во многих реакциях видимые отклонения от Э. з. объясняются вторичными процессами. Так, большие значения η (до 10^6) связаны с цепными темновыми реакциями; малые значения (< 1) обычно объясняются рекомбинацией частиц, образовавшихся в результате первичной фотореакции, а также интенсивным протеканием процессов превращения поглощенной световой энергии в тепловую.

Лит. см. при ст. Фотохимия.

ЭЙНШТЕЙНА ЗАКОН ТЯГОТЕНИЯ — см. Тяготение.

ЭЙНШТЕЙНА КОЭФФИЦИЕНТЫ — в теории излучения характеризуют вероятности спонтанного излучения (коэффициенты A_{mn}) и индуцированного излучения (коэффициенты B_{mn}) при переходе атома из квантового состояния с более высокой энергией E_m в состояние с более низкой энергией E_n , а также вероятность поглощения (коэффициенты B_{nm}) при переходе атома из состояния E_n в состояние E_m . Введены А. Эйнштейном до создания последовательной квантовой теории при построении теории излучения на основе представления о фотонах.

Полное число переходов $m \rightarrow n$ с излучением за время dt равно

$$dN^I = (A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu) N_m dt,$$

где N_m — число атомов, находившихся в начальный момент времени в состоянии m , а ρ_ν — спектральная плотность энергии уже присутствующего электромагнитного поля. Число переходов $n \rightarrow m$ с поглощением равно

$$dN^{II} = B_{nm}\rho_\nu N_n dt,$$

где N_n — число атомов, находившихся в начальный момент времени в состоянии n .

В случае замкнутой системы, находящейся в равновесии с излучением, имеет место равенство

$$dN^I = dN^{II}.$$

Из этого соотношения, применив общие законы статистич. механики и условие частот Бора (см. Бора постулаты), Эйнштейн вывел в 1917 г. ф-лу для распределения энергии в спектре равновесного излучения. Когда уровни энергии атомов невыврождены (см. Выврождение уровней энергии), эта ф-ла имеет вид

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn}}{B_{nm} \exp \{h\nu/kT\} - B_{mn}},$$

где ν — частота света, T — темп-ра равновесного излучения, h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана. Предельный переход к случаю высоких темп-р ($T \rightarrow \infty$) позволяет установить след. соотношения между Э. к.:

$$B_{nm} = B_{mn}, \quad A_{mn} = (8\pi h\nu^3/c^3) B_{nm}$$

(c — скорость света). Подстановка этих коэффициентов в выражение для ρ_ν приводит к ф-ле Планка (см. Планка закон излучения).

Последоват. трактовка и вычисление Э. к. оказались возможными лишь в рамках квантовой электродинамики. При этом можно получить явный вид Э. к. через квадрат матричного элемента соответствующего перехода. В простейшем случае Э. к. пропорциональны квадрату дипольного момента атома. A_{mn} можно определить и экспериментальным путем; если переход разрешен лишь на уровень n , то $A_{mn} = 1/\tau_m$, где τ_m — время жизни атома в возбужденном состоянии m .

При практич. расчетах в выражениях для dN^I и dN^{II} приходится часто учитывать конечную ширину спектральных линий и статистического веса уровней m и n .

Лит.: 1) Шпольский Э. В., Атомная физика, т. 1, 2 изд., М.—Л., 1949, с. 287; т. 2, 2 изд., М.—Л., 1950, с. 146; 2) Кац М. Л., Ковнер М. А., Сидоров Н. К., Оптические квантовые генераторы. [Лазеры], Саратов, 1964, с. 17; 3) Ахизер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959, с. 275. И. М. Дрёмин.

ЭЙНШТЕЙНА СООТНОШЕНИЕ — устанавливает связь между подвижностью u носителей тока и коэфф. их диффузии D_0 : $u/D_0 = e/kT$, где e — элементарный заряд, T — абс. температура, k — постоянная Больцмана.

ЭЙНШТЕЙНА — ДЕ-ХААЗА ЭФФЕКТ — то же, что Эйнштейна — де-Хааза — Ричардсона эффект.

ЭЙНШТЕЙНА — ДЕ-ХААЗА — РИЧАРДСОНА ЭФФЕКТ — относится к группе т. н. магнито механических явлений, в к-рых обнаруживается связь между механич. и магн. моментами атома. На существующую между магнитным и механич. моментами связь, лежащую в основе эффекта, указал О. Ричардсон (O. Richardson, 1908). Сам эффект был обнаружен на опыте и теоретически объяснен А. Эйнштейном (A. Einstein) и В. де Гаазом (W. de Haas) в 1915 г. Эффект состоит в том, что тело при намагничивании вдоль нек-рой оси приобретает около нее вращательный импульс, пропорциональный намагниченности. Из теории следует [2], что магнитный момент атома M пропорционален результирующему моменту количества движения J , т. е. $M = \gamma J$, где γ — магнито механическое отношение, равное $ge/2mc$ (здесь e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, g — т. н. фактор спектроскопич. расщепления, или g -фактор). Изменение направления M должно сопровождаться изменением J . При помещении тела в магнитное поле магнитные моменты атомов ориентируются вдоль направления последнего, что ведет к изменению их собственных механич. моментов. Но т. к. на основании закона сохранения момента количества движения общий момент количества движения тела должен оставаться неизменным, тело при намагничивании должно приобрести обратный (очень малый по величине) вращательный импульс относительно оси намагничивания. Чтобы обнаружить этот вращательный импульс, тело подвешивают в переменном магнитном поле и наблюдают его крутильные колебания. Подбирая частоту этого поля близкой к частоте собственных крутильных колебаний тела, удается амплитуду колебаний сделать доступной наблюдению. Исследования эффекта в различных материалах позволяют получить сведения о строении атома и природе носителей магнетизма в веществе. Из опытов можно определить величину g -фактора, по численному значению

к-рого устанавливается степень «замораживания» орбитального момента внутрикристаллич. полем. Так, если $g = 2$, то орбитальный момент полностью «заморожен» внутрикристаллич. полем и магнетизм вещества обусловлен только спиновыми магнитными моментами электронов; такая ситуация имеет место в Fe, Ni, Co и Gd. Если $g \neq 2$, то орбитальный момент не полностью «заморожен», и он наряду со спиновым моментом участвует в намагничивании вещества (Du, Tb, Eg и др.).

С развитием методов парамагнитного и ферромагнитного резонансов определение величин g -факторов по измерению Э.—де-Х.—Р. э. в значит. степени утратило свое значение.

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Современное учение о магнетизме, М.—Л., 1952; 2) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955. К. П. Белов.

ЭЙНШТЕЙНА—ФОККЕРА УРАВНЕНИЕ — определяет вероятность различных состояний системы, рассматриваемых как непрерывная цепь Маркова. По существу Э.—Ф. у.— это ур-ние непрерывности в фазовом пространстве для ф-ции распределения одной или нескольких независимых стохастич. переменных, значения к-рых образуют непрерывную цепь Маркова (см. *Марковские процессы, Броуновское движение*).

Пусть значение стохастич. переменной $x(t)$ может измеряться через сколь угодно малые промежутки времени (t — непрерывный параметр). Тогда о процессе $x(t)$ говорят как о марковском (или как о цепи Маркова), если можно ввести вероятность перехода $w(t_0, x_0; t, x) dx$ из состояния $x_0 = x(t_0)$ в состояние x , расположенное между x и $x + dx$ к моменту t , к-рая полностью определяется заданием нач. состояния x_0 в любой момент t_0 и не зависит от предыстории процесса. Плотность вероятности перехода $w(t_0, x_0; t, x)$ для непрерывной цепи Маркова удовлетворяет интегральному уравнению Смолуховского:

$$w(t_0, x_0; t + \tau, x) = \int w(t_0, x_0; t, z) w(t, z; t + \tau, x) dz, \quad (1)$$

следующему из теоремы о сложении вероятностей, а также нормировочному соотношению

$$\int w(t_0, x_0; t, x) dx = 1. \quad (2)$$

В общем случае под x подразумевается совокупность независимых параметров x_1, x_2, \dots, x_n , напр., координат и импульсов, описывающих состояние системы; при этом интегрирование в (1) и (2) распространяется на всю область возможных состояний.

Если процесс происходит так, что все величины

$$Q_{i_1 i_2 \dots i_n}^{(l)}(t, x) = \lim_{\tau \rightarrow 0} (1/\tau) \times \\ \times (z_{i_1} - x_{i_1})(z_{i_2} - x_{i_2}) \dots (z_{i_n} - x_{i_n}) \equiv \\ \equiv \lim_{\tau \rightarrow 0} (1/\tau) \int (z_{i_1} - x_{i_1})(z_{i_2} - x_{i_2}) \dots (z_{i_n} - x_{i_n}) \times \\ \times w(t, x; t + \tau, z) dz, \quad (3)$$

для $l \geq 3$ обращаются в нуль, а $Q^{(1)}$ и $Q^{(2)}$ конечны (для этого, вообще говоря, достаточно предположить, что $Q^{(3)} = 0$), интегральное ур-ние (1) сводится к дифференциальному

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-Q_i^{(1)} w + \frac{1}{2} \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} (Q_{ik}^{(2)} w) \right], \quad (4)$$

к-рое и наз. ур-нием Эйнштейна—Фоккера (иногда Эйнштейна—Фоккера—Планка или Фоккера—Планка). Величина вида $(z_{i_1} - x_{i_1}) \dots (z_{i_l} - x_{i_l})$ обычно наз. l -м переходным моментом, так что Э.—Ф. у. помимо искомой величины w , содержит первые и вторые переходные моменты. Условие $Q^{(3)} = 0$ накладывает нек-рые ограничения на характер вероятностного распределения: при больших $|z - x|$ величина $w(t, x; t + \tau, z)$ должна настолько быстро стремиться к нулю, чтобы все выражение (3) при $l = 3$ обращалось в нуль вместе с τ .

Решение Э.—Ф. у. должно удовлетворять нормировочному соотношению (2), нач. условию вида

$$w(t_0, x_0; t_0, x) = \delta(x - x_0) = \prod_{i=1}^n \delta(x_i - x_{0i}), \quad (5)$$

а также и нек-рым граничным условиями. Если задано не нач. состояние, а вероятность его $w_0(x_0) dx_0$, вероятностная функция

$$w(t_0; t, x) = \int w_0(x_0) w(t_0, x_0; t, x) dx_0$$

также удовлетворяет Э.—Ф. у. (4) и, кроме того, нормировочному и начальному условиям

$$\int w(t_0; t_1, x) dx = 1, \quad w(t_0; t_0, x) = w_0(x).$$

В случае, когда x_i — произвольные криволинейные координаты, в рассмотренные выражения должен быть введен «метрический» множитель $J(x)$, определяющий элемент объема $dV = J(x) dx = J(x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_n$. Это можно сделать формальной заменой $w \rightarrow wJ$ в (4) и $dx \rightarrow J dx$ в интегральных соотношениях типа (1), (2). Для одной частицы в сферич. системе координат $x_1 = r$, $x_2 = \theta$, $x_3 = \varphi$, $J = r^2 \sin \theta$.

В случае одной независимой переменной Э.—Ф. у. упрощается:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[Q^{(1)} w - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (Q^{(2)} w) \right].$$

Оно имеет вид ур-ния непрерывности и наиболее просто интерпретируется, как ур-ние, описывающее независимое одномерное движение большого числа броуновских частиц, выходящих одновременно в момент t_0 из точки x_0 . Тогда выражение в квадратных скобках — поток частиц, который складывается из «систематического» потока $Q^{(1)} w$ [согласно (3)

$Q^{(1)} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{x - z}{\tau}$ — его скорость] и потока диффузии — $-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (Q^{(2)} w) / \partial x$.

В случае броуновского движения частицы в неограниченном трехмерном пространстве в отсутствие внешних сил скорость систематич. движения $Q_i^{(1)} = 0$. Из однородности процесса во времени следует, что вероятность перехода зависит только от длины промежутка $t - t_0$, но не от момента начала и конца процесса, так что $w = w(x_0, t - t_0, x)$. Кроме того, в силу однородности и изотропности пространства, в к-ром происходит броуновское движение, $Q_{11}^{(2)} = Q_{22}^{(2)} = Q_{33}^{(2)} = 2D = \text{const}$ и $Q_{ik}^{(2)} = 0$ при $i \neq k$. Тогда Э.—Ф. у. (4) принимает вид обычного ур-ния диффузии

$$\frac{\partial w}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right),$$

где D — коэфф. диффузии, и имеет решение, удовлетворяющее начальному (5) и нормировочному (2) условиям, а также граничному условию $w \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$:

$$w(t - t_0, r) = [4\pi D (t - t_0)]^{-3/2} \exp[-r^2/4D(t - t_0)],$$

где $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$.

Э.—Ф. у., являясь основой теории броуновского движения, служит важным инструментом для решения ряда принципиальных и прикладных задач статистич. физики.

Лит.: 1) Пригожин И., Неравновесная статистическая механика, пер. с англ., М., 1964; 2) Айзеншиц Р., Статистическая теория необратимых процессов, пер. с англ., М., 1963. Я. А. Исислевский.

ЭЙНШТЕЙНИЙ Es — искусственно полученный радиоактивный химич. элемент семейства *актиноидов*; п. н. 99; известны изотопы Es с массовыми числами от 246 до 255; из них долгоживущие — Es^{253} ($T_{1/2} = 20,03$ дня), Es^{254} ($T_{1/2} \sim 320$ дней) и Es^{255} ($T_{1/2} = 24$ дня). Изотопы Es получают облучением урана ионами N^{14} , калифорния — дейтронами, берклия — α -частицами. Es получен впервые в начале 1953 г. в продуктах термоядерного взрыва, где образовался в результате последовательного захвата большого числа нейтронов ядерным горючим и последующей цепочки β -распадов. Es известен только в индикаторных количествах. По химич. свойствам Э. — трехвалентный элемент.

Лит. см. при ст. Фермий.

И. П. Селинов.

ЭЙРИ ФУНКЦИИ — функции $\text{Ai}(z)$ и $\text{Bi}(z)$, являющиеся решениями дифференциального ур-ния 2-го порядка

$$W'' - zW = 0$$

(z — независимое переменное). Э. ф. от аргумента ($-z$) выражаются через *Бесселя функции* индекса $\nu = \pm 1/3$:

$$\text{Ai}(-z) = \frac{z^{1/2}}{3} \left[J_{-1/3} \left(\frac{2}{3} z^{3/2} \right) + J_{1/3} \left(\frac{2}{3} z^{3/2} \right) \right],$$

$$\text{Bi}(-z) = \left(\frac{z}{3} \right)^{1/2} \left[J_{-1/3} \left(\frac{2}{3} z^{3/2} \right) - J_{1/3} \left(\frac{2}{3} z^{3/2} \right) \right], \\ |\arg z| < 2\pi/3.$$

Асимптотич. представления для больших $|z|$:

$$Ai(z) = \frac{\pi^{-1/2}}{2} z^{-1/4} e^{-(2/3)z^{3/2}} [1 + O(|z|^{-3/2})],$$

$$|\arg z| \leq 2\pi/3 - \delta;$$

$$Bi(z) = \pi^{-1/2} z^{-1/4} e^{(2/3)z^{3/2}} [1 + O(|z|^{-3/2})],$$

$$|\arg z| \leq \pi/3 - \delta.$$

Э. ф. играют важную роль в теории асимптотич. представлений различных специальных функций; находят разнообразные применения в математич. физике, напр. в теории дифракции радиоволн у земной поверхности.

Лит.: Лебедев Н. Н., Специальные функции и их приложения, 2 изд., М.—Л., 1963. В. И. Битюков.

ЭЙХЕНВАЛЬДА ОПЫТ (в электродинамике движущихся сред) — доказал на основе точных измерений, что движение наэлектризованного диэлектрика приводит к возникновению магнитного поля, т. е. что поляризованный немагнитный диэлектрик при движении становится намагниченным (1903 г.).

Схема опыта: диэлектрич. диск толщины d и диэлектрич. проницаемости ϵ вращается между двумя кольцевыми обкладками конденсатора ширины b ; обкладки конденсатора, имеющие разрез, подключаются к батарее с напряжением U и могут вращаться вокруг оси независимо от диска. Опыты состояли в поочередном вращении обкладок конденсатора и диэлектрич. диска и в сравнении магнитного действия всех видов токов, входящих в *Максвелла уравнения*. В отсутствие диэлектрика на обкладках заряженного конденсатора образуется поверхностный заряд плотности $\sigma_{\text{своб}}^0 = U/4\pi d$, к-рый при вращении обкладок со скоростью v создает конвекционный ток $I_{\text{своб}}^0 = b\sigma_{\text{своб}}^0 v$ (ток Роуленда). Если же между обкладками находится диэлектрик, то $\sigma_{\text{своб}} = \epsilon U/4\pi d$, а плотность индуцированных на диэлектрике зарядов $\sigma_{\text{связ}} = -(\epsilon-1)U/4\pi d$.

При вращении диска между покоящимися обкладками возникает ток $I_{\text{связ}} = b\sigma_{\text{связ}} v = -b(\epsilon-1)Uv/4\pi d$ (ток Рентгена), вызванный тем, что движущийся поляризованный диэлектрич. диск намагничивается в радиальном направлении; величина его магнитного момента $M = I_{\text{связ}}/b$.

При вращении всей системы в целом полный ток $I = I_{\text{своб}} + I_{\text{связ}} = bUv/4\pi d$ не зависит от диэлектрич. свойств диска.

В Э. о. был также измерен ток поляризации \dot{P} . Если одну из обкладок конденсатора заземлить, а другую — разделить дополнит. щелью на 2 полукольца, к к-рым подключить 2 полюса батареи, то при вращении диска диэлектрик будет половиной оборота находиться в поле одного знака, а др. половину — в поле др. знака. Установка позволяет скомпенсировать ток Рентгена и наблюдать ток поляризации, обусловленный изменением поляризации от $+P$ до $-P$.

Лит.: Беккер Р., Теория электричества, т. 2 — Электронная теория, пер. с нем., 2 изд., Л.—М., 1941.

ЭКВИВАЛЕНТ химический — численно равен отношению атомного веса элемента к его валентности в данном соединении. Напр., Э. Си в Cu_2O равен ее атомному весу, а в CuO — $1/2$ атомного веса. Э. может характеризовать также сложные ионы, напр. Э. иона PO_4^{3-} равен $1/3$ его формульного веса. Э., выраженный в граммах, наз. грамм-эквивалентом (*э-эке*). Молекулы окислителей и восстановителей характеризуются окислит. Э., т. е. отношением мол. веса к числу электронов, принимаемых или отдаваемых каждой молекулой в данной реакции окисления-восстановления. Напр., окислит. Э. KMnO_4 при восста-

новлении его до Mn^{2+} равен $1/5$, а при восстановлении его до MnO_2 — $1/3$ мол. веса. Электрохимич. реакции характеризуются э л е к т р о х и м и ч е с к и м Э. — количеством вещества, подвергнутого химич. превращению при прохождении 1 кулона электричества. Электрохимич. Э. N связан с химич. Э. M и *Фарадея числом* F соотношением: $N = M/F$.

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА (в радиоэлектронике) — модель реального устройства, воспроизводящая нек-рые из его свойств. Конкретное свойство системы может воспроизводиться различными по устройству моделями. Напр., Э. с. вакуумного триода, тетрода или пентода, воспроизводящая его свойства в цепи переменной составляющей анодного тока, может быть представлена либо в виде генератора напряжения μU_c с внутр. сопротивлением R_i (рис. 1, а), либо в виде генератора тока $I = S U_c$, параллельно к-рому подключено сопротивление R_i (рис. 1, б), где U_c — переменная составляющая напряжения между сеткой и катодом; μ , R_i и S — статич. коэфф. усиления, дифференциальное внутр. сопротивление и крутизна лампы. Эти Э. с. достаточно точно воспроизводят свойства реальной электронной лампы при условии, что связь между приращением анодного тока и приращениями анодного и сеточного напряжений хорошо аппроксимируется линейной зависимостью (см. *Электронные лампы*).

Э. с. правильно воспроизводит свойства реального устройства только при определенных ограничениях, накладываемых на полную систему параметров, определяющих процессы в этом устройстве. Напр.,

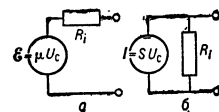


Рис. 2. Ламповый усилитель и его эквивалентные схемы.

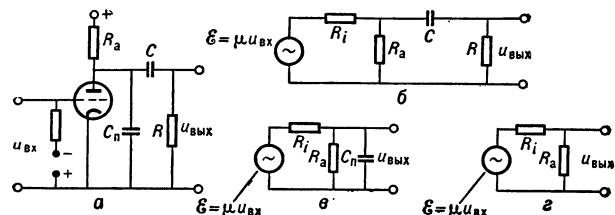


Рис. 1. Эквивалентные схемы электронной лампы в цепи переменного тока.

коэфф. усиления *лампового усилителя* электрич. сигналов с активной нагрузкой в цепи анода (рис. 2, а) зависит от частоты усиливаемого сигнала. В области низких частот влиянием паразитной емкости $C_{\text{п}}$ на процесс усиления можно пренебречь, т. к. ее сопротивление переменному току $1/\omega C_{\text{п}} \gg R_a$, но емкость C , сопротивление к-рой может стать сравнимым с R , уменьшает коэфф. усиления. В соответствии с этим Э. с. усилителя в области низких частот имеет вид рис. 2, б. В области высоких частот, где $1/\omega C_{\text{п}} \approx R_a$, $1/\omega C \ll R$, влиянием емкости C на процесс усиления можно пренебречь, но $C_{\text{п}}$, шунтируя R_a , уменьшает полное сопротивление анодной нагрузки, что уменьшает коэфф. усиления. Этому соответствует Э. с. рис. 2, в. В области частот, где $R \gg 1/\omega C \gg 1/\omega C_{\text{п}} \gg R_a$, можно пренебречь влиянием емкостей C и $C_{\text{п}}$, и Э. с. того же усилителя имеет вид рис. 2, г.

Конструирование Э. с. осуществляется либо моделированием ур-ния, описывающего свойства данного устройства, либо на основе качеств. соображений о его работе с последующим экспериментальным определением параметров Э. с.

Ю. М. Азьян.

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ э л е к т р о л и т а — величина, характеризующая

проводящую способность 1 *г-эка* растворенного вещества. Э. э. имеет размерность $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^2$ и численно равна электропроводности объема раствора, заключенного между двумя параллельными электродами, отстоящими друг от друга на 1 см и имеющими такую площадь, что в этом объеме раствора содержится 1 *г-эка* растворенного вещества. Если концентрации растворов выражены в *моль/л*, имеют дело с молярной электропроводностью, для к-рой действительны те же закономерности, что и для Э. э. Связь между Э. э. λ и удельной электропроводностью κ дается выражением: $\lambda = 1000 \kappa / c = V \kappa$, где c — концентрация раствора электролита в *г-эка/л*, V — разведение раствора, т. е. число см^3 раствора, в к-рых содержится 1 *г-эка* растворенного вещества. Для большинства электролитов Э. э. при разведении раствора возрастает, стремясь к пределу λ_{∞} , наз. Э. э. при бесконечном разбавлении; $\lambda_{\infty} = \alpha (\lambda_{\infty}^+ + \lambda_{\infty}^-)$, где λ_{∞}^+ и λ_{∞}^- — Э. э. катиона и аниона при бесконечном разведении, α — степень диссоциации электролита.

Лит. см. в статье *Электролиты*. Э. С. Севастьянов.

ЭКВИВАЛЕНТНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ — растягивающее напряжение при одноосном растяжении, равнозначное, в смысле прочности, рассматриваемому сложному напряженному состоянию. Знание величины Э. н. позволяет делать заключение о прочности материала конструкции, сопоставляя Э. н. с механическими характеристиками материала, к-рые получают испытанием при одноосном растяжении. Переход от сложного напряженного состояния к Э. н. осуществляется на основе теорий прочности, устанавливающих физич. критерии перехода и методы определения Э. н. по известным компонентам исследуемого напряженного состояния.

Лит.: 1) Расчеты на прочность в машиностроении, под ред. С. Д. Пономарева. т. 1, М., 1956, с. 262; 2) Феодосьев В. И., Сопrotивление материалов, 3 изд., М., 1963, с. 259. А. А. Лапин.

ЭКВИВАЛЕНТНО-СЕРАЯ ПЛОТНОСТЬ — величина, служащая в денситометрии цветных фотографий материалов (см. *Фотографические материалы* многослойные) одновременной мерой содержания того или иного красителя цветового синтеза в цветном поле и светопоглощения последнего в спектральной зоне поглощения красителя. Э.-с. п. в случае многослойных цветных материалов является *оптическая плотность* такого серого поля, к-рое получится, если к элементарному слою, содержащему данный краситель, добавить красители двух остальных слоев многослойного материала в необходимых и единственно возможных для создания серого поля количествах.

Три значения Э.-с. п. — $c_{\text{ж}}$, $c_{\text{п}}$ и $c_{\text{г}}$ — полностью описывают свойства цветного поля. Чем поле ближе к серому, тем точнее описывается светопоглощение; чем поле насыщеннее по цвету (чем больше содержание одного красителя отличается от содержания двух других), тем во все большей степени величины Э.-с. п. остаются мерой лишь поверхностных концентраций красителей.

Лит.: Горюховский Ю. Н., Спектральные исследования фотографического процесса, М., 1960, гл. 6. Ю. Н. Горюховский.

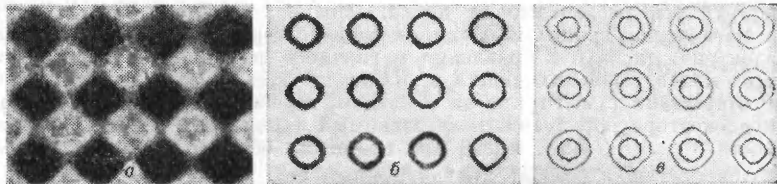
ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ПРИНЦИП — аналогия между свободным движением тел, наблюдаемым в неинерциальной системе отсчета, и движением тел в поле тяготения. Ускорение тела в обоих случаях не зависит от его массы и др. свойств, так что все тела при одинаковых начальных условиях движутся одинаковым образом. В этом смысле всякое гравитационное поле в малой области пространства эквивалентно

некой неинерциальной системе отсчета. Э. п. сыграл фундаментальную эвристич. роль при создании общей теории относительности (см. *Тяготение*).

Л. П. Питаевский.

ЭКВИДЕНСИТОМЕТРИЯ — совокупность методов т. н. двухмерной *фотометрии*, служащих для нахождения на фотографич. снимке геометрич. места точек, обладающих, в пределах сравнительно узкого допуска, заданной *оптической плотностью* почернения. Эти методы преобразования полутоновых изображений в штриховые или контурные полезны для ряда научных технич. задач, напр. для точной идентификации полос на интерферограммах, для анализа спектрограмм и т. п. Они разделяются на методы фотографические, особенно интересные, и методы электрические.

Фотографич. методы Э. основаны на принципе наложения друг на друга достаточно контрастных негативного и позитивного исследуемых изображений и печати с этой комбинации окончательного позитива, на к-ром получаются искомые линии — *э к в и д е н с и т ы* (рис.). Практически для этой цели используются *Сабатье явлением*, позволяющим получить указанные совмещенные негативное и позитивное изображения в одном фотографич. слое. Если ширина линий эквиденсит сколько-нибудь значительна (что



Пример получения эквиденсит 1-й (б) и 2-й (в) ступени с оригинального снимка — скрещенных интерферограмм (а).

может быть обусловлено характером изучаемого объекта или условиями проведения процесса, в результате к-рого интервал выделяемых плотностей почернений оказывается значительным), то процесс Э. может быть повторен. При этом получают эквиденситы 2 ступени, представляющие собой парные линии, отвечающие геометрическим местам точек равной оптической плотности по обе стороны эквиденситы 1 ступени.

Лит.: 1) Lau E., Krug W., Die Äquidensitometrie, В., 1957; 2) Brockhaus ABC der Optik, Lpz., 1961, S. 55—62. Ю. Н. Горюховский.

ЭКЗОСФЕРА (сфера рассеяния) — внешний, наиболее разреженный слой атмосферы, где длины свободного пробега частиц так велики, что частицы могут диссипировать в межпланетное пространство. Масса «воздуха» в Э. близка к 10^{10} массы атмосферы. Началом Э. считают уровень, где в межпланетное пространство диссипирует 1/е часть атомов, тепловая скорость к-рых больше параболической v_n (на высоте $H = 800$ км $v_n = 11,85$ км/сек). Быстрее всего диссипируют легкие газы (H, He). Э. начинается на высотах 500—800 км, а ее верхняя граница находится на расстоянии неск. тыс. км от поверхности Земли, где концентрация частиц становится такой же, как в межпланетном пространстве. Э. состоит из ионизированного газа (плазмы); у ее начала отношение концентраций заряженных и нейтральных частиц близко к 1; в верхней половине Э. воздух почти полностью ионизирован. Газокинетич. темп-ра Э. 1500—3000 К°; она слабо растет с высотой. Благодаря высоким темп-рам частицы «воздуха» в Э. приобретают большие тепловые скорости. Рост солнечной активности приводит к потеплению Э. и к увеличению ее толщины. Нижняя и средняя часть Э. в ос-

новном состоят из атомов O и N, с увеличением же высоты быстро растет концентрация легких газов, особенно ионизированного водорода. На физ. процессы в Э. сильно влияет магнитное поле Земли, напряженность к-рого у начала Э. равна 0,3 э, а на ее внешней границе 10^{-2} — 10^{-3} э. В Э. в основном расположены *радиационные пояса* Земли.

Лит.: 1) Хвостиков И. А., Физика озоносферы и ионосферы, М., 1963; 2) Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Пятаевский А. П., Искусственные спутники в разреженной плазме, М., 1964. С. М. Шметер.

ЭКРАНИРОВАНИЕ (магнитное и электрическое) — защита объекта от воздействия магн., электрич. и электромагн. полей.

Магнитное Э. применяется для защиты приборов от внешнего магн. поля $H_{вн}$ или для защиты частей приборов от взаимного влияния (при постоянном магнитном поле или токах низкой частоты). Экраны делаются из ферромагнитных материалов с высокой магн. проницаемостью μ , низкой остаточной индукцией B_r и малой коэрцитивной силой H_c . Благодаря высоким значениям μ внешний магн. поток проходит, в основном, по стенкам экрана и лишь небольшая часть его проходит через пространство внутри экрана. Эффективность экрана определяется его коэфф. Э. s — отношением $H_{вн}$ к напряженности поля в пространстве, защищаемом экраном.

Вредное влияние остаточной намагниченности экрана (при $H_{вн} = 0$) тем меньше, чем меньше B_r материала, из к-рого он изготовлен.

Экран, состоящий из 2 или неск. магн. оболочек с немагн. средой между ними, более эффективен, чем сплошной экран из того же магн. материала и тех же размеров, имеющий значительно меньшее магн. сопротивление.

Теоретически и экспериментально доказано, что форма экрана мало влияет на эффективность Э. Поэтому при проектировании экрана определяют его конструктивные размеры, зависящие от экранируемого объекта, затем, для определения толщины стенок, считают экран сферой с эквивалентным диаметром, равным среднему значению размеров экрана в трех взаимно-перпендикулярных направлениях. Для однослойного экрана коэфф. Э. (при низкой частоте или постоянном поле) $s = 0,22\mu [1 - (1 - d/R_0)^3]$, где R_0 — радиус эквивалентной сферы, d — толщина экрана. По мере насыщения μ ферромагнитных материалов падает. Поэтому для Э. от сильных полей применяются двойные и тройные экраны из разных материалов, причем наружный экран изготавливается из электротехнич. стали, насыщающейся при высоких H , а внутренний — из материала типа пермаллоя с высокой начальной магн. проницаемостью.

Электромагнитное Э. В магн. полях повышенной и высокой частоты ферромагнитные экраны работают плохо, т. к. с увеличением частоты f растет неравномерность распределения магн. потока по сечению экрана. Напр., в листовой электротехнич. стали толщиной 0,5 мм при $f = 2000$ гц отношение значений индукций равно 4,5, а при $f = 5000$ гц уже 16,6. Ослабление поля в листе вызывается *вихревыми токами*. Из-за этого при радиочастотах применяют экраны немагнитные, но с хорошей *электропроводностью*. Возбуждаемые в таких экранах внешним полем вихревые токи создают поле, к-рое компенсирует $H_{вн}$. Практически электромагн. волна затухает в металле на глубине менее 0,5 длины волны. Защитное действие экрана растет с увеличением f . При высоких f в связи с малой глубиной проникновения поля в металл (см. *Скин-эффект*) толщина экрана определяется только его механич. прочностью.

Электрическое Э. применяется для защиты элементов электрич. цепи от влияния посторонних

электрич. полей, а также для устранения влияния токов утечки на результаты измерения (в мегомметрах, при испытании изолирующих материалов и т. д.). Защищаемый элемент окружается проводящей оболочкой, к-рая либо присоединяется к определенной точке схемы, либо на эту оболочку подается определенный потенциал от вспомогат. устройства. Применяется двойное и тройное Э., сочетающее указанные способы.

Лит.: 1) Нейман Л. Р., Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники, ч. 3, М.—Л., 1959; 2) Нестеренко А. Д., Основы расчета электроизмерительных схем уравнивания, 2 изд., Киев, 1960, гл. 5; 3) Каден Г., Электромагнитные экраны в высокочастотной технике и технике электросвязи, пер. с нем., М., 1957; 4) Бывков М. А., Электрическое экранирование и заземление электроизмерительных схем, «Измерительная техника», 1956, № 6. И. Н. Ошер.

ЭКРАНИРОВАНИЕ ЗАРЯДА ЯДРА — эффект ослабления поля, создаваемого в данной точке ядром атома из-за наличия в атоме электронов. Э. з. я. может быть полным и частичным. Первое имеет место на большом расстоянии r от нейтрального атома, где на внешний заряд действует не кулоновский, а только поляризационный потенциал, зависящий от r как $1/r^4$. Частичное Э. з. я. проявляется в ионах обоих знаков, причем потенциал поля, создаваемого ионом на больших расстояниях от атома, — кулоновский, вида eU/r (e — заряд электрона, eU — заряд иона). Частичное Э. з. я. имеет место и для электронов атома. Так, можно считать, что электроны внешней оболочки движутся в поле ядра и электронов внутр. оболочек. Приближенно Э. з. я. можно учесть, вводя эффективный заряд $Z_{эфф}$. Так, напр. считается, что электроны L -оболочки движутся не в поле ядра Z , а в поле заряда $Z_{эфф} \approx Z - 4$.

По мере перехода к наружным оболочкам влияние Э. з. я. усиливается. Волновые ф-ции атомных электронов, найденные при таком учете Э. з. я., оказываются весьма близкими к решениям ур-ний Хартри—Фока (см. *Хартри—Фока метод*). Заряд $Z_{эфф}$ — ф-ция главного квантового числа и момента количества движения оболочки. В атоме Ne для K -оболочки $Z_{эфф} = 9,63$, для L — 5,88; в атоме Cu для K -оболочки $Z_{эфф} = 28,56$, для L — 24,64, для M — 14,28.

В модели Томаса — Ферми Э. з. я. в нек-рой точке нейтрального атома зависит от расстояния от этой точки до ядра r и определяется ф-лой

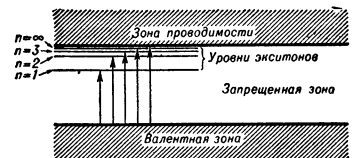
$$eZ(r) = eZ\varphi(r/\mu); \quad \mu = 4,683Z^{-1/3} \cdot 10^{-10} \text{ см.}$$

Учет Э. з. я. существует в процессах *пар образования*, *тормозного излучения* и других, в к-рых фотоны и электроны взаимодействуют между собой в поле атома.

Лит.: 1) Гомбаш П., Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., М., 1953; 2) Фок В. А., «Изв. АН СССР. Сер. физическая», 1935, № 2, с. 169.

М. Я. Амусья.

ЭКСИТОН — элементарное электрически нейтральное возбуждение в *полупроводниках* и *диэлектриках*, связанное с образованием пары электрон—дырка. При возбуждении электронов из валентной зоны в зону проводимости в валентной зоне образуется положительно заряженная дырка (см. *Зонная теория*). Электрон и дырка в силу кулоновского взаимодействия притягиваются. Если энергия возбуждения больше ширины запрещенной зоны $\Delta\epsilon$, то электрон и дырка в кристалле могут независимо перемещаться, что, напр., приводит к *фотопроводимости*. Если же возбуждение происходит с энергией меньше $\Delta\epsilon$, то электрон и дырка могут находиться лишь в свя-



занном и, следовательно, электрически нейтральном состоянии (см. рис.). Такое возбуждение (квазичастица), наз. Э., может перемещаться по кристаллу и переносить при этом энергию, но не переносить электрич. заряд. Э. характеризуется квантовыми числами, а также значением волнового вектора. Его энергетич. спектр имеет зонную структуру. Э. имеет целый спин и подчиняется статистике Бозе—Эйнштейна (бозон).

Для описания Э. наиболее широко пользуются двумя моделями, соответствующими 2 различным приближениям. Согласно первой (экситон Френкеля [1]), Э. рассматривается как переходящее от молекулы к молекуле и т. о. перемещающееся по кристаллу возбужденное состояние молекулы. В этой модели электрон и дырка сильно связаны друг с другом и расположены на одном и том же узле кристаллич. решетки. Если экситон Френкеля движется быстро, то он не вызывает существенного смещения атомов решетки.

Экситон Френкеля реализуется в молекулярных кристаллах, в к-рых связь внутри молекулы значительно сильнее, чем связь молекул между собой. Поэтому межмолекулярное взаимодействие можно рассматривать как малое возмущение состояний отдельных молекул, приводящее к образованию Э. Несмотря на малость этого возмущения, оно приводит к ряду особенностей, отличающих спектры кристалла от спектра отдельной молекулы (см. *Спектроскопия кристаллов*). Так, в кристаллах, содержащих неск. молекул в элементарной ячейке, межмолекулярное взаимодействие приводит к появлению в оптич. спектре вместо одной линии, соответствующей невырожденному возбужденному состоянию молекулы, неск. экситонных линий, поляризации к-рых определяются симметрией кристалла (да в ы д о в с к о е р а с щ е п л е н и е [4]). Спектры Э. в молекулярных кристаллах наблюдались экспериментально [5].

Согласно др. модели (Ванье [2] и Мотт [3]), Э. — сравнительно слабо связанное образование, причем расстояние между электроном и дыркой считается большим по сравнению с постоянной кристаллич. решетки. Энергия такого Э. не связана столь тесно со спектроскопич. особенностями отдельных молекул, а определяется структурой спектра электронов и дырок, т. е. структурой зоны проводимости и валентной зоны. Возникновение экситона Ванье—Мотта можно понять на основе след. рассуждений [7]: пусть электрон находится в зоне проводимости, а дырка в валентной зоне. При учете их кулоновского взаимодействия потенциальная энергия имеет вид: $V(r) = -e^2/\epsilon r$, где r — расстояние между частицами, а ϵ — диэлектрич. постоянная кристалла. Если ϵ не зависит от r , то задача об определении состояний электрона и дырки становится весьма похожей на задачу об атоме водорода. Как и в случае атома водорода, связанным состояниям отвечают отрицат. значения энергии, тогда как положит. значения энергии соответствуют свободным электронам и дыркам. Положение уровней Э. относительно дна зоны проводимости определяется модифицированной ф-лой Ридберга: $\epsilon_n = -\mu e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2 n^2$, где n — главное квантовое число, а μ — приведенная масса, определяемая соотношением: $1/\mu = 1/m_n + 1/m_p$; m_n и m_p — эффективные массы электрона и дырки. Низшему энергетич. состоянию Э. соответствует $n = 1$; при этом ϵ_1 — энергия, к-рую необходимо затратить, чтобы Э. в основном состоянии разделить на свободные электрон и дырку. Полагая $\epsilon = 5$, $\mu = 0,5 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), находим, что $|\epsilon_1| \sim 0,25$ эв. Энергия образования Э. в состоянии n равна $\Delta \epsilon_n = -\mu e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2 n^2$. Водородоподобный спектр Э. действительно наблюдался в ряде кристаллов. Особен-

ности этого спектра наиболее детально изучены для кристалла Cu_2O [6]. В настоящее время экситоны играют существенную роль в объяснении оптических, фотоэлектрических и др. свойств кристаллов. В частности, их роль велика при переносе энергии электронного возбуждения в кристаллах (см. *Миграция энергии*).

Лит.: 1) Frenkel J., «Phys. Rev.», 1931, v. 37, № 1, p. 17; № 10, p. 1276; 2) Wannier G. H., там же, 1937, v. 52, № 2, p. 191; 3) Mott N. F., «Trans. Faraday Soc.», 1938, v. 34, pt 3, № 203, p. 500; 4) Давыдов А. С., «ЖЭТФ», 1948, т. 18, вып. 2, с. 210; его же, Теория поглощения света в молекулярных кристаллах, Киев, 1951; 5) Обреимов И. В., Прихотко А. Ф., в сб.: Памяти С. И. Вавилова, М., 1952, с. 107; 6) Гросс Е. Ф., Захарченя В. П., Рейнов Н. М., «ДАН СССР», 1953, т. 92, № 2, с. 265; 1954, т. 97, № 2, с. 221; 1954, т. 99, № 2, с. 231; № 4, с. 527; 7) Клох R. S., Theory of excitons, N. Y.—L., 1963. В. М. Абрамович.

ЭКСИТРОН — ртутный электрич. вентиль с непрерывно горящей дугой возбуждения. В ртутных вентилях (Э. и *игнитронах*) имеет место самостоятельный дуговой разряд между анодом и катодом в парах Hg, образующихся в разрядном пространстве в результате испарения в вакууме жидкой Hg, служащей катодом вентили. Такой катод обладает почти неограниченной эмиссией и имеет большую долговечность. Ртуть, испаряющаяся при работе вентили, конденсируется на стенках корпуса и стекает обратно.

Э. представляет собой цилиндрич. стальную камеру, откачанную до давления $p \sim 10^{-4}$ мм рт. ст., содержащую катод — тонкий слой Hg, анод и систему дополнит. электродов (рис. 1). Для возникновения разряда в положит. полупериоды тока на поверхности Hg нужно зажечь катодное пятно, к-рое в Э. поддерживается непрерывно горящим с помощью вспомогаг. разряда (дуги возбуждения) между анодом возбуждения и катодом (что отличает

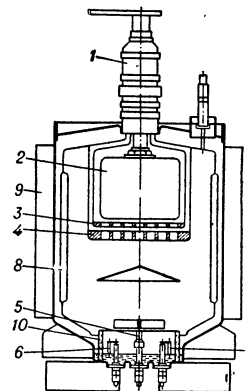


Рис. 1.

Рис. 1. Схема экситрона: 1 — анодно-сеточный ввод; 2 — анод; 3 — сетка; 4 — фильтр; 5 — анод возбуждения; 6 — ртутный катод; 7 — зажигатель; 8 — экран; 9 — ребра воздушного охлаждения; 10 — кварцевый шиток.

Рис. 2. Темперные характеристики насыщенного ртутного пара: p — давление в 10^{-3} мм рт. ст.; N — число атомов в 1 см^3 ; λ — длина свободного пробега атома или иона в мм; λ_0 — длина свободного пробега электрона в мм; v — тепловая скорость атомов в м/сек.

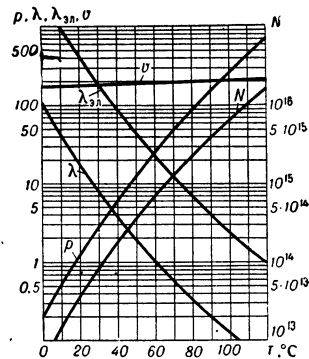


Рис. 2.

Э. от игнитрона). Катодное пятно эмиттирует электроны за счет *автомоблектронной эмиссии*. Перед анодом расположена сетка, управляющая моментом зажигания Э. (см. *Тириатрон*).

В отрицат. полупериоды между катодом и анодом возникает обратный ток, образуемый ионами, оставшимися в пространстве после прекращения дуги. При больших обратных напряжениях анод под действием ионной бомбардировки начинает эмиттировать электроны, что может привести к обратному зажиганию дуги с катодным пятном на аноде.

Вероятность обратного зажигания пропорциональна скорости спада тока в конце положит. полупериода, скорости нарастания обратного напряжения и скачку обратного напряжения.

Устойчивость работы Э. зависит от плотности пара (рис. 2). Ток в Э. обычно протекает в течение $\frac{1}{3}$ периода. При этом пар в течение 10^{-6} сек резко нагревается. Анод нагревается до $600-900^\circ\text{C}$, плотность перегретого пара понижается; в начале отрицат. периода пар остывает и, выравнивая давление, устремляется от катода, увлекая ионы к аноду, что может замедлить деионизацию вблизи анода.

В современных Э. катод не изолирован от корпуса, т. к. стабилизирующий экран защищает положит. столб дуги от корпуса и препятствует переходу катодных пятен на корпус. Экран прилегает к цилиндрич. кварцевому щитку катода 10 и представляет собой проволочную сетку, перфорированный стальной цилиндр или жалюзи. При включении Э. в первые же периоды дуга возбуждения создает внутри экрана необходимую плотность пара. При больших нагрузках избыток пара диффундирует через экран, конденсируется на охлаждаемых стенках корпуса и стекает в катод с внешней стороны щитка. Стабилизирующий плотность пара экран обеспечивает оптимальную динамику пара, расширяет допустимые диапазоны рабочих температур ($10-60^\circ\text{C}$) и делает Э. особенно пригодными для режимов, когда пиковые нагрузки многократно превосходят средние.

Э. изготавливаются на напряжения от 750 до 3300 в и средние токи от 100 до 600 а с пиковыми нагрузками до 3-4-кратных от средней. Э. применяются в мощных управляемых пром. выпрямительных и инверторных установках.

Лит.: 1) Юдицкий С. Б., Бутаев Ф. И., Одноанодный безанодный ртутный выпрямитель с неизолрированным катодом, «Вестник электропром-ства», 1957, № 1; 2) Sch neider P., Die Schrank-Baureihe der neuen Einanodenmuttern, «Brown Boveri-Mitt.», 1961, № 11/12; 1963, № 9/10; 3) D a n d e r s M., Stromrichterventile, «Elektrizitätswirtschaft», 1963, Bd 62, № 11, S. 390; «Arch. Electrotechnik», 1964, Bd 49, H. 2, H. 4. В. К. Крапивин.

ЭКСПОЗИЦИОННАЯ ДОЗА рентгеновского и γ -излучений — количеств. характеристика полей излучений с энергией квантов не выше 3 Мэв , основанная на способности излучений ионизовать воздух и измеренная в условиях электронного равновесия. За единицу Э. д. в *Международной системе единиц* принят кулон на килограмм (к/кг). 1 к/кг — это такая Э. д., при к-рой сопряженная корпускулярная эмиссия (т. е. электроны) на кг сухого атмосферного воздуха производит в воздухе ионы, несущие заряд в один кулон электричества каждого знака. Широко применяется внесистемная единица Э. д. рентгеновского и γ -излучений — *рентген*, равный $2,57976 \cdot 10^{-4}\text{ к/кг}$.

Лит.: ГОСТ 8848-63. Единицы радиационности и ионизирующих излучений. В. В. Смирнов.

ЭКСПОЗИЦИЯ — то же, что и количество освещенности, применительно к фотографич. процессу. Часто встречается неправильное употребление этого термина, как синонима *выдержки*.

ЭКСПОНОМЕТРИЯ — учение о способах нахождения правильных условий экспонирования фотографич. материала при съемке или при печати позитивного изображения. В основе Э. съемочного процесса лежит идея о существовании линейной связи между средней яркостью объекта фотографирования B_0 , светочувствительностью фотографич. материала S (см. *Сенсинометрия*), выдержкой t и квадратом относительного отверстия объектива камеры $1:z$, регулируемого диафрагмой объектива, т. е. об их взаимозаместимости: $B_0 S t z^{-2} = K$. Постоянная K в этой экспонеметрической формуле наз. *экспонеметрической постоянной*; ее численное значение зависит от области фотографии, с к-рой имеют

дело. В области массовой пейзажной и жанровой фотографии принимают, что $K = 12,8$, если B_0 выражено в *ниттах*, светочувствительность S — в единицах ГОСТ, а выдержка t — в секундах.

То обстоятельство, что негативные фотографич. материалы обладают значительной *широтой фотографической*, позволяет при реальных съемках отклоняться от задаваемых экспонеметрич. ф-лой значений t и z в тем большей степени, чем менее контрастен сам объект фотографирования и чем больше широта. Различие получающихся при этом негативов может быть скомпенсировано соответствующими различиями в процессе позитивной печати.

Для нахождения величины B_0 и быстрого проведения расчетов по экспонеметрич. формуле служат *экспонометры*. Это — фотоэлектрич. яркометры переносного типа, отличающиеся от обычных яркометров (см. *Фотометры*) тем, что ограничение светового пучка, поступающего от объекта фотографирования на фотоэлектрич. приемник (селеновый фотоэлемент или сернистокадмиевое фотоспротивление), проводится в пределах угла зрения объектива фото- или кинокамеры (обычно $45-60^\circ$), чем обеспечивается измерение именно средней яркости объекта, и тем, что шкала миниатюрного стрелочного гальванометра, измеряющего фототоки, — приближенно логарифмическая, благодаря этому относит. погрешность определения яркости остается практически постоянной в широком диапазоне значений яркости (2^8-2^9).

Широко распространены фото- и кинокамеры, в к-рых экспонеметр встроены в корпус камеры и механически или (реже) электронно связаны с механизмами установки выдержки затвора и относит. открытия диафрагмой объектива. Так решается задача автоматизации съемочного процесса в диапазоне яркостей до 2^{16} .

Лит.: 1) Шульман М. Я., «Ж. научн.-прикл. фотографии и кинематографии», 1964, т. 9, вып. 1; 2) Кулагин С. В., Фотография и фотоаппаратура, М., 1963, разд. 3, гл. 1. Ю. Н. Гороховский.

ЭКСТЕНСИВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ — термодинамич. величины, к-рые, в отличие от интенсивных, являются аддитивными (напр., в выражении работы объем — Э. в., давление — интенсивное). Измерение Э. в. сводится к установлению численного отношения между ее данным значением и значением, принятым за единицу.

ЭКСТИНКТЦИЯ — ослабление света при распространении в среде. Величина $K = 4\pi k/\lambda$ — коэффициент Э., где n — коэфф. преломления, λ — длина волны, k — показатель Э., входящий в выражение *Бугера — Ламберта — Бера закона*.

ЭКСТИНКТЦИЯ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ — ослабление света в атмосфере, обусловленное поглощением и рассеянием. Солнечная радиация поглощается гл. обр. водяным паром и озоном, а рассеивается молекулами воздуха и аэрозолями; доминирует рассеяние. В атмосфере происходит также экстинкция длинноволнового собственного излучения земной поверхности, воздуха и облаков. Экстинкция солнечной и длинноволновой радиации сильно зависит от длины волны. Учет экстинкции особенно важен при неких астрономич. наблюдениях, а также для решения задач инфракрасной техники и определения роли радиационных факторов теплового режима и динамики атмосфер.

Лит.: Кондратьев К. Я., Актинометрия, Л., 1956.

ЭКСТРАГИРОВАНИЕ (*экстракция*) — процесс разделения смеси жидких или твердых веществ с помощью избирательных (селективных) растворителей (экстрагентов). При Э. извлекаемое (экстрагируемое) вещество диффундирует из одной фазы (жидкой или твердой) в другую жидкую фазу при их взаимном соприкосновении.

Э. включает следующие осн. операции: 1) приведение в контакт (смешение) исходной смеси веществ и экстрагента, 2) механич. разделение образующихся двух фаз и 3) удаление и регенерация экстрагента из каждой фазы. При Э. из растворов исходный растворитель и экстрагент должны быть либо полностью взаимно нерастворимы, либо лишь частично растворимы друг в друге, т. к. в противном случае механич. отделение (расслаивание) остатка первоначального раствора (маточника или рафината) от раствора извлекаемого вещества в экстрагенте (экстракте) невозможно.

При проведении Э. стремятся увеличить поверхность контакта фаз, что достигается измельчением твердого вещества, диспергированием жидких компонентов, перемешиванием участвующих в процессе Э. веществ и т. д. Наиболее эффективны непрерывные процессы Э., осуществляемые в многоступенчатых аппаратах при противотоке исходного раствора и экстрагента. Регенерация экстрагента из рафината и экстракта может производиться дистилляцией, выпариванием, кристаллизацией, высаливанием и т. п.

Достоинства процесса Э.: низкие рабочие температуры; рентабельность извлечения ценных компонентов и удаления вредных примесей из разбавленных растворов; возможность разделения смесей, состоящих из близкиокпящих компонентов, а также *азеотропных смесей*; возможность выгодного сочетания с ректификацией; относит. простота аппаратуры и доступность ее автоматизации.

В промышленности применяются разнообразные технологич. схемы Э., из к-рых простейшая — однократная экстракция (рис. 1). После смешения раствора, содержащего W кг исходного растворителя и x_0 кг/кг экстрагируемого вещества с D кг экстрагента, смесь разделяется в отстойнике 2 на маточник и экстракт с концентрациями экстрагируемого вещества x и y . Материальный баланс процесса: $Wx_0 = Wx + Dy$ изображается в диаграмме $y-x$ (рис. 1, б) прямой АВ, точки которой соответствуют сопряженным концентрациям экстракта и маточника на различных стадиях процесса: $Wx_0 = Wx + Dy$, если коэффициент распределения $k_p = y/x = \text{const}$.

Степень экстракции возрастает в случае подачи экстрагента неск. последовательными порциями по схеме перекрестной экстракции (рис. 2). Непрерывный процесс осуществляется в неск. последовательно установленных смесительно-отстойных аппаратах (на схеме 1, 2, 3...) с подачей в каждый из них D/n экстрагента. При $k_p = \text{const}$ концентрация экстрагируемого вещества в маточнике после $n = \infty$ экстракций равна $\lim_{n \rightarrow \infty} x_n = x_0 \exp(-k_p D/n)$. Как видно, все растворенное вещество нельзя извлечь даже при $n = \infty$. Обычно принимается $n = 4 - 6$. При $k_p \neq \text{const}$ расчет осуществляется графически в диаграмме $y-x$ (рис. 2, б).

При этом $x = Wx_0/(W + k_p D)$, если коэффициент распределения $k_p = y/x = \text{const}$.

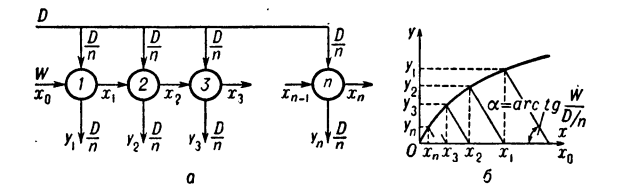


Рис. 1. Однократная экстракция: а — схема (1 — смешение, 2 — расслаивание); б — диаграмма $y-x$.

Рис. 2. Перекрестная экстракция: а — схема (1, 2, 3... экстракторы), б — диаграмма $y-x$.

В случае противоточной экстракции (рис. 3) наиболее полно используется движущая сила массообмена и достигается заданная степень экстракции при миним. расходе экстрагента. Для повышения концентрации извлекаемого вещества в экстракте и большего его исчезновения из маточника во многих случаях прибегают к схеме Э. с т. н. обратной флегмой.

При экстракционном разделении неск. компонентов (А, В...) часто применяется Э. с двумя экстрагентами, при к-ром компонент А переходит в фазу одного экстрагента, а компонент В — в фазу другого.

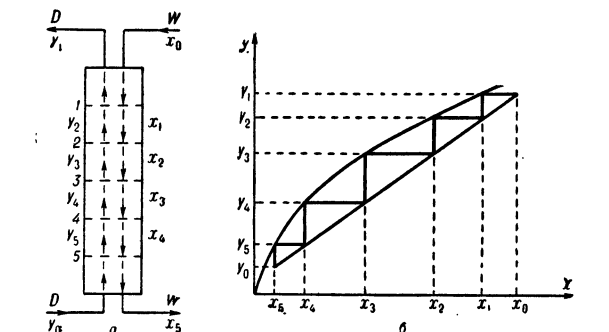


Рис. 3. Непрерывная противоточная экстракция: а — схема (1—5 — контактные устройства экстракционной колонны; x_i и y_i — концентрации извлекаемого вещества в исходном растворе и в экстрагенте, x_0 и y_0 — их нач. концентрации); б — диаграмма $y-x$.

Лит.: 1) К а с а т к и н А. Г., Основные процессы и аппараты химической технологии, 7 изд., М., 1961; 2) З ю л ь к о в с к и й З., Жидкостная экстракция в химической промышленности, пер. с польск., Л., 1963; 3) П р а т т Г. Р. К., в кн.: Жидкостная экстракция. Сб. статей, под ред. А. Г. Касаткина, М., 1958; 4) Ш к о р о п а д Д. Е., Лысковцев И. В., Центробежные жидкостные экстракты, М., 1962; 5) Т r e u b a l R. E., Liquid extraction, 2 ed., N. Y., 1963; 6) е г о ж е, Mass-transfer operations, N. Y., 1955; 7) Ф о м и н В. В., Химия экстракционных процессов, М., 1960. Н. И. Гельперин, В. Л. Педаль.

ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ — приближенное определение значений ф-ции $f(x)$, в точках x , лежащих вне отрезка $[x_0, x_n]$, по ее значениям в точках $x_0 < x_1 < \dots < x_n$. Наиболее распространенным видом Э. является параболическая Э., при к-рой в качестве значения $f(x)$ в точке x берется значение многочлена $P_n(x)$ степени n , принимающего в $n+1$ точке x_i заданные значения $y_i = f(x_i)$. Для параболич. Э. используются обычные *интерполяционные формулы*.

ЭЛАСТИЧНОСТЬ — способность материала или изделия испытывать более или менее значительные упругие обратимые деформации без разрушения при сравнительно небольших усилиях. Термин «Э.» существует наряду с термином «упругость». В отличие от др. языков, где слово elasticity (англ.), Elastizität (нем.) означает упругость, в русском языке слово «Э.» приобрело иной оттенок, подчеркивая возможность получения упругих деформаций именно при малых усилиях. Э. изделия может достигаться как за счет выбора материала (напр., резины), когда она обусловлена особенностями молекулярного строения тела (см. *Высокоэластическое состояние*, *Механические свойства полимеров*), так и за счет конструкции (пружины и т. п.), когда большие деформации изделия получаются при малых деформациях материала.

ЭЛЕКТРЕТЫ — диэлектрики, длительно сохраняющие наэлектризованное состояние и создающие электр. поле в окружающем пространстве; электр. аналоги постоянных магнитов. Э. изготавливаются из органических (карнаубский и пчелиный воски, парафин, нафталин, церезин, эбонит, полиметилметакрилат, слюда, антрацен, селен, хризен, дифенил и его соединения, нейлон и др.) и неорганических (сепа; титанаты щелочно-земельных металлов: CaTiO_3 , SrTiO_3 и др.; стеатит; борное стекло; ситаллы; ZnS и CdS , активированные Cu , Cl ; AgCl ; Si с примесью Au ; аддитивно окрашенный KCl) диэлектриков. Стабильные Э. можно получить, нагревая диэлектрики до температуры, меньшей или равной темп-ре плавления, и затем охлаждая их в сильном электр. поле (термоэлектреты), либо освещая светом фотопроводящие диэлектрики

в сильном электрич. поле (фотоэлектреты, к-рые на свету теряют заряды), либо также радиоактивным облучением диэлектриков. Все Э. имеют стабильный поверхностный заряд σ (не более 10^{-8} кул/см²), время сохранения к-рого (время жизни Э.) колеблется от неск. дней до мн. лет. Меньшим временем жизни обладают монокристаллич. Э., бóльшим — Э. из поликристаллич. диэлектриков; пластич. Э. менее устойчивы, чем Э. из восков и керамики. Макс. величина поверхностного заряда Э. зависит от пробивной прочности газа, окружающего Э., и его влажности (водяная пленка экранирует заряд Э.). Загорачивание поверхностей Э. при хранении увеличивает стабильность его заряда. По знаку электретные заряды могут быть или противоположны (гетерозаряды) или одинаковы (гомозаряды) с полярностью напряжения, прилагающегося во время изготовления Э. У Э. часто наблюдается обращение знака заряда (рис. 1).

Поверхностный заряд Э. измеряется посредством электростатич. индукции или вибрационными методами, т. е. по величине электрич. поля, к-рое создается в зазоре между поверхностью Э. и металлич. электродами (рис. 2). Напряженность этого поля $E_e = k\sigma/(e\ell/L + 1) = k\sigma_{инд}$, где L — толщина Э., e — его диэлектрич. проницаемость, ℓ — толщина зазора Э. — электроды, k — коэфф. пересчета единиц (в практич. системе $k = 1,13 \cdot 10^{13}$ в см/кул).

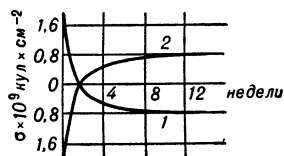


Рис. 1.

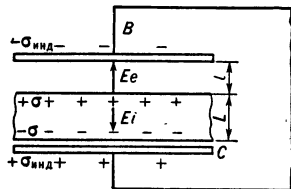


Рис. 2.

Рис. 1. Кривые зависимости поверхностной плотности заряда σ керамич. электрета из $MgTiO_3$ от времени после поляризации (1 — сторона электрета, которая была обращена к минусу поляризирующего напряжения, 2 — к плюсу). Первоначальный гетерозаряд переходит в гомозаряд.

Рис. 2. Схематич. изображение электрета, находящегося между двумя металлич. электродами В и С («закороченный электрет»). E_e — напряженность поля в зазоре электрет-электроды, E_i — напряженность поля внутри электрета (второй зазор между электродом С и поверхностью электрета считается бесконечно малым), $\sigma_{инд}$ — плотность индуцированного заряда. При периодических колебаниях верхнего электрода В во внешней цепи протекает переменный ток.

Поверхностный заряд Э. — алгебраич. сумма гетерозаряда — поляризационного заряда, обусловленного остаточной поляризацией, и заряда противоположного знака, абсорбированного иэвне — гомозаряда. Величина гетерозаряда, измеренная методом деполаризации [нагреванием термоэлектрета до темп-ры поляризации или выше, или освещением фотоэлектрета (рис. 3)], может доходить до 10^{-4} — 10^{-5} кул/см². Гетерозаряд располагается по всему объему Э., а гомозаряд — в тонком поверхностном слое у электродов (рис. 4). В зависимости от абс. величины этих зарядов суммарный поверхностный заряд Э. будет по знаку или гетеро- или гомозарядом. Наличие остаточной поляризации обуславливает пьезоэлектрич. и пьезоэлектрич. свойства Э.

Происхождение остаточной поляризации и гетерозаряда можно объяснить направленной релаксацией свободных и связанных зарядов под действием внешнего электрич. поля. Т. к. поляризация производится при повышенной темп-ре, время релаксации этих зарядов сравнительно невелико. При смещении к элект-

третрам свободные электроны и ионы захватываются на структурных дефектах кристалла и образуют объемные заряды. Связанные заряды (напр., дипольные молекулы или слабо связанные ионы) смещаются в пределах глубоких потенциальных ям, занимая положения с минимальной энергией. Время релаксации

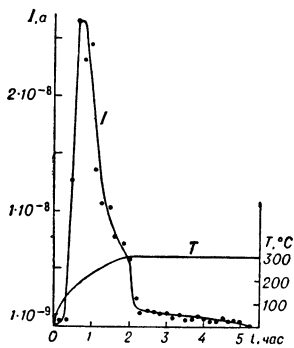


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость тока деполаризации от времени и темп-ры для керамич. электрета из $CaTiO_3$. (Величина остаточной поляризации P численно равна поверхностной плотности заряда, освобождающегося при деполаризации, и вычисляется как интеграл от тока деполаризации по времени: $P = \frac{1}{S} \int_0^{\infty} Idt$; S — площадь поверхности электрета).

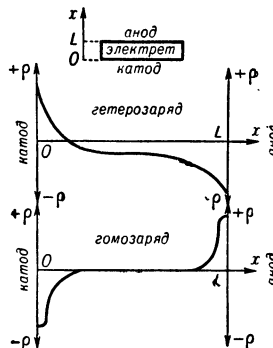


Рис. 4.

Рис. 4. Схематич. изображение распределения гетеро- и гомозаряда внутри электрета из карнаубского воска. (Определяется методом зондов или путем соскабливания слоев электрета). В реальном электрете и гетеро- и гомозаряды существуют одновременно.

остаточной поляризации, возникшей при смещении зарядов, определяется глубиной залегания локальных уровней или глубиной потенциальных ям. После охлаждения диэлектрика оно резко возрастает.

Кинетику образования фотоэлектретной поляризации (гетерозаряда) можно объяснить оптич. перезарядкой примесных центров в присутствии внешнего электрич. поля. Под действием света электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости и затем после

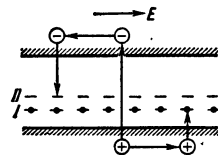


Рис. 5. Схематич. изображение механизма образования фотополяризации в кристалле с примесными центрами, создающими глубокие локальные уровни в запрещенной зоне. Фотополяризация возникает за счет накопления электронов и дырок у противоположных границ кристалла.

смещения в электрич. поле застревают на свободных уровнях II, а смещенные полем дырки локализируются на заполненных уровнях I (рис. 5).

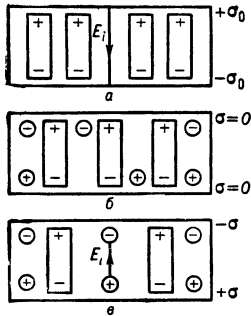
В образовании гомозаряда («внешней поляризации») существенную роль играет локализация зарядов на центрах захвата, расположенных на поверхности диэлектрика и в приэлектродной области. Источником зарядов, поступающих в кристалл, может служить холодная эмиссия электронов из металлических электродов и местные пробои воздуха в промежутке Э. — электроды, создающие как электроны, так и ионы.

В первое время после поляризации Э. неустойчив, его заряды могут резко изменяться со временем, потому что присутствующие в объеме диэлектрика свободные заряды проводимости релаксируют во внутреннем поле Э., стремясь заэкранировать связанные заряды и заряды, расположенные на глубоких локальных уровнях. Стабильное электретное состояние возникает, когда установится динамич. равновесие между процессом релаксации гетеро- и гомозарядов

закрепленных на центрах захвата, под действием теплового движения и процессом релаксации свободных зарядов проводимости во внутреннем поле Э. Если пренебречь изменением начального гомозаряда со временем, то стабильное электретное состояние можно объяснить, рассмотрев только релаксацию остаточной поляризации и релаксацию свободных зарядов. В этом случае

$$\sigma(t) = [\beta P_0 / (\beta - 1)] \exp(-t/\tau) - \{[\beta P_0 / (\beta - 1)] - \sigma_0\} \exp(-t/\tau_m);$$

τ — время релаксации остаточной поляризации; P_0 — начальное значение остаточной поляризации; $P = P_0 \exp(-t/\tau)$; $\tau_m = \epsilon/k\gamma$ (γ — уд. проводимость Э.) — время максвелловой релаксации свободных зарядов; $\beta = \tau_m/\tau$; σ_0 — поверхностная плотность начального заряда Э. Из этого уравнения следует, что электретный эффект может быть обусловлен или малой проводимостью диэлектрика ($\gamma < 10^{-15} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$), так что $\tau_m \gg \tau$, или большим временем релаксации остаточной поляризации ($\tau > 10^6 \text{ сек}$), так что $\tau \gg \tau_m$ ($\gamma \geq 10^{-15} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$). В 1-м случае электретный эффект определяется гомозарядом, к-рый остается после исчезновения остаточной поляризации и к-рый не может быть заэкранирован свободными зарядами ввиду очень малой проводимости диэлектрика. Во 2-м случае, более отвечающем действительности, ибо реальные Э. часто имеют сравнительно большую проводимость, электретный эффект обусловлен остаточной поляризацией, определяющей величину стабильного заряда Э. $\sigma \approx \tau_m P_0/\tau$ и время его жизни τ . Идеализированный случай электретного состояния, когда начальный гомозаряд вообще отсутствует, изображен на рис. 6.



Когда свободные заряды проводимости полностью заэкранируют медленно меняющиеся поляризационные заряды (рис. 6, б), суммарный заряд Э., изменив знак, начнет возрастать, т. к. сама остаточная поляризация уменьшается со временем. Увеличение суммарного заряда прекратится

Рис. 6. Изменение остаточной поляризации и свободного гомозаряда электретов со временем: а — в начальный момент после поляризации; б — в момент перехода суммарного заряда через нулевое значение; в — после установления стабильного состояния (диполи условно изображают остаточную поляризацию, кружки — свободные заряды проводимости).

после установления равновесия между числом «диполей», разбрасываемых тепловым движением, и числом свободных зарядов, релаксирующих за то же время во внутреннем поле Э. В отличие от пироэлектриков (см. *Пироэлектричество*) и сегнетоэлектриков, остаточная поляризация Э. термодинамически неравновесна.

Э. применяются как источники постоянного электрич. поля. Действие электретных микрофонов и телефонов, вибродатчиков, генераторов слабых переменных сигналов и т. п. основано на индуцировании переменного тока в электрич. поле Э. при колебании металлич. электродов (рис. 2) под влиянием звука, вибраций и т. п. Электрич. поле Э. можно использовать в электрометрах, электростатич. вольтметрах и др. аналогичного типа приборах. Э. могут служить чувствительными элементами дозиметров проникающей радиации и электрич. памяти, для изготовления электретных барометров, гигрометров и газовых фильтров, для создания электродвигателей и генераторов высо-

кого напряжения, в качестве пьезодатчиков. Фотоэлектреты применяются в *электрофотографии*.

Лит.: 1) Губкин А. Н., *Электреты*, М., 1961; 2) Фридкин В. М., Желудев И. С., *Фотоэлектреты и электрофотографический процесс*, М., 1960. А. Н. Губкин.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА — дуговой разряд между угольными или металлич. электродами при давлениях порядка атмосферного и более высоких. Часто под Э. д. понимают любые дуговые разряды, независимо от давления газа. Однако даже в приведенном, относительно узком смысле, Э. д. охватывает большое число разрядов, существенно отличающихся друг от друга. Классич. образец Э. д. — Э. д. между угольными электродами, горящая в свободной атмосфере (вольтова дуга, впервые наблюдавшаяся В. В. Петровым в 1902 г. и Г. Дэви в 1908 г.). Вольтамперная характеристика такой дуги дана на рис. 1 для различных расстояний l между электродами. При увеличении тока выше некоторого, определенного для данного l , напряжение на дуге скачкообразно падает, характеристика становится практически горизонтальной и горение дуги сопровождается шипением

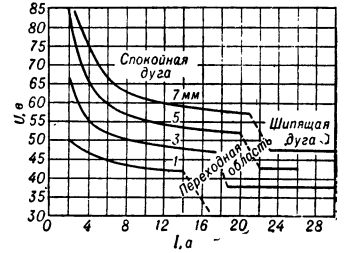


Рис. 1.

звучом (шипящая дуга) с частотами 1000—2000 гц, одновременно генерируются электромагн. колебания в неск. десятков кГц. Шипение Э. д. объясняют стягиванием разряда у анода, образованием быстро перемещающихся анодных пятен и интенсивным испарением углерода.

Механизм электронной эмиссии катода различен для разных материалов. В случае тупоугольных катодов (С, W) имеет место *термоэлектронная эмиссия*. Такая Э. д. обладает большой тепловой инерцией и может не только устойчиво гореть в цепи переменного тока промышл. частоты, но и возобновляться после перерыва на десятки доли сек. Для более легкоплавких катодов (Ag, Cu) нет общепризнанной теории катодного пятна. Наиболее распространена теория, предполагающая в этом случае наличие *автоэлектронной эмиссии* под действием поля объемного заряда положительных ионов. Однако и эта теория встречает ряд затруднений. По-видимому, наиболее удовлетворительна теория, основывающаяся на термоавтоэлектронной эмиссии, т. е. автоэлектронной эмиссии электронов с энергией выше границы Ферми. Измеренные плотности тока в холодном (т. е. не термоэлектронном) катодном пятне 10^5 — 10^7 а/см^2 , а рассчитанные напряженности поля 10^6 — 10^7 в/см .

Ионизация газа в отдельных участках Э. д. носит различный характер. В непосредственной близости к катоду ионизация производится электронами, прошедшими катодное падение. В основном столбе можно говорить об изотермической или почти изотермич. плазме, в к-рой осуществляется *термическая ионизация*. Впрочем, последняя при достаточно высоких темп-рах также в основном электронная (см. *Сага формула*).

Темп-ры Э. д. лежат в весьма широких пределах, в зависимости от состава и давления газа, силы тока, материала электродов и расстояния между ними, а также от специфич. условий, в к-рых горит дуга. В столбе Э. д. при атм. давлении и токах неск. а темп-ра 5000—6000 °К. С повышением тока до сотен а темп-ра возрастает до 10 000—15 000 °К. Распределение темп-ры в различных участках столба сво-

бодно горящей угольной Э. д. при токе 200 а дано на рис. 2. На электродах наибольшей темп-рой обладает анодное пятно (в угольной Э. д. ~ 4000 °К), т. к.

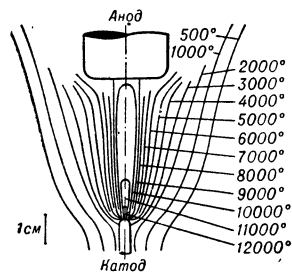


Рис. 2.

на нем выделяется наибольшая энергия. Э. д. применяется в электросварке, химич. синтезе, источниках света и т. п. В связи с этими применениями, а также с целью изучения механизма процессов в дуге проведено большое число исследований с различными спец. дугами: аргоновой дугой (получение температур до 25 000—30 000 °К), дугой высокого и сверхвысокого

давления (до 1000 атм) в ртутных парах, вращающейся и обдуваемой вращающимся потоком газа дугой, в к-рой устраняется влияние конвекции, дугой в магн. поле и т. п.

Лит.: 1) Финкельбург В., Меккер Г., Электрические дуги и термическая плазма, пер. с нем., М., 1961; 2) С а м е р в и л л Дж. М., Электрическая дуга, пер. с англ., М.—Л., 1962; 3) Х р е н о в К. К., Электрическая сварочная дуга, Киев—М., 1949; 4) Капцов Н. А., Электроника, 2 изд. М., 1956, гл. XI; 5) Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959, гл. 9. Л. А. Сена.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЕМКОСТЬ — мера способности проводника удерживать электрич. заряд. Потенциал проводника, повышающийся при увеличении его заряда, обычно ограничен: слишком большие разности потенциалов вызывают разряд. Э. е. уединенного проводника наз. отношение заряда q на нем к его потенциалу ϕ : $C = q/\phi$. Чем больше C , тем больший заряд и, соответственно, большую энергию может накопить проводник при данном ϕ (отсчитываемом от нулевого уровня на бесконечности). Э. е. измеряется в см в системе CGSE и в фарадах (ф) в системе практической; $1 \text{ ф} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}$.

Э. е. тела полностью определяется его геометрич. формой и распределением диэлектрич. проницаемости окружающей среды. Порядки Э. е. (в системе CGSE) и линейных размеров тела обычно совпадают. Напр., Э. е. сферич. проводника равна его радиусу. Э. е. конденсатора, т. е. взаимная емкость его обкладок, определяется как $C = q/(\phi_1 - \phi_2)$, если заряды обкладок $+q$ и $-q$, а их потенциалы ϕ_1 и ϕ_2 . Э. е. плоского конденсатора равна $C_{пл} = \epsilon S/4\pi d$, где S — площадь каждой обкладки, d — расстояние между ними, а ϵ — диэлектрич. проницаемость среды между обкладками. Э. е. сферич. и цилиндрич. конденсаторов равны соответственно $C_{сф} = \epsilon R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$, $C_{ц} = \epsilon l / 2 \ln(r_2 - r_1)$, где R_1, R_2 — радиусы внутренней и внешней сфер, r_1, r_2 — радиусы внутреннего и внешнего цилиндров, l — длина цилиндра. Вообще, в системе проводников потенциал каждого из них зависит вследствие электростатич. индукции от формы и расположения др. проводников. В этом случае связь между зарядами q_i тел и их потенциалами ϕ_i имеет вид:

$$q_i = \sum_j C_{ij} \phi_j.$$

Коэфф. C_{ii} наз. коэфф. емкости i -го тела, а C_{ij} — коэфф. электростатич. индукции между i -м и j -м телами. C_{ij} определяет заряд на i -м теле, когда потенциал j -го равен ϕ_j , а все остальные тела заземлены. Для коэфф. C_{ij} всегда выполнены соотношения: $C_{ii} > 0$, $C_{ij} = C_{ji} < 0$, $j \neq i$. Взаимная емкость двух проводников связана с C_{ij} след. образом: $C = (C_{11}C_{22} - C_{12}^2)/(C_{11} + 2C_{12} + C_{22})$.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика);

2) С м а й т В., Электростатика и электродинамика, пер. с англ., М., 1954. В. П. Павлов.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ИСКРА — см. Искровой разряд.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ КОРОНА — см. Коронный разряд.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ — свойство диэлектриков, характеризуемое напряженностью электростатического однородного поля, при которой наступает электрич. пробой (см. Пробой диэлектриков).

Для определения Э. п. необходимо наряду с однородным распределением электрич. поля обеспечить такие условия измерения, при которых была бы исключена возможность теплового пробоя. В то же время импульсы, если измерения производятся на ударном напряжении, должны быть достаточно длительными, чтобы процессы, приводящие к пробую, могли бы протекать нормально без перенапряжений. Такими процессами являются ударная ионизация, либо туфельный эффект, либо и то, и другое.

При нарушении Э. п. диэлектрик становится проводником. Т. к. переход в проводящее состояние часто наступает при больших напряженностях электрич. поля, то нарушение Э. п. обычно сопровождается разрушением материала из-за перегрева. Подобно тому как тела могут быть в различных агрегатных состояниях в зависимости от темп-ры, некоторые вещества могут быть в состоянии диэлектрика либо проводника в зависимости от напряженности электрич. поля и др. условий.

Нарушение Э. п. проявляется в резком, скачкообразном увеличении электропроводности. Когда напряженность электрич. поля E достигает пробивной E_k , электропроводность резко, скачкообразно возрастает и в теоретич. расчетах принимают, что $(\frac{di}{dE})_E = E_k \rightarrow \infty$,

где i — плотность тока. Э. п. обладают все газы, в том числе пары металлов. Все твердые и жидкие тела, кроме металлов (в т. ч. полупроводники), обладают в той или иной мере Э. п.

У таких хороших диэлектриков, как слюда, кварц, Э. п. достигает 10^6 — 10^7 в/см; в тщательно очищенных и обезгаженных жидких диэлектриках Э. п. также достигает 10^6 в/см; в газах Э. п. зависит от давления и др. условий и составляет для воздуха при нормальных условиях и толщине слоя порядка 1 см около 30 кг/см ; у полупроводников, как Ge и Si, Э. п. порядка 10^5 в/см, однако в особых условиях при очень низких темп-рах, когда пробой вызывается ударной ионизацией примесей, Э. п. нарушается в Ge уже при $E = 5$ в/см (см. Полупроводники). В. М. Вул.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЕДИНИЦЫ — единицы измерения электрических величин. ГОСТ 8033—56 устанавливает применение след. систем Э. е. и внесистемных единиц: а) как основной — МКСА системы единиц, входящей составной частью в Международную систему единиц (СИ); в соответствии с ГОСТ 9867—61 электрич. и магн. единицы системы МКСА применяются в рационализованной форме (см. Рационализация уравнений электромагнитного поля); б) как допускаемой — СГС системы единиц (симметричной), в к-рой Э. е. соответствуют системе СГСЕ, а магнитные — системе СГМС; в) трех внесистемных единиц измерения энергии: электронвольта (эв), килоэлектронвольта (кэв) и мегаэлектронвольта (Мэв) ($1 \text{ эв} = 1,60207 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Важнейшие электрич. единицы (ГОСТ 9867—61) приведены в табл.

Основная Э. е. Международной системы единиц — ампер — определяется через взаимодействие двух токов (см. Ампера закон, Токоевы весы). Другие Э. е. выражаются через основные единицы (м, кг, сек, а) на основе соотношений, существующих между электрич. величинами (подробнее см. ст. об отдельных Э. е. и электрич. величинах). Соотношения между абс.

Величина	Единица в системах МКСА и СИ	Единица в системе СГС	Соотношение единиц
Сила тока	ампер	ед. силы тока	1 ед. СГС = $1/9 \cdot 10^{-9}$ а
Работа и энергия . .	джоуль	эрг	1 эрг = $1 \cdot 10^{-7}$ дж
Мощность	ватт	эрг в сек	1 эрг/сек = $1 \cdot 10^{-7}$ вт
Количество электричества	кулон	ед. количества электричества	1 ед. СГС = $1/9 \cdot 10^{-9}$ к
Разность электр. потенциалов, напряжение, эдс . . .	вольт	ед. электр. напряжения	1 ед. СГС = $3 \cdot 10^2$ в
Электр. сопротивление	ом	ед. электр. сопротивления	1 ед. СГС = $9 \cdot 10^{11}$ ом
Электр. емкость	фарада	ед. электр. емкости (см)	1 см = $1/9 \cdot 10^{-11}$ ф

практич. Э. е. (см. табл.) и международными Э. е., основывавшимися на эталонах ампера и ома и применявшимися до 1948 г., см. в ст. *Международные электрические единицы*. Прогресс электр. измерений поставил вопрос об установлении системы абс. практич. Э. е., основанной на атомных константах.

Лит.: 1) М а л и к о в С. Ф., Единицы электрических и магнитных величин, 2 изд., М., 1960; 2) Б у р д у н Г. Д., Единицы физических величин, 3 изд., М., 1963.

Г. Д. Бурдун.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ — измерения электр. величин: силы электр. тока, эдс, напряжения, мощности, электр. сопротивления, электр. емкости, индуктивности и др. В совр. технике и физ. эксперименте широко распространены электр. методы измерений неэлектр. величин путем преобразования их в электрические; преимущество этих методов — возможность практически мгновенного измерения на значит. расстоянии от исследуемого объекта и легкость преобразования электр. сигналов (напр., усиления методами электроники с целью повышения точности измерения). Передача измерений на расстояние составляет предмет особого раздела Э. и. — телеметрии (см. *Радиотелеметрия*).

Методы и средства Э. и. весьма разнообразны. Менее точные измерения (с погрешностями $\geq 0,1\%$) осуществляются с помощью приборов непосредственной оценки (см. *Измерение*, а также *Амперметр*, *Вольтметр*, *Ваттметр*, *Счетчик электрической энергии*, *Фарадметр*, *Частотомеры*), более точные — с помощью мер (см. *Нормальные элементы*, *Измерительные элементы и узлы электрических цепей*) и приборов сравнения (см. *Потенциометры*, *Мосты измерительные*).

Разделы Э. и. — измерения на постоянном и переменном токе. В последнем случае методы и средства измерений видоизменяются в зависимости от частоты и степени искажения формы кривой тока, а также от того, какое значение величины требуется определить — действующее (эффективное), максимальное или среднее выпрямленное.

Совр. тенденция в Э. и. — применение счетно-решающей техники и техники *регулирования автоматического* (см. *Потенциометр автоматический*, *Мост автоматический*, *Цифровые электроизмерительные приборы*).

Лит.: 1) А р у т ю н о в В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, М.—Л., 1958; 2) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талиц-

кого, ч. 1—2, М.—Л., 1960; 3) Электрические измерения, Общий курс, под ред. А. В. Фремке, 2 изд., М.—Л., 1954; 4) К а р а н д е е в К. Б., Методы электрических измерений, М.—Л., 1952; 5) Т е м и н к о в Ф. Е., Х а р ч е н к о Р. Р., Электрические измерения неэлектрических величин, М.—Л., 1948; 6) Т у р и ч и н А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959. К. П. Широков.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ — изменения напряжения и тока в электр. цепях, повторяющиеся через одинаковые (точно или приближенно) промежутки времени (см. *Колебания*). При этом в пространстве вокруг цепей происходят связанные с этими изменениями колебания напряженностей электрического и магнитного полей. Как и все колебат. системы, электр. колебат. системы можно разделить на системы с распределенными параметрами и системы с сосредоточенными параметрами, обладающими конечным числом степеней свободы. Простейшая электр. колебат. система с одной степенью свободы — *колебательный контур*. Система двух связанных одинаковых контуров (п о л о с о в о й ф и л ь т р в радиотехнике) имеет две степени свободы и характеризуется двумя собств. частотами ω_1 и ω_2 ; свободные колебания в такой системе — суперпозиция двух колебаний с частотами ω_1 и ω_2 . При слабой связи ω_1 и ω_2 близки друг к другу и Э. к. можно представить в виде колебаний частоты $(\omega_1 + \omega_2)/2$ с амплитудой, периодически изменяющейся с частотой $(\omega_1 - \omega_2)/2$. Р е з о н а н с н а я к р и в а я для вынужденных колебаний в этой системе шире резонансной кривой отдельного контура, а при сильной связи могут возникнуть два отдельных резонансных максимума на частотах ω_1 и ω_2 .

Возможны также Э. к. в системах с большим числом степеней свободы, напр. в многозвенных *фильтрах электрических*, а также в системах с распределенными параметрами (электр. линии, *объемные резонаторы* и др.), обладающих бесконечным множеством собств. частот.

В. В. Мизгулин.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ — машины, служащие для преобразования механич. энергии в электрическую или обратно, а также электр. энергии в электрическую же с др. параметрами. Э. м. для преобразования механич. энергии в электрическую наз. *электромашинными генераторами*, для преобразования электр. энергии в механическую — *электродвигателями*, для преобразования рода тока, частоты, числа фаз, напряжения и др. параметров электр. энергии — *электромашинными преобразователями*.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РАЗВЕДКИ основаны на изучении особенностей протекания в земле электр. тока, определяемых распределением в ней неоднородностей (горных пород и минералов) с различными электромагн. характеристиками. Изучение поля электр. тока на земной поверхности позволяет делать заключения о строении земной коры в области измерений. Непосредственно измеряется так наз. кажущееся удельное сопротивление (разность потенциалов между измерительными электродами, деленная на силу посланного в землю тока и умноженная на величину, зависящую от расстояния между электродами). При работе с переменным током измеряются компоненты электр. и магн. поля и фазовый сдвиг между ними; источником переменного тока может служить генератор мощностью до 5 *квт*. Могут быть использованы также естественные переменные токи, происхождение к-рых в основном обязано космич. причинам.

Лит.: 1) Д а х н о в В. Н., Электрическая разведка нефтяных и газовых месторождений, 2 изд., М.—Л., 1953; 2) З а б о р о в с к и й А. И., Электроразведка, М., 1963; 3) К р а е в А. П., Основы геоэлектрики, 2 изд., Л., 1965.

А. И. Заборовский.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ (газовые разряды) — различные виды электр. тока в газе,

Внешние проявления и характеристики Э. р. в г. чрезвычайно разнообразны, что объясняется широким диапазоном параметров и элементарных процессов, определяющих условия прохождения тока через газ. К первым относятся: состав и давление газа, геометрия, конфигурация разрядного пространства, частота внешнего электрич. поля, сила тока и т. п., ко вторым — ионизация и возбуждение атомов и молекул газа, рекомбинация, удары второго рода, перезарядка, упругое рассеяние носителей заряда, различные виды эмиссии электронов. Существ. особенность Э. р. в г. — сильное влияние самого процесса прохождения тока на свойства газовой среды. При этом в подавляющем большинстве случаев эти свойства неоднородны как в продольном, так и в поперечном направлениях. Многие характеристики элементарных процессов не имеют аналитич. выражения, а даются эмпирич. кривыми или же могут быть вычислены приближ. методами с помощью машин. Все это делает практически невозможным построение единой количеств. теории, охватывающей все участки всех видов Э. р. в г. Однако рассмотрение отдельных явлений позволяет дать общую качеств. картину прохождения электрич. тока через газ, а для ряда частных случаев — получить удовлетворительные количеств. закономерности.

В обычных условиях концентрация носителей заряда в газе (электронов и ионов) весьма мала, вследствие чего газ — очень хороший диэлектрик. Для получения заметной проводимости газа необходимо, чтобы в нем в результате ионизации возникло достаточно большое количество носителей заряда. Т. к. плотность тока проводимости в любой среде равна $j = e \sum z_i n_i u_i$ ($z_i e$ — величина заряда данного, типа носителей, n_i — их концентрация и u_i — их направленная скорость), то проводимость газа определяется условиями образования и движения носителей заряда. Газ обладает стационарной электропроводностью в случае равновесия между возникновением и исчезновением зарядов. Заряды могут исчезать в результате объемной рекомбинации, диффузии из межэлектродного пространства и ухода на электроды при прохождении тока. Если ионизация осуществляется только под действием внешнего ионизатора, а напряженность поля столь мала, что отвод зарядов током не играет существ. роли, и поперечные размеры разрядного промежутка весьма велики по сравнению с длиной пробега и расстоянием между электродами, то основным процессом исчезновения зарядов является объемная рекомбинация. В этом случае условие равновесия процессов возникновения и исчезновения зарядов имеет вид: $N = \alpha n^2 V$ (α — коэфф. рекомбинации, V — объем разрядного промежутка, N — число пар зарядов, создаваемых внешним ионизатором в ед. времени). Концентрация зарядов остается при этом практически постоянной. Если скорость движения зарядов пропорциональна напряженности поля, то проводимость газа подчиняется закону Ома. При возрастании напряженности поля начинает сказываться убыль зарядов вследствие их ухода к электродам. При достаточно больших полях можно пренебречь рекомбинацией, в результате чего ток достигает насыщения и становится равным $I = Ne$.

На рис. 1 участок *a* соответствует применимости закона Ома, участок *b* представляет переходную область, участок *c* — ток насыщения. Качеств. картина явления остается той же, если исчезновение зарядов происходит не в результате объемной рекомбинации, а путем диффузии в поперечном направлении. При дальнейшем росте напряженности поля начинается крутое возрастание тока, обязанное возникновению ударной ионизации (участок *d* на рис. 1). В этом случае ток определяется как интенсивностью внешнего иони-

затора, так и газовым усилением, к-рое зависит от давления газа, расстояния между электродами и напряженности поля. При этом наряду с ионизацией газа электронным ударом в образовании новых носителей заряда участвуют вторичные процессы [эмиссия электронов ударами положит. ионов, излучением разряда и метастабильными атомами (см. Таунсенда теория)]. Несмотря на лавинообразный характер нарастания тока, разряд продолжает оставаться несамостоятельным, т. е. требующим для своего поддержания наличия внешнего ионизатора, до тех пор, пока взамен каждого электрона, покидающего катод, вторичные процессы не вызовут выход из катода нового электрона. В этом случае наступает пробой газа, т. е. переход несамостоятельного разряда в самостоятельный. В случае однородного поля напряжение пробоя (напряжение зажигания самостоятельного разряда) однозначно определяется произведением давления газа p на расстояние между

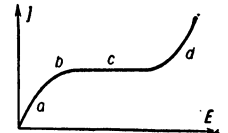


Рис. 1. Зависимость тока несамостоятельного разряда от напряженности поля.

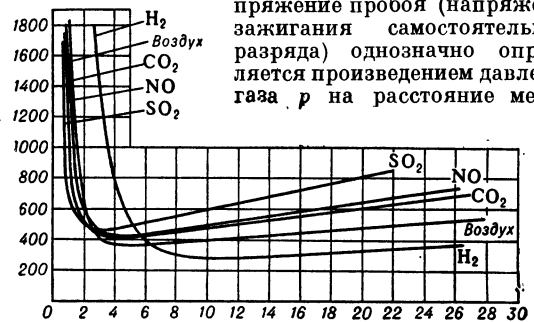


Рис. 2. Кривые Пашена для различных газов. На оси абсцисс даны произведения pl в мм. рт. ст. \times мм., на оси ординат — напряжение пробоя U_z в в.

электродами l (см. Пашена закон). Зависимость напряжения пробоя U_z от pl для разных газов представлена на рис. 2.

В развитии самостоятельного разряда существенную роль играет образующийся при этом пространственный заряд положительных ионов. Не изменяя по существу условия пробоя газа, учет пространственного заряда позволяет объяснить тот факт, что время формирования самостоятельного разряда оказывается на 2 порядка меньше, чем это следует из теории Таунсенда ($\sim 10^{-7}$ сек вместо $\sim 10^{-5}$ сек).

Сказанное выше относится к сравнит. низким давлениям газа. При давлениях порядка атмосферного и более высоких поле становится сильно неоднородным как в продольном, так и в поперечном направлениях. Развитие разряда происходит в отдельных электронных лавинах, после прохождения k -рых образуются узкие каналы с большой плотностью положительного пространственного заряда — стримеры. Стримерный механизм пробоя газа наблюдается в длинных искрах и молниях.

Вид установившегося Э. р. в г. определяется в первую очередь эмиссионными процессами на катоде, восполняющими уход носителей вследствие прохождения тока. При малых плотностях тока (что, как правило, имеет место при низких давлениях газа) поступление электронов из катода в разрядный промежуток обеспечивается ударами положительных ионов, фотоэффектом и действием метастабильных атомов (см. Тлеющий разряд). Увеличение плотности тока на катоде приводит к возникновению электрической дуги с резким изменением основных характеристик разряда. Схематически это показано на рис. 3. Переход от аномального тлеющего разряда (участок *a*) к дуге (участок *b*) происходит скачкообразно, причем

вольтамперная характеристика из растущей становится падающей. Термин «электрическая дуга» включает в себя в действительности весьма различные по своим свойствам Э. р. в г., в зависимости от силы тока, давления газа и в особенности от материала электродов. Электронная эмиссия при тугоплавких катодах

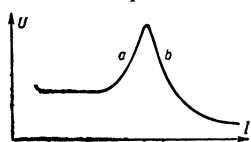


Рис. 3. Вольтамперная характеристика самостоятельного разряда.

высокой плотностью тока, достигающей $10^5 - 10^7$ а/см², и обладает своеобразными свойствами, среди которых внимание исследователей привлекает т. н. «обратное движение», т. е. движение в магн. поле в сторону, противоположную правилу левой руки.

В число электрич. дуг включают также Э. р. в г. низкого давления с катодом, накаливаемым от постороннего источника. Такой разряд является по существу несамостоятельным.

В то время как отнесение стационарного разряда к тому или иному виду определяется процессами на катоде, процессы в положительном столбе зависят от рода и давления газа, силы тока и геометрич. конфигурации разрядного пространства. При низких давлениях независимо от того, является ли разряд тлеющим или дугой с ртутным или накаливаемым катодом, положительный столб представляет собой неизотермич. плазму. Теория однородного столба низкого давления разработана достаточно подробно для двух областей давлений: когда длина свободного пробега мала по сравнению с поперечными размерами столба (теория Шоттки) и более низких, когда можно считать, что каждый вновь возникающий ион достигает стенки с малым числом столкновений (теория Ленгмюра и Тонкса). В обоих случаях предполагается, что ионизация производится наиболее быстрыми электронами максвелловского распределения, соответствующего темп-ре порядка неск. десятков тысяч градусов. Исчезновение электронов и ионов из разрядного пространства происходит при этом исключительно в результате их рекомбинации на стенках (см. *Амбиполярная диффузия*). Большинство выводов теории положительного столба низкого давления получило хорошее экспериментальное подтверждение, однако некоторые явления не укладываются в рамки этой теории, напр. расхождение положительного столба (см. *Страты*).

При давлениях порядка атмосферного и более высоких темп-ра газа достигает столь высоких значений, что становится возможной *термическая ионизация* газа. В то же время электронная темп-ра оказывается более низкой, чем в столбе низкого давления, так что часто столб высокого давления можно считать в 1-м приближении изотермич. плазмой. Свойства такого столба в сильной степени зависят от материала электродов (пары которых поступают в разрядное пространство), газовой среды и от того, горит ли дуга в свободной атмосфере или в замкнутом пространстве.

Изменение давления газа и плотности тока в положительном столбе существенно изменяет его энергетику. баланс. Подводимая к столбу энергия электрич. поля расходуется в виде тепла, выделяющегося при рекомбинации электронов и ионов на стенках (или, в случае свободно горящей дуги — на ее периферии), резонансного и нерезонансного излучения и тепла, выделяющегося в объеме и уходящего путем теплопроводности и конвекции. Рис. 4 дает представление о доле, приходящейся на каждую из этих составляю-

щих баланса в положительном столбе в парах ртути при плотностях тока ~ неск. а/см². При давлениях ~ 0,01 мм рт. ст. значительная часть энергии уходит в виде излучения, при меньших плотностях тока эта доля еще больше (до 90%).

Особая форма разряда — *коронный разряд* — наблюдается в том случае, когда один или оба электрода обладают большой кривизной. В этом случае наличие неоднородности поля приводит к тому, что условия ионизации в различных

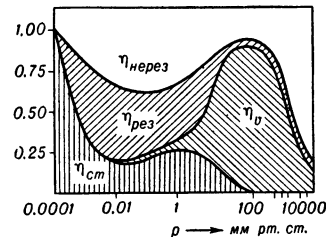


Рис. 4. Баланс энергии в положительном столбе разряда в парах ртути при плотности тока в несколько а/см² при различных давлениях (η_{ст} — энергия, выделяющаяся на стенках, η_{рез} — энергия, уходящая в виде резонансного излучения, η_{нерез} — энергия, уходящая в виде нерезонансного излучения, η_v — энергия, выделяющаяся в объеме).

участках межэлектродного промежутка оказываются настолько существенно различными, что в то время, как в одной области происходит интенсивная ионизация, в другой наблюдается лишь перенос зарядов электрич. полем.

Если в Э. р. в г., питаемых от источника постоянного тока, главную роль играют явления на катоде, то при переменном электрич. поле достаточно высокой частоты эта роль утрачивается. Высокочастотные Э. р. в г. (см. *Разряд высокочастотный*) могут существовать даже при полном отсутствии электродов (см. *Безэлектродный разряд*). Переменное электрич. поле создает плазму и сообщает электронам энергию, достаточную для того, чтобы производимая ими ионизация восполняла убыль носителей заряда, происходящую вследствие диффузии и рекомбинации. Внешний вид и характеристики высокочастотных разрядов зависят от давления газа, частоты переменного поля и подводимой мощности и в ряде свойств приближаются к свойствам положительного столба Э. р. в г. на постоянном токе. Соответственно говорят о высокочастотной дуге, высокочастотной короне и т. п. Своеобразная форма высокочастотного разряда высокого давления — *факельный разряд*. Высокочастотные Э. р. в г. без электродов принято разделять на *Е*- и *Н*-разряды, понимая под первыми разряды в поле, аналогичном полю конденсатора, а под вторыми — разряды в переменном магн. поле, создающем вихревое электрич. поле. Такое деление неск. условно и не всегда может быть проведено четко. Наиболее типичным *Н*-разрядом можно считать разряд в тороиде, помещенном в переменное магн. поле, силовые линии которого направлены по оси тороида.

Нек-рым из закономерностей Э. р. в г. можно придать более общую форму, пользуясь законами подобия. Подобными Э. р. в г. наз. такие разряды, которые при изменении геометрич. параметров и давления газа (а в случае высокочастотных разрядов — и частоты) имеют при одинаковой силе тока одинаковое напряжение. К числу законов подобия относится и упомянутый выше закон Пашена. Одно и то же напряжение пробоя можно получить при увеличении расстояния между электродами и таким же уменьшении давления газа, что равносильно соответствующему увеличению длины свободного пробега. Вольтамперная характеристика тлеющего разряда сохраняется, если, увеличив линейные размеры (расстояние между электродами, их линейные размеры), увеличить длину свободного пробега соответствующим уменьшением давления газа. При этом одновременно увеличивается

протяженность каждой из катодных частей разряда. Из закона подобия для тлеющего разряда, в частности, вытекает, что плотность тока нормального тлеющего разряда (нормальная плотность тока) пропорциональна квадрату давления газа. Законы подобия Э. р. в г. имеют ограничения, когда приобретают значение явления, не существующие при др. условиях. Так, напр., закон Пашена нарушается при малых расстояниях между электродами, когда становится возможным т. н. вакуумный пробой, напряжение к-рого тем меньше, чем меньше расстояние между электродами.

Многообразие свойств Э. р. в г. и возможность изменять в широких пределах значения их основных параметров обуславливают весьма широкий круг применений Э. р. в г. При этом используются различные свойства Э. р. в г. — их вольтамперные характеристики, излучение, выделение тепла, образование возбужденных атомов, изменение структуры молекул и т. д. С помощью мощных Э. р. в г. достигнуты наиболее высокие темпы, необходимые для осуществления управляемых *термоядерных реакций*; газоразрядные источники света наиболее экономичны и позволяют получать наибольшие яркости, а при необходимости — и требуемый спектральный состав излучения; получение в разряде инверсной заселенности квантовых уровней является физич. основой квантовых генераторов оптического и инфракрасного диапазонов (газовых лазеров). Э. р. в г. используются в химич. синтезе, в частности для связывания азота воздуха. Большое число ионных приборов служит в качестве элементов электрич. схем, выполняя различные ф-ции: преобразование тока, стабилизация напряжения, сигнализация и т. п. (*газотроны, тиратроны, ртутные выпрямители*, приборы тлеющего разряда и др.). Рабочие токи и напряжения этих приборов охватывают область от долей *ма* до тысяч *а* и от неск. *в* до сотен *кв*. Др. группа приборов применяется для регистрации и измерения ионизирующих излучений и счета заряженных атомных частиц (*ионизационные камеры, счетчики заряженных частиц, пересчетные устройства*), измерения низких давлений и т. п. Перспективы применения Э. р. в г. для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую (магнитогидродинамич. генераторы, термоэлектронные преобразователи) и для создания длительной тяги на космич. кораблях (плазменные и ионные двигатели — см. *Электрореактивные двигатели*).

Лит.: 1) К а п ц о в Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950; 2) Э н г е л ь А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1953; 3) Ф р е н с и с Г., Ионизационные явления в газах, пер. с англ., М., 1964; 4) Г р а н о в с к и й В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952; 5) Л е б Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, М.—Л., 1950; 6) Б р а у н С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., 1961. Л. А. Сена.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В АТМОСФЕРЕ — см. *Атмосферное электричество*.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЕНТИЛЬ — устройство, электропроводность к-рого зависит от направления тока. Для тока в одном (прямом) направлении проводимость на один или неск. порядков превышает проводимость в др. (обратном) направлении. Э. в. являются мощные ртутные выпрямители (см. *Игитрон и Экситрон*), газотроны, полупроводниковые диоды и др. вакуумные, газоразрядные и полупроводниковые приборы. Э. в. служат для выпрямления переменного тока, замыкания и размыкания электрич. цепей (управляемые Э. в.), коммутации электрич. сигналов, преобразования их формы и т. п.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД — связанный с материальным носителем источник *электромагнитного поля*; является одним из основных понятий учения об электричестве. Вся совокупность электрич. явлений понимается как проявление существования, движения и

взаимодействия Э. з. В частности, природа широкого круга эффектов электростатич. отталкивания или притяжения объясняется фактом существования зарядов двух сортов, условно наз. положительными и отрицательными. При этом одноименные заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются (см. *Кулона закон*). Величина заряда служит мерой количества электричества. Э. з. дискретен. Именно, существует минимальный, *элементарный электрический заряд*, к-рому кратны все Э. з. тел. Э. з. макроскопич. тела равен алгебраич. сумме положительных и отрицательных Э. з. составляющих тело элементарных частиц, обычно — протонов и электронов. Связь Э. з. с создаваемым им электромагнитным полем определяется *Максвелла уравнением*. Релятивистская ковариантность ур-ний Максвелла приводит к *заряду сохранения закону*. В релятивистской теории величина Э. з. — единств. параметр, полностью описывающий взаимодействие частиц с электромагнитным полем.

В. П. Павлов.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК — упорядоченный перенос электрич. заряда. Величина Э. т., проходящего через данную поверхность *S* и наз. силой тока, или просто током, определяется как количество электричества, переносимое через *S* в единицу времени. За направление Э. т. условно принимают направление перемещения положит. заряда. Практическая единица Э. т. — ампер (*a*), $1a = 1 \text{ к/сек}$. Э. т. характеризуется также плотностью тока *j* — количеством электричества, протекающим за единицу времени через единицу площади, ориентированной перпендикулярно току. Природа Э. т. зависит от среды, в к-рой он идет. Различают Э. т. проводимости, связанный с движением зарядов относительно тела (напр., под действием электрич. поля), и *конвекционный ток* — движение макроскопич. электрически заряженного тела как целого. Данное выше определение Э. т. в макроскопич. электродинамике не является ни единственным, ни наиболее целесообразным, поскольку феноменологически Э. т., связанный с движением зарядов, неотличим от *тока смещения*, к-рый в вакууме не связан с каким-либо перемещением заряда, а пропорционален изменению напряженности электрич. поля со временем. Ток смещения входит в *Максвелла уравнения* на равных правах с Э. т., связанным с переносом зарядов. В частности, все эти виды тока одинаково возбуждают магнитное поле. Поэтому Э. т. можно определять как источник вихревого магн. поля, и в таком случае под это понятие подходит и ток смещения. Во всех случаях (исключая явления *сверхпроводимости*) Э. т. в материальной среде приводит к рассеянию энергии, выделяющейся в виде тепла (см. *Джоуля — Ленца закон, Ома закон*), а в случае переноса тока в среде или в вакууме — к излучению электромагнитных волн.

Лит.: Т а м м И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957.

В. П. Павлов.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — 1) величина, характеризующая противодействие проводника или электрич. цепи электрич. току; 2) элемент электрич. цепи или аппарат, осуществляющий это противодействие.

Э. с. при постоянном напряжении (токе) — скалярная величина (обозначается *R*), равная отношению напряжения *U* к силе тока *I* при отсутствии на участке, к к-рому приложено *U*, эдс (см. *Ома закон*). В этом случае *R* наз. омическим сопротивлением, оно зависит от материала проводника, его размеров и формы. Для однородного по составу проводника, при постоянном его сечении *S* и длине *l*, $R = \rho l/S$, где ρ — уд. Э. с., характеризующее материал проводника. Часто вместо ρ , особенно при рассмотрении вопроса о физ. природе Э. с., вводят величину, обратную уд. Э. с., — электро-

проводность $\sigma = 1/\rho$. В *Международной системе единиц* Э. с. измеряется в *омах*, а уд. Э. с. — в *ом · м* (однако ρ измеряют чаще в *ом · см* и *ом · мм²/м*). По величине уд. Э. с. все вещества делятся на проводники с $\rho < 10^{-4}$ *ом · см* (см. *Металлы, Проводниковые материалы*), полупроводники, с 10^{-4} *ом · см* $< \rho < 10^{10}$ *ом · см*, и изоляторы, с $\rho > 10^{10}$ *ом · см* (см. *Диэлектрики, Электроизоляционные материалы*). Причины, обуславливающие различие в величине ρ веществ, рассмотрены в ст. *Электропроводность*.

В случае металлов (наиболее важно для практики) Э. с. связано с тем, что кристаллич. решетка металлов искажена тепловыми колебаниями и структурными неоднородностями (примесные атомы, дефекты решетки), на к-рых происходит рассеяние электронов.

В связи с этим ρ металлов, содержащих примеси, можно представить ф-лой: $\rho = \rho_0 + \rho_i$, где ρ_i обусловлено рассеянием электронов на колебаниях решетки, а ρ_0 — рассеянием на примесях. Если концентрация примесей мала, то ρ_0 не зависит от темп-ры T (*Маттисена правило*). Поэтому при $T \rightarrow 0$, когда тепловые колебания решетки уменьшаются, а следоват. уменьшается и ρ_i , Э. с. металлов определяется ρ_0 и не зависит от T . При очень низких T Э. с. нек-рых металлов и сплавов резко падает, становясь практически равным нулю (см. *Сверхпроводимость*). Для большинства металлов зависимость ρ_i от T может быть описана *Блоха — Грюнайсена формулой*, согласно к-рой $\rho_i \sim T^5$ при $T \ll \theta$ и $\rho_i \sim T$ при $T \gg \theta$, где θ — *Дебаевская температура*. Эта темп-рная зависимость согласуется с экспериментально наблюдаемой. В органич. интервалах темп-р применяют формулу $\rho = \rho_H [1 + \alpha(T - T_H)]$, где ρ_H , T_H — начальные значения, ρ — значение уд. Э. с. при темп-ре T , α — темп-рный коэфф. Э. с., не зависящий от T . В широких темп-рных интервалах α уже нельзя считать независимым от T , поэтому применяют разложение в ряд: $\rho = \rho_H [1 + \alpha_1(T - T_H) + \alpha_2(T - T_H)^2 + \dots]$, где $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ — степенные темп-рные коэфф. Э. с. данного материала.

Наличие в электрич. цепи сопротивления приводит к рассеянию электрич. энергии в виде Джоулевого тепла $Q = kI^2Rt$, где t — время протекания тока, k — коэфф., зависящий от выбора единиц измерения (см. *Джоуля — Ленца закон*).

В переменном электрич. поле Э. с. металлов возрастает с увеличением частоты ν . Это объясняется тем, что распределение плотности тока по сечению проводника перестает быть равномерным: чем больше ν , тем сильнее ток концентрируется у поверхности (*скин-эффект*). При переменном токе любой проводник конечных размеров, помимо омич. сопротивления R , обладает емкостью C и индуктивностью L , так что отношение действующих значений U и I , определяющее *полное сопротивление* проводника, не совпадает с R . О частотной зависимости Э. с. полупроводников и диэлектриков см. *Электропроводность*.

Термин «Э. с.» часто применяют для обозначения элемента (аппарата), включаемого в электрич. цепь с целью ограничения или регулирования тока. Регулируемые Э. с. наз. *реостатами*; нерегулируемые Э. с., включаемые последовательно с приемником тока, — *добавочными сопротивлениями*, а включаемые параллельно — *шунтами*. Для измерений применяются Э. с. в виде катушек сопротивлений и *магазинов сопротивлений* (см. *Измерительные элементы и узлы электрических цепей*).

Изменения величины Э. с. нек-рых тел под действием различных внешних факторов (темп-ры, давления, света и др.) широко применяются для электрич.

измерений неэлектрич. величин и решения задач автоматизации (см. *Чувствительные элементы*).

Методы измерения Э. с. делятся на: 1) Методы определения по результатам непосредственного измерения тока и напряжения (метод амперметра и вольтметра). 2) Методы разряда (зарядки) через измеряемое Э. с. конденсатора известной емкости. О величине Э. с. судят по скорости разряда (зарядки) конденсатора. Применяются эти методы для измерения Э. с. $\sim 10^9$ *ом*, когда разряд (зарядка) происходит достаточно медленно. 3) Методы прямого или косвенного сравнения измеряемого Э. с. с образцовым (в основном, при помощи мостовых схем). Перечисленные методы измерений положены в основу работы электроизмерит. приборов: *омметров*, *мегомметров*, *тераомметров*, *мостов постоянного и переменного токов* (см. *Мосты измерительные*). Ниже приведены значения уд. Э. с. ряда веществ.

Металлы *	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho \cdot 10^{-8},$ <i>ом · см</i>	$\alpha \cdot 10^{-4},$ град ⁻¹ в интервале 0—100° C
Ag	0	1,468	41
Al (99,996%)	0	2,63	45
W	0	4,9	48
Fe	0	9	65
K	0	6,1	58
Li	0	8,55	43,5
Mg	0	3,9	42,5
Mn	0	258	—
Cu	0	1,55	43
Na	0	4,3	55
Ni	0	6,14	68
Hg	0	94,07	10
Pb	0	19	42
Te	0	$1,6 \cdot 10^6$	—
Tl	0	50	38
Zn	0	5,75	42

* Данные по др. металлам см. в соответствующих статьях ФЭС.

Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{ом} \cdot \text{см}$
С п л а в ы		
Манганин (85% Cu, 3% Ni, 12% Mn)	18	$39 \cdot 10^{-8}$ (3)
Константан (54% Cu, 45% Ni, 1% Mn)	20	$47 \cdot 10^{-8}$ (3)
Нихром (65% Ni, 15% Cr, 16% Fe, 1,5% Mn)	18	$105 \cdot 10^{-8}$ (3)
Латунь (66% Cu, 34% Zn)	18	$63 \cdot 10^{-8}$ (3)
Бронза оловянная (88% Cu, 12% Sn)	20	$18 \cdot 10^{-8}$ (2)
Бронза фосфорная (с 1,98% P)	30	$154 \cdot 10^{-8}$ (2)
Платино-родиевый сплав (90% Pt, 10% Rh)	0	$21 \cdot 10^{-8}$ (2)
Сплав Вуда (56% Bi, 14% Sn, 14% Pb, 16% Cd)	0	$52 \cdot 10^{-8}$ (2)
Сплав Розе (49% Bi, 24% Sn, 27% Ni)	0	$64 \cdot 10^{-8}$ (2)
Нейзильбер (65% Cu, 20% Zn, 15% Ni)	18	$31 \cdot 10^{-8}$ (3)
П о л у п р о в о д н и к и		
Германий	27	47 (5)
Кремний	27	$2,3 \cdot 10^5$ (5)
Серое олово	27	$2 \cdot 10^{-4}$ (5)
Теллур $\left\{ \begin{array}{l} \perp \text{оси } C \\ \parallel \text{оси } C \end{array} \right.$	27	0,59 (5)
Бор	27	0,29 (5)
InSb	27	$1,7 \cdot 10^6$ (5)
InSb	20	$6 \cdot 10^{-8}$ (5)
Д и э л е к т р и к и		
Парафин	20	$10^{16} - 10^{18}$ (1)
Галовакс	20	$10^{18} - 10^{14}$ (1)
Пчелиный воск	20	10^{14} (1)
Лакоткань ЛШ	20	10^{11} (1)
Гетинакс А	20	10^{11} (1)
Текстолит А	20	$10^{10} - 10^{12}$ (1)
Резина мягкая	20	10^{15} (1)
Эбонит	20	$10^{15} - 10^{16}$ (1)

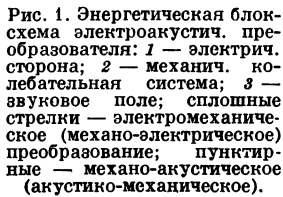
Лит.: 1) Рабчинская Г. И., *Электроматериалы связи*, М., 1947; 2) Handbook of chemistry and physics, 43 ed., Cleveland, 1962; 3) Бачинский А. И., Путилов В. В., Суворов Н. П., *Справочник по физике*, 2 изд., М., 1951; 4) Кэй Дж., Лэбс Т., *Таблицы физических и химических постоянных*, пер. с англ., 2 изд., М., 1962; 5) Смит Р., *Полупроводники*, пер. с англ., М., 1962. С. А. Шевченко.

ЭЛЕКТРОАКУСТИКА — раздел прикладной акустики, содержащий к-рого составляет теория, методы расчета и конструирование *электроакустических преобразователей*. В Э. рассматриваются также нек-рые применяемые в прикладной акустике электромеханич. преобразователи (*звукосниматели*, рекордеры, виброметры и т. п.), связанные с электроакустич. преобразователями общностью физич. механизма преобразования энергии, теории и приемов конструирования.

Э. тесно связана с др. разделами прикладной акустики, поскольку рассматриваемые в ней преобразования либо органически входят в состав различной акустич. аппаратуры (напр., при *звукозаписи*, в *гидроакустике*, звуковом вещании, *ультразвуковой дефектоскопии* и др.), либо широко применяются при эксперимент. исследованиях (напр., в *архитектурной и строительной акустике*, *акустических измерениях*, *физиологической акустике*). На этом основании Э. иногда отождествляют с прикладной акустикой, включая в нее ряд смежных дисциплин.

В. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ — устройства, преобразующие электрич. энергию в акустическую (энергию упругих колебаний среды) и обратно. В зависимости от направления преобразования различают Э. п.: *излучатели* (см. *Акустический излучатель*) и *приемники* (см. *Приемники звука*). Наиболее распространенные Э. п. линейны (т. е. удовлетворяют требованию неискаженной передачи) и обратимы, в силу чего они подчиняются *взаимности принципу*. В большинстве Э. п. имеет место двойное преобразование



энергии (рис. 1): электромеханическое, в результате к-рого часть подводимой к преобразователю электрич. энергии переходит в энергию колебаний нек-рой механич. системы, и механо-акустическое, при к-ром за счет колебаний механич. системы в среде создается звуковое поле.

Существуют Э. п., не имеющие механич. колебательной системы и создающие колебания непосредственно в среде. К ним относятся, напр., *электроискровой излучатель*, возбуждающий интенсивные звуковые колебания в результате электрич. разряда в жидкости; *ионофон*; *термофон*; излучатель, действие к-рого основано на *электрострикции жидкостей*. Все эти излучатели применяются сравнительно редко; они — необратимы. К особому классу Э. п. относятся приемники звука (также необратимые), основанные на изменении электрич. сопротивления чувствит. элемента под влиянием звукового давления, напр. угольный микрофон или полупроводниковые приемники, в к-рых используется зависимость сопротивления полупроводников от механических напряжений [7].

Задача теории Э. п. — расчет звукового давления P в поле излучателя по известным величинам напряжения U и тока i на его входе, а также расчет напряжения V или тока I на выходе приемника по заданному полю (звуковое давление P , скорость колебаний v). В теории Э. п. рассматриваются: 1) колебания механич. систем; 2) электромеханич. преобразование; 3) механо-акустич. (акустико-механическое) преобразование (включая теории излучения и дифракции волн).

Колебательные механич. системы Э. п. могут быть представлены как *стержни*, *пластинки*, *оболочки*, *полые цилиндры*, *сферы*, совершающие различного

вида колебания. Ими могут быть механич. системы более сложной конфигурации, совершающие поршневые колебания на гибком подвесе, а также сочлененные механич. системы в виде комбинации перечисленных элементов.

Цель расчета механич. систем — установление связи между скоростями колебаний их частей и приложенными внешними силами, а также нахождение распределения деформаций, образующихся в системе под воздействием сил, распределенных по ее объему. В ряде случаев в механич. системе можно указать элементы, колебания к-рых с достаточным приближением характеризуются только кинетической, потенциальной энергией и энергией механич. потерь. Эти элементы имеют характер соответственно массы M , упругости $1/C$ и активного механич. сопротивления r (т. н. системы с сосредоточенными параметрами). В общем случае как потенциальная, так и кинетич. энергии имеют распределенный характер и их определение связано с интегрированием по объему механич. системы. При этом системе часто удается искусственно свести к системе с сосредоточенными параметрами, определив т. н. эквивалентные массу, упругость и сопротивление трению. Расчет механич. систем с сосредоточенными параметрами может быть произведен методом электромеханич. аналогий (см. *Электромеханические и электроакустические аналоги*).

Электромеханическое преобразование в большинстве случаев происходит с преобладанием преобразования в механич. энергию энергии либо электрического, либо магнитного поля (и обратно), соответственно чему обратимые Э. п. могут быть разбиты на две основные группы: 1) *Электродинамич. преобразователи*, действие к-рых основано на электродинамич. эффекте (излучатели) и электромагнитной индукции (приемники) (см. *Громкоговорители*, *микрофоны*); *электростатические*, действие к-рых основано на изменении заряда или напряжения при отнесении перемещении обкладок конденсатора и изменении силы притяжения обкладок при изменении напряжения (микрофоны, громкоговорители); *пьезоэлектрические преобразователи*, основанные на прямом и обратном пьезоэффектах. 2) *Электромагнитные преобразователи*, основанные на притяжении железного якоря магнитом и изменении магнитного потока при движении якоря; *магнитострикционные преобразователи*, использующие прямой и обратный магнитострикционный эффект. Расчет этих преобразователей может строиться на основе теории *четырёхполосника*. В электродинамических, электростатических и электромагнитных преобразователях преобразование не зависит от распределения динамич. напряжений в механич. системе и может быть охарактеризовано т. н. коэфф. электромеханич. трансформации m , независящим от вида механич. колебательной системы. Напр., при электродинамич. преобразовании $m = \frac{F}{i} \Big|_{v=0} = \frac{U}{v} \Big|_{i=0} = \frac{Bl}{v}$, где B — индукция в зазоре магнитной цепи, l — длина проводника, F — сила, действующая на заторможенную ($v = 0$) механич. систему при протекании по проводнику тока i .

В пьезоэлектрическом и магнитострикционном преобразователях преобразование принципиально связано с распределением деформаций в колебат. системе. В них коэфф. электромеханич. трансформации определяется интегрированием местных у-рих пьезоэлектрич. (магнитострикционного) эффекта по объему активного материала и величина его существенно зависит от конструкции колебат. системы (см. также *Четырёхполосник электромеханический*).

Механоакустич. преобразование характеризуется общей величиной акустич. энергии и ее распределением в пространстве (см. *Направленность акустиче-*

ских излучателей и приемников). Величина акустич. мощности $N_{ак}$ излучателя может быть определена как $N_{ак} = Z_s v_0^2$, где v_0 — скорость колебаний центра приведения на поверхности излучателя, Z_s — сопротивление излучения акустич. излучателя, зависящее от его формы и характера распределения v_0 на излучающей поверхности. Характеристики направленности и Z_s определяют путем решения волнового уравнения при заданных граничных условиях. Аналогичным образом определяется сила $F_{эвб}$, действующая со стороны звукового поля на поверхность преобразователя в режиме приема. Для определения характеристик направленности, Z_s и $F_{эвб}$ в отдельных случаях можно пользоваться также приближенными методами, основанными на непосредственном суммировании эффектов, создаваемых в окружающей среде каждой точкой колеблющейся поверхности.

Ур-ния, описывающие работу преобразователя, составляются гл. обр. на основе 2 методов: а) решения дифференциального ур-ния колебаний механ. системы с учетом условий электромеханич. преобразования и реакций среды [1, 2]; б) энергетич. метода, с применением ур-ний Лагранжа для системы, к-рая представляет собой совокупность электр. и механ. степеней преобразователя, а также акустич. поле [4].

Решение по методу а) для стержневого преобразователя можно иллюстрировать эквивалентной электромеханич. схемой (рис. 2). Токи v_1 и v_2 в ветвях схемы эквивалентны скоростям колебаний соответствующих торцов стержня и могут

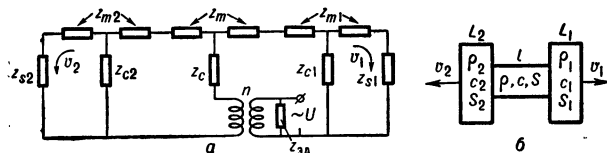


Рис. 2. Эквивалентная электромеханич. схема стержневого преобразователя. ρ , c , S — плотность, скорость звука и площадь поперечного сечения стержня.

быть определены, если известны размеры стержня и величина U . Расчет звукового поля должен производиться отдельно, а полученные в результате величины Z_s и $F_{эвб}$ учитываться в схеме. В режиме приема величина V может быть определена, если известна $F_{эвб}$.

Решение по методу б) приводит к эквивалентной схеме (рис. 3). Здесь ток в механ. контуре эквивалентен скорости колебаний центра приведения на поверхности механ. системы. В случае, если это — система с сосредоточенными параметрами, C , M и r не зависят от частоты. В общем же случае элементы схемы имеют характер эквивалентных параметров, о к-рых говорилось

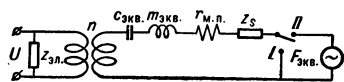


Рис. 3. Энергетич. эквивалентная схема электроакустич. преобразователя.

выше, и зависят от частоты. На участках частотного диапазона, где зависимость эквивалентных параметров от частоты мала (области частот ниже первого резонанса и в окрестности резонанса), преобразователь формально приводится к системе с сосредоточенными параметрами и расчет его существенно упрощается.

Эквивалентные схемы (рис. 2 и 3) могут служить также для расчета электромеханич. преобразователя, если под Z_s понимать сопротивление механ. нагрузки, а под $F_{эвб}$ — силу, действующую на механ. стороне преобразователя.

Существенные характеристики Э. п. — приемника: его чувствительность, определяемая, как V/P в режиме холостого хода, и внутреннее сопротивление. По виду частотной зависимости V/P различают широкополосные и резонансные приемники.

Работу Э. п. — излучателя характеризуют: чувствительность, равная отношению P на определенном расстоянии от него на оси характеристики направленности к v или i ; внутреннее сопротивление, представляющее собой нагрузку для источника электр. энергии; акустико-электрич. кпд $\eta_{а/эл}$, равный отношению активной излучаемой акустич. мощности к активной электр. потребляемой мощности. Различают

кпд: механико-электрич. $\eta_{м/эл}$ и акустико-механич. $\eta_{а/м}$, к-рые характеризуют потери энергии при соответствующих преобразованиях, причем $\eta_{а/эл} = \eta_{м/эл} \cdot \eta_{а/м}$. Перечисленные параметры зависят от частоты. Величины P и $\eta_{а/эл}$ достигают максим. значения на частотах механ. резонанса, вследствие чего мощные излучатели делают, как правило, резонансными.

Конструкции Э. п. существенно зависят от их назначения и применения и поэтому весьма разнообразны. При расчете и проектировании Э. п. большой мощности необходимо учитывать возможность возникновения нелинейности в различных звеньях Э. п.: нелинейность электр. сопротивления, электромеханич. связи механ. колебательной системы, а также среды. В водной среде, напр., при малых гидростатич. давлениях нелинейность, вызываемая явлением кавитации, ограничивает интенсивность непрерывного излучения величиной $0,3-0,5 \text{ вт/см}^2$. Излучаемая мощность ограничивается также пределами электрической и механ. прочности Э. п., а иногда нагреванием его элементов, из-за большой величины потерь.

Лит.: 1) Гутин Л. Я., «ЖТФ», 1945, т. 15, вып. 12, с. 924—941; 2) его же, там же, 1946, т. 16, вып. 1, с. 39—54; 3) Фурдуй В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; 4) Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1949; 5) Скучин Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1, М., 1958; 6) Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; 7) Sikorski M. E., «Phys. Acoustics», 1964, v. 1, pt B, p. 237—320.

Б. С. Аронов, В. В. Пасынков.
ЭЛЕКТРОВАЛЕНТНАЯ СВЯЗЬ — то же, что ионная связь.

ЭЛЕКТРОД г а л в а н и ч е с к и й — электронный проводник (металл, графит, электронный полупроводник и т. д.), погруженный в ионный проводник (раствор электролита, расплав) или соприкасающийся с ним. Практически применяются гальванич. цепи, состоящие не менее чем из двух (разных или одинаковых) Э., на концах к-рых находится электронный проводник. Э., на к-ром положит. заряды переходят от Э. к раствору, наз. анодом; второй Э. с противоположным направлением тока — катодом.

На границе соприкосновения Э. с раствором протекают *электродные процессы*, в результате к-рых между Э. и раствором устанавливается разность электростатич. потенциалов, величина к-рой зависит от природы протекающей на поверхности Э. электрохимич. реакции (*электродный потенциал*). При прохождении электр. тока через Э. величина потенциала изменяется по сравнению с равновесным значением — происходит *поляризация электрохимическая*.

Электродная реакция, протекающая на поверхности Э., зависит как от природы металла, так и от состава раствора. В зависимости от характера электродной реакции различают несколько типов Э.

В активных (растворяющихся) металлах Э. в электродной реакции участвует металл, из к-рого изготовлен Э., напр. $\text{Cu} \rightleftharpoons \text{Cu}^{2+} + 2e^-$ или $\text{Ni}^{2+} + 2e^- \rightleftharpoons \text{Ni}$. Потенциал таких Э. определяется концентрацией катионов (Э. первого рода), но последняя, в случае образования малорастворимой соли с присутствующими в растворе анионами, может в свою очередь определяться концентрацией этих анионов (Э. второго рода). Активными (участвующими в реакции) материалами Э. могут служить также твердые соединения, обладающие электронной проводимостью, напр. окислы металлов: $\text{Ag}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + 2e^- \rightleftharpoons 2\text{Ag} + 2\text{OH}^-$ (окисные Э.). В окислительно-восстановительных Э. металл (или графит), из к-рого изготовлен Э., является инертным и не участвует в химическом превращении. Материал Э. служит в этом случае лишь передатчиком электронов для реакции, протекающей на поверхности Э. с участием растворенных компонентов, напр.

$2\text{SO}_4^{2-} \rightleftharpoons \text{S}_2\text{O}_8^{2-} + 2e^-$; $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-} + 14\text{H}^+ + 6e^- \rightleftharpoons 2\text{Cr}^{3+} + 7\text{H}_2\text{O}$. Частный случай окислительно-восстановительных Э. — газопые электроды, у к-рых один из компонентов реакции является газообразным, напр. платиновый водородный Э. $(\text{Pt}) \text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}^+ + 2e^-$ или кислородный Э.

См. также *Электроды обратимые, Электроды сравнения.*

Лит.: 1) Скорчеллетти В. В., Теоретическая электрохимия, Л., 1959; 2) Левин А. И., Теоретические основы электрохимии, М., 1963; 3) Измайлов Н. А., Электрохимия растворов, Харьков, 1959. В. С. Багоцкий.

ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА (эдс) — источник энергии неэлектростатич. природы, включенный в электрич. цепь. Одни электростатич. силы не могут поддерживать постоянный ток в замкнутой цепи: работа этих сил по передвижению заряда по замкнутому контуру равна нулю, а течение тока обычно сопровождается рассеянием энергии. Для поддержания тока необходим внешний по отношению к цепи источник, забирающий энергию извне и превращающий ее в энергию движения зарядов. Этот источник порождает добавочное электрич. поле E' , работа сил к-рого по замкнутому контуру не равна нулю: $\oint E dl = \mathcal{E} \neq 0$.

Величина \mathcal{E} наз. Э. с. и равна работе неэлектростатич. сил, производимой над единичным зарядом. Э. с., как и потенциал, измеряется в в. Создавать Э. с. могут диффузия ионов в электролитах, изменение магн. потока через контур (электромагнитная индукция) и т. д.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика); 2) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957. В. П. Павлов.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА классическая — см. *Максвелла уравнения.*

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД — раздел электродинамики, в к-ром изучаются особенности электромагнитных явлений, в частности процесса распространения электромагнитных волн, возникающие в движущихся телах. Э. д. с. включает в себя *оптику движущихся сред*. Эти вопросы исторически играли большую роль в период возникновения теории относительности (см. *Роуанда опыт, Рентгена опыт, Эйхенвальда опыт* и др.). В настоящее время все соответствующие проблемы решаются на основе *Максвелла уравнений*, записанных в релятивистски ковариантной форме:

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x_i} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x_k} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x_l} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_{ik}}{\partial x_k} = \frac{4\pi}{c} j_i, \quad (2)$$

где F_{ik} — четырехмерный антисимметричный тензор полей (электрич. поля E и магнитной индукции B), а H_{ik} — четырехмерный антисимметричный тензор индукций (электрич. индукции D и магнитного поля H). Они дополняются материальными ур-ниями, связывающими поля и индукции в движущейся среде (см. *Оптика движущихся сред*) и записанными Минковским в виде:

$$F_{ik}u_l + F_{kl}u_i + F_{li}u_k = \mu \{H_{ik}u_l + H_{kl}u_i + H_{li}u_k\}, \quad (3)$$

$$H_{ik}u_k = \epsilon F_{ik}u_k. \quad (4)$$

Здесь u_i — компоненты четырехмерной скорости среды, а ϵ и μ — диэлектрич. и магнитная проницаемости среды. Ур-ния (1)–(4) обобщают известные ур-ния макроскопич. электродинамики для покоящихся сред на случай движения среды.

Для решения ряда задач, в к-рых с помощью преобразования Лоренца не удается перейти к случаю покоящейся среды (напр., при рассмотрении тангенциальных и нормальных разрывов), а также при решении электродинамич. задач в случае движения анизотропных или гиротропных сред иногда бывает удобнее

пользоваться материальными ур-ниями в формулировке, предложенной И. Е. Таммом. Именно, диэлектрич. и магнитные свойства среды можно охарактеризовать четырехмерным тензором 4-го ранга ϵ_{iklm} . При этом связь между компонентами F_{ik} и H_{ik} задается в явном виде соотношением

$$H_{ik} = \epsilon_{iklm} F_{lm}. \quad (5)$$

В случае изотропной среды тензор диэлектрич. и магн. проницаемости записывается в след. виде:

$$\epsilon_{iklm} = \mu^{-1} (\delta_{il} + \kappa u_i u_l) (\delta_{km} + \kappa u_k u_m), \quad (6)$$

где $\kappa = \epsilon\mu - 1$, а δ_{ik} — символ Кронекера.

Четырехмерные потенциалы A_i , определенные соотношением $F_{ik} = \partial A_k / \partial x_i - \partial A_i / \partial x_k$, удовлетворяют ур-нию

$$\mu^{-1} \left[\frac{\partial^2}{\partial x_k^2} + \kappa c^{-2} \left(u_k \frac{\partial}{\partial x_k} \right)^2 \right] \left[\delta_{im} + \kappa c^{-2} u_i u_m \right] A_m = - \frac{4\pi}{c} j_i, \quad (7)$$

где на компоненты A_i наложено дополнит. условие

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_k} + \kappa c^{-2} u_k u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right) A_k = 0. \quad (8)$$

Символически решение ур-ния (7) с учетом (8) можно записать в виде:

$$A_i = - \frac{4\pi}{c} \left[\frac{\partial^2}{\partial x_k^2} + \kappa c^{-2} \left(u_k \frac{\partial}{\partial x_k} \right)^2 \right]^{-1} \times \times \left[\delta_{im} - \frac{\kappa}{c^2(1+\kappa)} u_i u_m \right] \mu j_m. \quad (9)$$

Эта ф-ла определяет поле, создаваемое в движущейся среде произвольным заданным источником. Для получения явного вида потенциалов обычно переходят к ур-ниям для их компонент Фурье и решают полученные ур-ния. При этом в движущейся среде величины ϵ и μ являются ф-циями четырехмерного произведения (ik) , где k — четырехмерный волновой вектор.

Лит.: 1) Паули В., Теория относительности, пер. с нем., М.—Л., 1947; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физика); 3) Тамм И. Е., «ЖРФХО. Серия физ.», 1924, т. 56, вып. 2–3, с. 248. И. М. Дремин.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА КВАНТОВАЯ — см. *Квантовая электродинамика.*

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА — электродинамические (ЭД) и ферродинамические (ФД) приборы, основанные на электродинамич. взаимодействии двух (или больше) контуров с токами.

Механизм ЭД прибора (рис. 1) состоит из неподвижной катушки 1 и подвижной катушки 2, расположенной на оси внутри неподвижной. В результате взаимодействия протекающих по катушкам токов I_1 и I_2 и магн. потоков возникает вращающий момент, под действием к-рого катушка 2 и стрелка 3 поворачиваются на некоторый угол α . Успокоение прибора — воздушное (или магнитоиндукционное) с помощью крыльчатого успокоителя 4. Вращающий момент $M = dW_{эм} / d\alpha = I_1 I_2 dM_{12} / d\alpha$, где $W_{эм} = 1/2 I_1^2 L_1 + 1/2 I_2^2 L_2 + I_1 I_2 M_{12}$ — электромагнитная энергия обеих катушек, причем L_1 и L_2 — индуктивности катушек, а M_{12} — их взаимная индуктивность [1].

При протекании по катушкам синусоидальных токов, сдвинутых по фазе на угол φ , среднее за период значение $M_{ср} = I_1 I_2 \cos \varphi \cdot dM_{12} / d\alpha$, где I_1 и I_2 — действующие значения переменных токов [1]. Из

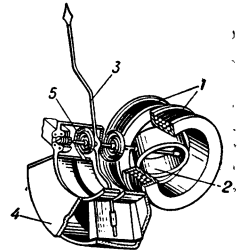


Рис. 1. Устройство измерительного механизма электродинамич. системы: 1 — неподвижная катушка, 2 — подвижная катушка, 3 — стрелка, 4 — успокоитель, 5 — спиральные пружины.

ф-лы следует, что ЭД механизмы обладают фазочувствит. свойствами.

Противодействующий момент, создаваемый спиральными пружинами 5 (рис. 1) или растяжками с удельным моментом W , равен $M_{пр} = W \cdot a$. Условие равновесия $M_{ср} = M_{пр}$ дает уравнение шкалы: $\alpha = (I_1 I_2 / W) \cos \varphi \cdot dM_{12} / d\alpha$, из к-рого видно, что характер шкалы зависит от произведения токов и от закона изменения M_{12} , т. е. от формы катушек и их взаимного расположения (обычно шкалу на большей части длины удается сделать практически равномерной). Для защиты ЭД приборов от влияния внешних магн. полей применяют экранирование или астатич. устройства [1].

Благодаря отсутствию в механизмах ферромагнитных элементов исключаются многочисленные источники погрешностей, связанные с вихревыми токами, гистерезисом и т. п., что обеспечивает высокую точность приборов. Обычно ЭД амперметры, вольтметры и ваттметры (однофазные и трехфазные) имеют классы точности: 0,1; 0,2; 0,5 и предназначаются для измерений в цепях постоянного и переменного тока частотой до 10 кГц. Приборы чувствительны к перегрузкам, собственное потребление мощности относительно велико. Для расширения пределов измерения применяют секционирование неподвижной катушки, добавочные сопротивления или включение через измерительные трансформаторы тока и напряжения.

У др. разновидности электродинамич. приборов — ферродинамич. приборов — неподвижная катушка расположена на сердечнике из магнитно-мягкого материала (рис. 2). В отличие от ЭД приборов, в ФД приборах легко могут быть получены большие магн. потоки и, следовательно, большой вращающий момент. Такие приборы меньше подвержены влиянию внешних магн. полей, имеют относительно меньшее собственное потребление мощности, лучше противостоят механич. воздействиям. Однако наличие в ФД приборах ферромагн. элементов обуславливает их невысокую точность. ФД приборы применяются в основном как стационарные щитовые приборы низких классов точности, гл. обр. для работы в условиях тряски и вибраций, а также как самопишущие приборы. Применение сердечников из сплавов Fe — Ni типа пермаллой позволяет повысить точность приборов до класса 0,5 и даже 0,2.

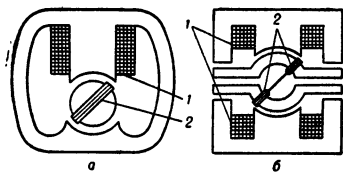


Рис. 2. Схематич. изображения одно-катушечного (а) и двухкатушечного (б) измерительных механизмов ферродинамич. системы: 1 — неподвижные катушки, 2 — подвижные катушки.

стоят механич. воздействиям. Однако наличие в ФД приборах ферромагн. элементов обуславливает их невысокую точность. ФД приборы применяются в основном как стационарные щитовые приборы низких классов точности, гл. обр. для работы в условиях тряски и вибраций, а также как самопишущие приборы. Применение сердечников из сплавов Fe — Ni типа пермаллой позволяет повысить точность приборов до класса 0,5 и даже 0,2.

Наименование прибора	Тип	Класс точн.	Пределы измерения	Номин. область частот, гц	Расширенная обл. частот, гц
Электродинамические переносные приборы					
Амперметры	Д57	0,1	25 ма — 10 а	40—60	60—1000
Вольтметры	Д57	0,1	50 — 300 в	40—60	60—400
Ваттметры	Д57	0,1	0,5 — 10 а, 75 — 300 в	40—60	60—500
Амперметры	Д566	0,2	25 ма — 10 а	45—1000	1000—1500
Амперметры	Д570	0,5	0,1 — 20 а	45—5000	5000—10000
Вольтметры	Д567	0,5	15 — 600 в	45—2500	2500—5000
Ваттметры	Д568	0,5	0,1 — 10 а, 15 — 300 в	45—2500	2500—5000
Ферродинамические переносные приборы					
Ваттметры	Д539	0,5	10 ма — 10 а, 30 — 600 в	45—65	65—500
Ваттметры (трехфазные)	Д575	0,2	1 — 5 а, 75 — 375 в	45—60	80—200

Кроме приборов рассмотренных типов, существуют электродинамич. и ферродинамич. логометры, широко применяемые для измерения емкости, частоты, сдвига фаз, индуктивности, различных неэлектрич. величин и т. д. Технич. характеристики нек-рых выпускаемых в СССР электродинамич. и ферродинамич. приборов приведены в таблице.

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талицкого, ч. 1—2, М.—Л., 1960; 2) Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке, 3 изд., М., 1963; 3) А р у т ю н о в В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, М.—Л., 1958; 4) Х о д е в е И. К., Переносные амперметры, вольтметры и ваттметры переменного тока, М.—Л., 1964. В. Т. Прытков.

ЭЛЕКТРОДИФФУЗИЯ — диффузия ионов при наличии градиента электрич. потенциала в системе. Часто используются также термином «миграция ионов».

В случае Э. на ионы, кроме осмотич. сил, действует и электрич. поле E . В простейшем случае, когда осмотич. и электрич. силы направлены в одну и ту же сторону и так, что в стационарных условиях катионы движутся, а концентрация анионов в любой точке системы не меняется $G_K = -D_K \text{grad } c_K + c_K u_K E$; $G_A = -D_A \text{grad } c_A - c_A u_A E = 0$, где G , D , c , u — плотность потока, коэфф. диффузии, концентрация и подвижность катионов и анионов (индексы «к» и «а»).

В случае одинаковой зарядности катионов и анионов $c_a = c_k = c$ и $G_K = -2(RT/F)u_K \text{grad } c = -2D_K \text{grad } c$, где коэфф. диффузии i -го иона $D_i = (RT/F)u_i$ (согласно уравн. Эйнштейна). Т. о. под влиянием электрич. поля поток катионов возрастает вдвое по сравнению с потоком обычной диффузии или скорость движения катионов в 2 раза больше той скорости, к-рая получилась бы при действии только осмотич. сил (в случае неодинаковой зарядности катионов и анионов получаются другие числовые соотношения).

В растворах электролитов возникновение градиента электрич. потенциала может быть обусловлено различной подвижностью ионов. В процессе диффузии через к. л. границу в растворе проходит равное число ионов обоих знаков, т. е. $G_K = G_A$, благодаря тому, что в растворе появляется электрич. поле, к-рое замедляет быстрые ионы и ускоряет медленные. Коэфф. диффузии бинарного электролита $D = 2RTu_K u_A / F(u_K + u_A)$; для несимметричных электролитов $D = -RT(z_K - z_A)u_K u_A / Fz_K z_A (u_K + u_A)$, где z — зарядность иона. В случае контакта двух растворов электролитов с различными концентрациями рассмотренное явление приводит к возникновению диффузионного потенциала.

Лит.: 1) Ф р у м к и н А. Н. [и др.], Кинетика электродных процессов, М., 1952, гл. 1, § 5; Новые проблемы современной электрохимии, под ред. Дж. Бокриса, пер. с англ., М., 1962; 2) F a l k e n h a g e n Н., Elektrolyte, 2 Aufl., Lpz., 1953. Э. С. Севастьянов.

ЭЛЕКТРОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ — процессы, протекающие в тонких поверхностных слоях на границе гальванич. электродов с электролитами, при к-рых ионы или молекулы приобретают или отдают электродам электроны. Важнейшая особенность Э. п., отличающая их от др. химич. процессов, — зависимость скорости Э. п. от электродного потенциала (от разности потенциалов между электродом и раствором). Скорости Э. п. обычно выражаются в электрич. единицах; их мерой служит величина плотности тока i .

В зависимости от направления перехода электронов (с электрода на вещество или наоборот) различают катодные и анодные Э. п., приводящие соответственно к восстановлению и окислению веществ. Типичные катодные процессы: выделение H_2 по реакции $2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2$; осаждение металлов из растворов и расплавов, содержащих соответствующие катионы, напр. $Mg^{2+} + 2e^- \rightarrow Mg$; восстановление нейтральных молекул $Cl_2 + 2e^- \rightarrow 2Cl^-$; восста-

новление анионов $\text{NO}_3^- + 2e^- + 2\text{H}^+ \rightarrow \text{NO}_2^- + \text{H}_2\text{O}$. Типичные анодные процессы: анодное растворение металлов $\text{Ag} \rightarrow \text{Ag}^+ + e^-$; образование окислов или др. нерастворимых соединений с материалом анода $\text{Pb} + 2\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{PbO}_2 + 4\text{H}^+ + 4e^-$; окисление катионов $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Fe}^{3+} + e^-$; окисление нейтральных молекул $\text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2 + 2\text{H}^+ + 2e^-$; окисление анионов $2\text{Cl}^- \rightarrow \text{Cl}_2 + 2e^-$.

Из этих примеров видно др. существенное отличие Э. п. от химических, напр. окислительно-восстановит. процессов, с участием только растворенных веществ: возможность пространств. разделения процессов окисления и восстановления. Этой особенностью пользуются на практике в химических источниках тока и при электролизе. В третьем практически важном случае проявления Э. п. — при коррозии металлов — эта возможность не всегда реализуется, т. е. анодные и катодные процессы часто протекают на одной и той же поверхности.

Во всех перечисленных случаях протекание Э. п. приводит к химич. изменениям в системе. Однако отсутствие последних не является признаком отсутствия в системе Э. п. Напр. на Pt, погруженной в насыщенный H_2 раствор, одновременно и с одинаковыми скоростями ($i_k = i_a$) протекают катодный $2\text{H}^+ + 2e^- \rightarrow \text{H}_2$ и анодный $\text{H}_2 \rightarrow 2\text{H}^+ + 2e^-$ процессы. Результирующее изменение равно нулю, и система находится в состоянии равновесия. Э. п. в такой системе являются обратимыми, а потенциал Pt может быть вычислен по Нернста уравнению. При равновесном потенциале система характеризуется плотностью тока обмена $i_0 = i_k = i_a$.

Однако i_0 не является термодинамич. величиной и зависит от природы материала электрода и состояния его поверхности. Поэтому на разных электродах, погруженных в одинаковые растворы, могут протекать различные Э. п.

При нарушении равновесия $i_k \neq i_a$, а результирующая скорость Э. п. $i = i_k - i_a$. Чем больше величина i_0 , тем больший ток может пропустить система при минимальном относительном различии i_k и i_a , т. е. при минимальном удалении от равновесных условий. С этим связаны явления поляризации электрохимической и перенапряжения, к-рые тем заметнее, чем меньше i_0 .

На одном и том же электроде возможно одновременное протекание неск. катодных и анодных процессов. Напр., при саморастворении металлов, погруженных в водные растворы кислот, протекают реакции: $\text{Me} \rightarrow \text{Me}^+ + e^-$ со скоростью i_a ; $\text{Me}^+ + e^- \rightarrow \text{Me}$ со скоростью i_k' ; $2\text{H}^+ + 2e^- \rightarrow \text{H}_2$ со скоростью i_k'' и $\text{H}_2 \rightarrow 2\text{H}^+ + 2e^-$ со скоростью i_a'' . В этом случае $i_k' + i_k'' = i_a' + i_a''$, но $i_a' > i_k'$. Такие реакции наз. сопряженными. Если поддерживать концентрацию кислоты постоянной, то система может находиться в стационарном состоянии (т. е. потенциал металла будет неизменным) до полного растворения металла. Часто, однако, стационарное состояние не устанавливается из-за пассивации поверхности, к-рую могут вызывать продукты реакции, обычно по-разному влияющие на скорости каждой из сопряженных реакций. При этом все время сохраняется условие $i_k + i_k'' = i_a + i_a''$, но по мере накопления продуктов изменяются величины тока саморастворения $i_c = i_a - i_k$ и стационарного потенциала ϕ_c .

Э. п., как и всякие гетерогенные процессы, могут быть расчленены на несколько стадий: доставка вещества к поверхности, адсорбция на поверхности, электрохимич. реакция, десорбция и отвод продукта. Скорость всего процесса определяется скоростью самой медленной стадии (т. к. в действительности в стационарном состоянии скорости всех стадий одинаковы, то под медленной стадией следует понимать стадию с наименьшей плотностью тока обмена). Наличие скачка потенциала между электродом и раствором

по-разному сказывается на скоростях каждой из стадий.

Доставка вещества к поверхности электрода (и отвод продукта) осуществляется диффузией за счет возникновения градиента концентрации. В случае участия в Э. п. заряженных частиц скорость их доставки зависит также от напряженности электрич. поля в растворе и, в пределе, достигает удвоенной скорости диффузии. Скорость диффузии оказывает большое влияние на кинетику Э. п., вызывая появление концентрационной поляризации и предельных диффузионных токов (см. Полярография).

Скорость электрохимич. реакции сильно зависит от электродного потенциала, влияющего на величину энергии активации. Согласно теории замедленного разряда, в первом приближении скорость реакции связана с потенциалом ϕ ур-нием: $i = kc_p \exp[-\alpha n_a F \phi / RT]$, где k — константа, c_p — концентрация вещества на поверхности электрода, α — коэфф. переноса ($0 < \alpha < 1$; обычно $\alpha \approx 0,5$), n_a — число электронов, принимающих участие в активированной стадии, F — число Фарадея, R — газовая постоянная, T — темп-ра. Учет существования скачка потенциала в диффузном двойном электрическом слое приводит к более сложному ур-нию: $i = kc_p \exp[-\alpha n_a F(\phi - \psi_1) / RT]$, где ψ_1 — скачок потенциала между точкой, в к-рой находится реагирующая частица, и серединой раствора. Величина ψ_1 -потенциала зависит от потенциала ϕ и природы и концентрации электролита. Кроме влияния на энергию активации, необходимо учитывать влияние ψ_1 -потенциала на концентрацию заряженных веществ, участвующих в реакции и находящихся у поверхности электрода: $c_p = c_0 \exp[-zF\psi_1 / RT]$, где c_0 — концентрация в объеме раствора, z — заряд.

При адсорбции c_p даже в случае незаряженных веществ зависит от потенциала, достигая максимальной величины при потенциале нулевого заряда (см. Электрокапиллярные явления). Равновесие между молекулами, находящимися в растворе вблизи поверхности электрода, и адсорбированными молекулами почти всегда устанавливается достаточно быстро, т. е. скорость адсорбции или десорбции практически никогда не определяет скорости всего Э. п.

Весьма часто Э. п. включают в себя химич. стадии, напр. стадию образования электрохимически активной формы из преобладающей в растворе неактивной. Так, формальдегид CH_2O в водных растворах находится преимущественно в форме гидрата $\text{CH}_2(\text{OH})_2$, к-рый не способен восстанавливаться. Скорость дегидратации $\text{CH}_2(\text{OH})_2 \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$ при нек-рых условиях определяет скорость всего Э. п.

Э. п. на полупроводниковых электродах обладают рядом особенностей.

Методы изучения Э. п. см. [1, 6].

Лит.: 1) Фрумкин А. Н. [и др.], Кинетика электродных процессов, М., 1952; 2) Скорчеллетти В. В., Теоретическая электрохимия, Л., 1959; 3) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, 2 изд., М., 1959, гл. VI; 4) Некоторые проблемы современной электрохимии, под ред. Дж. Бокриса, пер. с англ. М., 1958, гл. IV; 5) Vetter К. J., Elektrochemische Kinetik, В. — [u. a.], 1961; 6) Делакей П., Новые приборы и методы в электрохимии, пер. с англ., М., 1957; 7) Мямлин В. А., Плесков Ю. В., Электрохимия полупроводников, М., 1965.

Л. Г. Феоктисов.

ЭЛЕКТРОДНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ — разность электростатич. потенциалов между гальванич. электродом и раствором электролита. Непосредственно измерить можно только разность Э. п. нескольких электродов (не менее двух), но не Э. п. отдельного электрода. Последняя величина (т. н. абсолютный Э. п.) не может быть также теоретически вычислена из термодинамич. данных или известными молекулярно-кинетич. методами расчета. Практич. значение имеют от-

носительные Э. п., обычно просто наз. Э. п., представляющие собой разность Э. п. рассматриваемого электрода и электрода сравнения, обычно нормального водородного электрода, Э. п. к-рого условно принимается равным нулю (водородная шкала Э. п.). По принятой в Европе (в т. ч. в СССР) системе, Э. п. электроотрицательных электродов (напр., Na, Zn) имеет отрицательный знак, электроположительных (Ag, галлоиды) — положительный. В американской литературе иногда применяются обратные обозначения.

При наличии на поверхности электрода электрохимич. равновесия, величина Э. п. определяется этим равновесием и может быть термодинамически связана с изменением свободной энергии ΔG реакции: $E = -\Delta G/zF$, где z — число электронов, участвующих в электрохимич. равновесии, F — число Фарадея. Величина Э. п. в этом случае зависит от концентрации или активности a веществ, участвующих в электрохимич. равновесии (потенциалопределяющих веществ). Для металлических электродов $E = E_0 + (RT/zF) \ln a_{\text{ме}}$, где R — газовая постоянная, T — темп-ра, E_0 — нормальный Э. п., соответствующий Э. п. системы, в к-рой активность потенциалопределяющих компонентов равна единице (табл.). Для окислительно-восстановит. систем с инертным электродом, у к-рых все компоненты электрохимич. реакции находятся в растворе, Э. п. (окислительно-восстановительный потенциал) определяется активностью как окисленной ($a_{\text{ок}}$), так и восстановленной ($a_{\text{в}}$) формой вещества: $E = E_0 + (RT/zF) \ln (a_{\text{ок}}^{\nu_{\text{ок}}}/a_{\text{в}}^{\nu_{\text{в}}})$, где ν — стехиометрич. коэффициент.

Нормальные электродные потенциалы E_0 (в) по отношению к нормальному водородному электроду.

Электрохимич. система	E_0	Электрохимич. система	E_0
$K^+ + e^- \rightleftharpoons K$	-2,96	$Cu^{2+} + 2e^- \rightleftharpoons Cu$	+ 0,34
$Ca^{2+} + 2e^- \rightleftharpoons Ca$	-2,76	$Fe^{3+} + e^- \rightleftharpoons Fe^{2+}$	+ 0,75
$Zn^{2+} + 2e^- \rightleftharpoons Zn$	-0,76	$Cl_2 + 2e^- \rightleftharpoons 2Cl^-$	+ 1,36
$Sn^{4+} + 2e^- \rightleftharpoons Sn^{2+}$	-0,50	$MnO_4^- + 8H^+ + 5e^- \rightleftharpoons Mn^{2+} + 4H_2O$	+ 1,48
$2H^+ + 2e^- \rightleftharpoons H_2$	0,00	$Co^{3+} + e^- \rightleftharpoons Co^{2+}$	+ 1,82

В случае, если на электроде возможно одновременное протекание неск. разных электродных реакций, как, напр., реакции растворения металла и реакции катодного выделения водорода, устанавливающийся на электроде Э. п. может отличаться от соответствующих значений равновесного Э. п. и принимать устойчивое во времени промежуточное значение (стационарный неравновесный потенциал).

Возникновение разности потенциалов на поверхности электродов обусловлено пространственным разделением положительных и отрицательных зарядов вблизи фазовой границы раздела. Разделение зарядов может быть вызвано неравномерностью распределения электронов в поверхностном слое металла, образованием ориентированного слоя адсорбированных дипольных молекул (напр., в водных растворах — молекул воды), а также возникновением ионного двойного электрического слоя. При изменении Э. п. электрода (напр., пропусканием тока, изменением концентрации потенциалопределяющих ионов и т. д.) меняется гл. обр. количество зарядов в двойном слое. Потенциал, при к-ром количество зарядов в двойном слое падает до нуля, т. е. ионный двойной слой вообще отсутствует, наз. потенциалом нулевого заряда.

Лит. см. при ст. Электродные процессы.

В. С. Багоцкий.

ЭЛЕКТРОДЫ ОБРАТИМЫЕ — гальванич. электроды, на к-рых в данном растворе устанавливается определ. потенциал, зависящий только от природы и концентрации окисленных и восстановленных компонентов в соответствии с их термодинамич. свойствами. На Э. о. электродные процессы протекают с одинаковой (и достаточно большой) скоростью в прямом и обратном направлениях. Электроды, обратимые относительно только катиона или аниона (напр., водородный электрод), наз. электродами 1-го рода; обратимые относительно и катиона, и аниона (напр., каломельный электрод или хлорсеребряный электрод) — 2-го рода; в этом случае потенциал определяется концентрацией катионов, но последняя сама определяется концентрацией анионов, образующих с ними малорастворимое соединение. Окислительно-восстановит. электроды состоят из инертного проводника (Pt, уголь), погруженного в электролит, содержащий к.-л. обратимую окислительно-восстановит. систему (напр., хингидронный электрод). См. также Окислительно-восстановительный потенциал.

Лит. см. при ст. Электрод. Э. С. Севастьянов.

ЭЛЕКТРОДЫ СРАВНЕНИЯ — гальванич. электроды, обладающие определенным и хорошо воспроизводимым потенциалом и применяемые для определения потенциалов др. электродов. Поскольку отдельные скачки потенциалов не могут быть измерены (см. Электродный потенциал), потенциал Э. с. условно принимается равным нулю. В качестве Э. с. используются электроды обратимые с большими токами обмена (см. Электродные процессы), напр. водородный электрод, каломельный электрод, хингидронный электрод и хлорсеребряный электрод. Принято за нуль при всех темп-рах считать потенциал стандартного водородного электрода, а потенциалы других Э. с. отсчитывать от него (водородная шкала потенциалов). При выборе Э. с. следует считаться с возможностью возникновения диффузионных скачков потенциала на границе соприкосновения растворов. Во избежание искажения результатов измерение эдс обычно производится при отсутствии тока в цепи, что достигается применением компенсационного метода измерения или вольтметров с высоким входным сопротивлением.

Лит.: Reference electrodes, ed. D. J. G. Ives, G. J. Janz, N. Y.—L., 1961. См. также лит. при ст. Электрод.

Л. Г. Феоктистов.

ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ — вещества, применяемые для изоляции токоведущих частей, находящихся под разными электр. потенциалами.

По сравнению с проводниковыми материалами (проводниками) Э. м. обладают очень большим электрическим сопротивлением: уд. объемное сопротивление Э. м. $\rho_v = 10^9 - 10^{20}$ ом·см (у проводников $10^{-6} - 10^{-4}$ ом·см).

По химич. составу Э. м. делят на органические и неорганические; по способу получения Э. м. — на естественные и искусственные (синтетические). Искусственные Э. м. могут быть созданы с заданным комплексом электр. и физ.-хим. свойств, поэтому они широко применяются в электротехнике и радиотехнике.

Согласно электр. свойствам образующих вещество молекул различают нейтральные и полярные Э. м. [3]. Нейтральные Э. м. состоят из электрически нейтральных атомов и молекул, к-рые приобретают электр. моменты (становятся диполями) только под действием внешнего электр. поля [1] (см. Поляризация диэлектриков). К нейтральным Э. м. относятся: водород, бензол, полиэтилен, фторопласт-4 и др. Среди нейтральных диэлектриков выделяют ионные кристаллич. диэлектрики (слюда, кварц и др., см. Ионные кристаллы), в к-рых каждая пара разноименных ионов составляет электрически нейтральную систему.

Полярные Э. м. состоят из полярных молекул-диполей, обладающих собственным электрич. моментом. К полярным Э. м. относятся совол, поливинилхлорид, бакелиты, глифали и др. Полярные Э. м. отличаются повышенными значениями диэлектрич. проницаемости и неск. повышенной гигроскопичностью по сравнению с нейтральными.

К основным электрич. характеристикам Э. м. относятся: уд. объемная проводимость σ_v (или уд. объемное электрич. сопротивление ρ_v) и уд. поверхностная проводимость σ_s (или уд. поверхностное электрич. сопротивление ρ_s), диэлектрическая проницаемость ϵ , а также величина темп-рного коэфф. диэлектрич. проницаемости, равного $(1/\epsilon) \cdot d\epsilon/dT \text{ град}^{-1}$, тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$, электрич. прочность материала $E_{\text{пр}}$ (напряженность поля, при к-рой происходит пробой диэлектрика) [4].

К механич. характеристикам Э. м. относятся: пределы прочности при растяжении, сжатии, статич. и динамич. изгибе, а также твердость Э. м. [2]. Из тепловых характеристик веществ для Э. м. наиболее важны: темп-ры плавления и размягчения (у аморфных Э. м.), коэфф. теплопроводности, теплоустойкость и нагревостойкость [2]. Особое значение имеет нагревостойкость — характеристика, позволяющая определить продолжительность работы Э. м. при заданной темп-ре без разрушения. При оценке физ.-хим. свойств Э. м. рассматриваются: вязкость, гигроскопичность, кислотное число, искростойкость, тропическая и радиационная стойкость Э. м. [2,5]. Тропич. стойкость характеризует стойкость Э. м. к солнечной радиации, повышенной влажности воздуха, грибковой плесени и др.; радиационная стойкость — к воздействию жесткой компоненты излучения радиоактивных веществ. Пригодность Э. м. для тех или иных областей применения и заданных условий работы определяют на основе испытаний [2,5], в процессе к-рых измеряют значения электрич., механич., тепловых и др. характеристик Э. м., а также характер их изменения в зависимости от наиболее важных факторов.

Основные электрич. характеристики Э. м. при 20° С и 760 мм рт. ст.

Характеристика	Единица измерения	Электроизоляц. материалы		
		газообразные ⁴⁾	жидкие	твердые
Уд. объемное сопротивление, ρ_v	ом · см	$10^{18} - 10^{20}$	$10^{12} - 10^{15}$	$10^9 - 10^{19}$
Уд. поверхностное сопротивление, ρ_s	ом	—	—	$10^9 - 10^{17}$
Диэлектрич. проницаемость $\epsilon^{1)}$	—	1,00058— —1,00099	2,0—12 ²⁾	1,9—20 ²⁾
Тангенс угла диэлектрич. потерь, $\text{tg } \delta$	—	$10^{-6} - 10^{-7}$	$10^{-2} - 10^{-4}$	$10^{-1} - 10^{-4}$
Электрич. прочность (однородное поле) $E_{\text{пр}}^{3)}$	кв/мм	1,8—7,8	10—20	1,0—40

Примечания: 1) У сегнетоэлектриков $\epsilon = 120 - 2000$; 2) бóльшие значения ϵ относятся к полярным диэлектрикам; 3) у пленочных Э. м. и у природной шипаной слюды (толщиной 0,01—0,02 мм) $E_{\text{пр}} = 80 - 180 \text{ кв/мм}$; 4) данные относятся к газам: H_2 , N_2 , CO_2 , воздух, элегаз (SF_6), фреон ($\text{CCl}_2 \text{F}_2$).

Э. м. обычно классифицируют по их агрегатному состоянию и хим. природе. К твердым органич. Э. м. относят смолы, лаки, каучуки, пластмассы, воски, волокна и др. (см. *Бакелит, Лаки электроизоляционные, Каучуки, Пластики, Гетинакс, Кремнийорганические соединения, Лакоткани, Бумаги электроизоляционные, Текстолит, Волокна*). К твердым неорганич. Э. м. относят различные виды керамики, кварц, стекла, слюды (см. *Миканит, Микалекс, асбест*) и др. К жидким Э. м. относят минеральные (нефтяные)

масла, хлорированные углеводороды с несимметрич. строением молекул (совол, совтол), кремнийорганич. и фторорганич. жидкости (см. *Жидкие диэлектрики*). Из газов как Э. м. чаще всего применяют *воздух*. Однако в ряде случаев (в конденсаторах, кабелях) вместо воздуха приходится применять газы с более высокой диэлектрич. проницаемостью и электрич. прочностью (напр., элегаз SF_6).

Лит.: 1) Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М., *Электротехнические материалы*, 4 изд., М.—Л., 1961; 2) Казарновский Д. М., Тареев В. М., *Испытания электроизоляционных материалов*, М.—Л., 1963; 3) Сканава Г. И., *Физика диэлектриков (Область слабых полей)*, М.—Л., 1949; 4) его же, *Физика диэлектриков (Область сильных полей)*, М., 1958; 5) Дроздов Н. Г., Никулин Н. В., *Электроизоляционные материалы*, 2 изд., М., 1964. Н. В. Никулин.

ЭЛЕКТРОИНЕРЦИОННЫЕ ОПЫТЫ — опыты, показавшие, что электрич. ток в металлах представляет собой упорядоченное поступательное движение электронов.

Схематически Э. о. можно описать след. образом. Катушка большого диаметра с намотанной на ней проволокой приводилась во вращение, а затем резко останавливалась. При этом свободные заряды в проволоке по инерции еще продолжали свое движение вдоль проволоки, создавая тем самым электрич. ток. Концы проволоки были соединены с чувствит. гальванометром, к-рый и фиксировал этот ток. Направление тока позволило сделать заключение о том, что он создается отрицательно заряженными частицами. Сила тока определяется величиной зарядов и их инерцией (т. е. массой частиц — носителей зарядов), поэтому из показаний гальванометра можно получить непосредственно сведения об отношении заряда к массе, к-рое, как оказалось, в точности совпадает со значением этого отношения для электронов, измеренного др. способами. Так было показано, что в металлах имеются свободные электроны. Этим и обуславливается высокая электропроводность металлов. При проведении опытов были приняты во внимание и исключены все возможные нежелательные побочные эффекты.

Лит.: Элементарный учебник физики, под редакцией Г. С. Ландсберга, т. 2, 2 изд., М., 1957, с. 186. И. М. Дремин.

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — явления, связанные с действием электрических и молекулярных сил на поверхности раздела двух фаз и заключающиеся в изменении поверхностного натяжения на границе раздела при изменении скачка электрич. потенциала на ней. Напр., положение ртутного мениска в капилляре в присутствии смачивающей стенки капилляра электролита зависит (при постоянных давлении и темп-ре) от потенциала ртути. Э. я. на твердых металлах проявляются, напр., в изменении их твердости с изменением потенциала.

Э. я. обусловлены существованием на поверхности раздела *двойного электрического слоя*. Работа, требующаяся для создания поверхности раздела фаз (мерой к-рой служит межфазное натяжение σ), в случае заряженной поверхности включает в себя работу заряжения конденсатора с плотностью зарядов ϵ и разностью потенциалов между обкладками ϕ . При равновесии $d\sigma + \epsilon d\phi = 0$, откуда вытекает основное уравнение теории Э. я. — *Липпмана уравнение* $\epsilon = - (d\sigma/d\phi)_{p,T}$, к-рое является дифференциальным уравнением *электростатической кривой*, т. е. зависимости σ от ϕ (рис. 1), получаемой с помощью *капиллярного электрометра*.

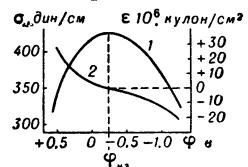


Рис. 1. Электрокапиллярная кривая $\sigma = f(\phi)$ (1) и зависимость плотности зарядов ϵ от потенциала ϕ (2).

В максимуме электрокапиллярной кривой плотность зарядов равна нулю, потенциал максимума наз. нулевой точкой или *потенциалом нулевого заряда* $\varphi_{\text{нз}}$. В нулевой точке отсутствует двойной электр. слой, образованный электростатически притянутыми ионами, но сохраняются двойные слои, образованные хемосорбированными ионами и адсорбированными диполями. В отсутствие хемосорбированных ионов разности нулевых точек различных металлов можно рассматривать как величины, аналогичные контактным разностям потенциалов, однако измеренные не в вакууме, а в нек-ром растворителе. При потенциалах, отличных от $\varphi_{\text{нз}}$, отталкивание одноименных зарядов, имеющих на поверхности, приводит к снижению величины σ . Большой наклон электрокапиллярной кривой при потенциалах, более положительных, чем $\varphi_{\text{нз}}$, обусловлен большей емкостью двойного электр. слоя при положит. заряде поверхности. Дифференциальная емкость двойного слоя может быть измерена непосредственно или получена из электрокапиллярной кривой двукратным дифференцированием. Последний способ менее точен.

Э. я. используются для определения величин адсорбции веществ на границе электрода с раствором. Адсорбционная формула Гиббса $d\sigma = - \sum \Gamma_i d\mu_i$ для случая заряженной поверхности записывается в виде $d\sigma = - e d\varphi - \sum \Gamma_i d\mu_i$, где Γ_i — поверхностная плотность и μ_i — химич. потенциал i -того компонента системы; для разбавленных растворов $\mu = RT \ln c$, где R — газовая постоянная, T — темп-ра и c — концентрация компонента. В соответствии с этим в присутствии адсорбирующихся веществ изменяется форма электрокапиллярной кривой (рис. 2). В случае незаряженных молекул наибольшее изменение кривой (т. е. наибольшая адсорбция) имеет место вблизи точки нулевого заряда, т. к. работа, затрачиваемая на вхождение молекул диэлектрика между обкладками двойного слоя,

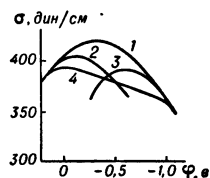


Рис. 2. Изменение формы электрокапиллярной кривой (1) при адсорбции катионов (2), анионов (3) и нейтральных молекул (4).

при малой плотности зарядов компенсируется работой адсорбции.

Лит.: 1) Фрумкин А. Н. [и др.], Кинетика электродных процессов, М., 1952, введение, § 5—7; 2) Некоторые проблемы современной электрохимии, под ред. Дж. Бокриса, пер. с англ., М., 1958, гл. 3; 3) Ватлер J. A. V., Electrocapillarity. The chemistry and physics of electrodes and other charged surfaces, L., 1940; 4) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теор. физина), гл. 3, § 24. Л. Г. Феоктистов.

ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ — явления, наблюдаемые в двухфазных (чаще всего в дисперсных) системах и выражающиеся либо в возникновении движения одной из фаз по отношению к другой под действием внешнего электр. поля, либо в возникновении разности потенциалов в направлении относительного движения фаз, вызванного механическими силами. Различают следующие Э. я.: 1) *Электрофорез* — движение в жидкости взвешенных твердых частиц, пузырьков газа, капель другой жидкости, коллоидных частиц под действием внешнего электр. поля. 2) *Электроосмос* — движение жидкости через капилляры или через твердые пористые диафрагмы под действием внешнего электр. поля. 3) *Эффект Дорна* — возникновение разности потенциалов в жидкости в направлении оседания находящихся в ней взвешенных твердых частиц (*потенциал оседания*). 4) Возникновение разности потенциалов между концами капилляра или между поверхностями

пористой диафрагмы, через к-рую продавливается жидкость (*потенциал течения*). Возникновение потенциалов оседания и течения — явления, обратные соответственно электрофорезу и электроосмосу.

Э. я. обусловлены существованием в электролите объемного заряда, появляющегося в результате образования диффузного *двойного электрического слоя*. Края часть этого заряда — на расстояниях, больших двух-трех молекулярных расстояний от поверхности — оказывается подвижной (на более близких расстояниях скольжение отсутствует). Величина и скорость перемещения заряда изменяются с расстоянием, однако приближенно принимают, что на расстоянии δ существует эффективный заряд ρ , движущийся со скоростью v при напряжении (вдоль поверхности) внешнего поля напряженностью E . Из равенства электр. силы ρE и силы трения $\eta v / \delta$ следует, что $v = (\rho \delta / \eta) E$, где η — вязкость раствора. Используя соотношение между зарядом и разностью потенциалов для плоского конденсатора, получим ур-ние Смолуховского: $v = e \zeta E / 4 \pi \eta$, где e — диэлектрич. проницаемость раствора, ζ — *электрокинетический потенциал*. Более строгое рассмотрение приводит к ур-нию $v = f e \zeta E / \pi \eta$, где $0 < f \leq 0,25$; численное значение f зависит от размеров, формы и проводимости частиц и концентрации ионов, образующих диффузный двойной электр. слой.

Э. я., будучи связанными с наличием поверхности раздела фаз, особенно заметны в дисперсных системах и играют существенную роль в биологич. объектах, геологических и почвенных процессах. Э. я. лежат в основе различных технологич. процессов.

Лит.: 1) Воюцкий И. С. С., Курс коллоидной химии, М., 1964, гл. VII; 2) Электрокинетические свойства капиллярных систем, М.—Л., 1956; 3) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, 2 изд., М., 1959, гл. IX.

Л. Г. Феоктистов.

ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ (*дзета-потенциал*, ζ -*потенциал*) — часть разности потенциалов, возникающей на границе раздела фаз и обусловленной наличием *двойного электрического слоя*. Э. п. соответствует разности потенциалов в той части диффузного двойного слоя, к-рая может перемещаться вместе с раствором относительно твердого тела. Э. п. может быть определен из скорости *электрофореза* или *электроосмоса*. Величина Э. п. зависит от количества электр. зарядов на границе раздела и от их распределения в двойном слое и является важной характеристикой дисперсных систем, существенной для понимания устойчивости коллоидов, свойств капиллярных систем и т. п. Для малых коллоидных частиц, а также более крупных частиц кварца, капель масла и пузырьков воздуха в воде величина Э. п. $\zeta = 0,03—0,06$ в.

Лит. см. при ст. *Электрокинетические явления*.

ЭЛЕКТРОКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ — кристаллизация металлов и сплавов на катоде при электролизе растворов или расплавов соответствующих солей в результате восстановления как простых, так и комплексных катионов и анионов.

Процесс роста кристалла на катоде в общем сходен с другими процессами кристаллизации (из переохлажденного пара или расплава, из пересыщенного раствора и т. д.). Развитие граней кристалла происходит путем периодич. отложения на них «слоев роста». Образование каждого нового слоя связано с необходимостью формирования «двумерного зародыша», критич. размеры к-рого, обеспечивающие возможность его дальнейшего развития, связаны с величиной *перенапряжения* на электроде, к-рое соответствует переохлаждению или пересыщению в др. видах кристаллизации. Имеющиеся (при не слишком низких температурах) у края уступа зародыша «изломы» являют-

ся местами с минимальной (для присоединяющегося к кристаллич. решетке атома) потенц. энергией. Путем последовательного присоединения атомов к таким «местам роста» завершается каждый слой.

Согласно одним представлениям о путях перехода металла из состояния сольватированного иона в растворе в состояние атома в кристаллич. решетке, разряжаться могут только ионы, занявшие «места роста». По др. воззрениям, разряд оказывается возможным в любой точке поверхности катода и приводит к образованию т. н. ад-атомов, к-рые в процессе двумерной диффузии достигают «мест роста» и лишь здесь включаются в решетку металла. Эти 2 механизма Э. описывают лишь предельные случаи процесса, реализуемые, соответственно, при весьма малых и очень больших перенапряжениях на катоде. При отсутствии на катоде плоскости, соответствующей кристаллич. решетке восстанавливаемого металла или изоморфной с ней (допускающей эпитаксиальный рост), возникает необходимость в образовании трехмерного зародыша; последний затем развивается по описанному выше механизму роста граней.

Зависимость величины тока i от перенапряжения η должна иметь вид $i_3 = B \exp(-K_3/\eta^2)$ в процессе, где затруднения связаны с образованием трехмерного зародыша, и $i_2 = B' \exp(-K_2/\eta)$ в процессе, где трудности определяются величиной работы, требуемой для формирования двумерных зародышей. Значения коэфф. K_3 и K_2 определяются величинами молекулярного объема вещества и, соответственно, поверхностной и краевой энергии и темп-ры; B и B' — постоянные для данного типа процессов.

Вычисленная по данным для работы образования двумерных зародышей величина перенапряжения, обеспечивающая рост кристалла с практически наблюдаемой скоростью, оказывается значительно больше той, при к-рой протекают многие реальные процессы. Так же как и в др. видах кристаллизац. процессов, это несоответствие объясняется протеканием процесса спирального роста: возникающая на грани у выхода оси винтовой дислокации ступень в результате присоединения к ней атомов обеспечивает непрерывный рост грани, не требующий образования новых двумерных зародышей. Такого рода «спирали роста» выявляются при микроскопич. или электрономикроскопич. исследовании многих электроосажденных металлов.

Металлич. осадок, получающийся на катоде в результате Э., может быть рыхлым порошком, плотным или блестящим слоем, состоящим из множества мелких кристаллов, часто образующих текстурированные структуры. Делаются попытки выращивания на катоде монокристаллов металлов. Характер осадка зависит от мн. факторов: природы металла и растворителя; природы и концентрации ионов раствора (как включающих металл, так и посторонних); наличия в растворе поверхностноактивных веществ; темп-ры; потенциала, определяющего плотность тока; наконец, условий диффузии. Так, порошкообразный осадок, состоящий из дендритов, возникает в условиях высокой плотности тока при низкой концентрации восстанавливаемых ионов; образованию плотных кристаллич. осадков, наоборот, благоприятствуют условия достаточно высокого отношения величин концентрации ионов и плотности тока.

Возникшая в условиях Э., особенно при высоких перенапряжениях, решетка металла характеризуется наличием большого количества дефектов (двойники, дефекты упаковки, вакансии), сказывающихся на физич. и физико-химич. свойствах осадков. Дефектность решетки нередко оказывается столь значительной, что на рентгенограммах получается дифракционная картина, свойственная жидкоподобным струк-

турам. С аномальными условиями кристаллизации при высоком перенапряжении связано и возникновение метастабильных или вообще не обнаруживаемых в условиях равновесия фаз металлов, и, особенно, сплавов.

Закономерностям Э. подчиняется не только выделение металлов на катоде, но и кристаллизация окислов и солей, если последние являются первичными продуктами электродной реакции, связанной с отдачей электронов.

Э. лежит в основе ряда технич. процессов: э л е к т р о м е т а л л у р г и и, в частности гидроэлектрометаллургии (выделение Ni, Co и др. металлов из водных растворов, получающихся в результате обработки руды); р а ф и н и р о в к и металлов (Cu и др.); г а л ь в а н о с т е г и и — метода нанесения металлич. покрытий на изделия; г а л ь в а н о п л а с т и к и — метода воспроизведения изделий сложного рельефа или получения матриц для размножения изделий путем штамповки; получения металлич. порошков для *металлокерамики* и др. Существенное значение имеют закономерности Э. и в работе химич. источников тока.

Лит.: 1) Горбунова К. М., Данков П. Д., «Успехи химии», 1948, т. 17, вып. 6, с. 710; 2) Ваграмян А. Т., Электроосаждение металлов, М., 1950; 3) F i s c h e r H., Elektrolytische Abscheidung und Elektrokristallisation von Metallen, В., 1954; 4) Горбунова К. М., в сб.: Рост кристаллов. Докл. на Первом совещании по росту кристаллов, М., 1957, с. 48; 5) F l e i s c h m a n n M., T h i r s k H. R., Metal deposition and electrocrystallization, в кн.: Advances in electrochemistry and electrochemical engineering, v. 3, N. Y.—L., [1963].

К. М. Горбунова.

ЭЛЕКТРОЛИЗ — изменение химич. состава раствора (или расплава) при прохождении через него электрич. тока, обусловленное потерей или присоединением электронов ионами или молекулами растворенных веществ. При этом на катоде в результате присоединения электронов к ионам или молекулам образуются продукты восстановления, а на аноде в результате потери электронов — продукты окисления.

Качеств. изменения состава раствора обуславливаются характером *электродных процессов*, протекающих на катоде и аноде. Количеств. изменения описываются *Фарадея законами*. В отсутствие тока концентрация растворенных веществ (электролитов и неэлектролитов) во всех точках раствора одинакова, а потенциалы электродов имеют нек-рые равновесные значения. После включения тока (к-рый в электролитах переносится ионами) у поверхности электродов происходит превращение ионов или молекул одного вида в ионы или молекулы другого вида, и концентрация веществ вблизи электродов становится отличной от концентрации в глубине раствора. Возникают диффузионные процессы, направленные в сторону уменьшения возникших разностей концентраций и обеспечивающие подачу и удаление веществ от поверхности. Потенциалы электродов принимают новые значения, отличные от равновесных и зависящие от величины тока.

Для протекания Э. между двумя электродами, погруженными в сосуд с раствором (в электролизере), необходимо с помощью внешнего источника создать разность потенциалов V , определяемую выражением:

$$V = \Delta\varphi_{\text{обр}} + \Delta\varphi_{\text{ом}} + \sum \eta_{\text{конц}} + \sum \eta_{\text{хим}}$$

где $\Delta\varphi_{\text{обр}}$ — разность потенциалов соответствующих обратимых электродов (см. *Электроды обратимые*), $\Delta\varphi_{\text{ом}}$ — омическое падение потенциала, $\eta_{\text{конц}}$ и $\eta_{\text{хим}}$ — концентрационное и химич. *перенапряжение* (суммируются перенапряжения катодного и анодного процессов). Если $\Delta\varphi_{\text{обр}}$ является термодинамически необходимой минимальной разностью потенциалов,

то остальные слагаемые могут быть уменьшены выбором соответствующих условий Э.: $\Delta\varphi_{\text{ом}}$ — увеличением электропроводности раствора или максимальным сближением электродов; $\eta_{\text{конц}}$ — увеличением скорости диффузии реагирующих веществ путем размешивания; $\eta_{\text{хим}}$ — применением электрода из подходящего материала, а также повышением темп-ры.

Обычно при Э. на каждом из электродов протекает не одна, а несколько электрохимич. реакций с участием различных веществ (см. *Электродные процессы*). Доля тока (в %), идущая на образование продукта одной из них, наз. выходом данного продукта по току. Кроме того, возможно образование не одного, а неск. продуктов из одного и того же исходного вещества; в этом случае доля одного из продуктов определяется как выход данного продукта по веществу (исходному).

Э. широко применяется в технике для получения и рафинирования металлов (Al, Cu, Ti, щелочных металлов и др.), нанесения защитных и декоративных металлических покрытий (см. *Электролитические покрытия*), получения Cl_2 , F_2 , фторорганич. соединений и т. д.

Лит.: 1) Скорчеллетти В. В., Теоретическая электрохимия, Л., 1959, гл. XII; 2) Левич В. Г., Физико-химическая гидродинамика, 2 изд., М., 1959, гл. VI; 3) Стендер В. В., Прикладная электрохимия, Харьков, 1961.

Л. Г. Феоктистов.

ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКАЯ ДИССОЦИАЦИЯ — распад молекул растворенных веществ на ионы в результате взаимодействия с растворителем. Мерой Э. д. является степень диссоциации растворенного вещества $\alpha = n/N$, где n — число молекул, распавшихся на ионы, N — полное число молекул, введенных в раствор. Величина α зависит от природы растворенного вещества и растворителя, от концентрации раствора и может изменяться от 0 (нет Э. д.) до 1 (полная Э. д.). Большинство электролитов имеет α , близкую к 0 (слабые электролиты) или к 1 (сильные электролиты). Способность данного вещества к Э. д. в определенном растворителе по схеме $\text{KA} \rightleftharpoons \text{K}^+ + \text{A}^-$ характеризуется константой Э. д. $K_d = \frac{a_{\text{K}^+} a_{\text{A}^-}}{a_{\text{KA}}}$, где a — активности соответственно катиона, аниона и недиссоциированной молекулы.

Согласно первоначальным представлениям, Э. д. — своего рода химич. реакция, в к-рой между молекулами растворенного вещества и образовавшимися ионами имеется равновесие. Классич. теория Э. д. (С. Арениус, В. Оствальд, В. Нернст и др.) исходит из этих представлений и из применения к электролитам законов идеальных систем (*действующих масс закон* и т. п.). Один из основных ее законов — *Оствальда закон разведения*, дающий связь между K_d , α и концентрацией раствора. Классич. теория Э. д. как теория количественная приложима только к растворам слабых электролитов. Сильные электролиты не подчиняются ей.

Согласно совр. представлениям, сильные электролиты во всех растворителях диссоциированы нацело, однако часть ионов образует «квазимолекулы» — ионные пары и тройники за счет чисто электростатич. сил. Ионы в таких «квазимолекулах» сохраняют свою индивидуальность, но не могут принимать участия в переносе электричества и влияют меньше, чем свободные ионы, на термодинамич. свойства раствора. Возможность диссоциации сильного электролита решается соотношением между силами, удерживающими ионы в молекуле или кристаллич. решетке, и силами взаимодействия их с растворителем; определяющим фактором Э. д. является *сольватация* ионов. Т. о. при рассмотрении механизма Э. д. необходимо принимать во внимание как свойства растворяемого вещества, так и свойства растворителя.

Совр. теория Э. д. включает разработку таких вопросов, как теория кислот и оснований, нейтрализа-

ция, гидролиз, буферное действие, диссоциация воды, учение о рН и т. д.

Лит. см. при ст. *Электролиты*. Э. С. Севастьянов.

ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИЕ ПОКРЫТИЯ (гальваностатические покрытия) — металлич. слои, наносимые на металл. или неметаллич. изделия электролизом. В основе получения Э. п. лежит процесс *электрокристаллизации*. К Э. п. могут быть отнесены также окисные слои, возникающие на нек-рых металлах (Al, Mg, Ti и др.) в процессе их анодной поляризации в спец. электролитах (при анодировании). Техника получения тонких (1—50 м), прочно связанных с поверхностью изделия Э. п. с целью повышения декоративности, коррозионной и износостойкости, твердости, отражательной способности и др. свойств изделий, сообщение им особых магнитных свойств и т. п. составляет предмет гальваностегии. Техника получения легко отделяющихся относительно толстых слоев для получения точных копий различных предметов (типографских клише, матриц для штамповки, скульптуры и т. п.) составляет предмет гальванопластики.

ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИЙ КОНДЕНСАТОР — см. *Конденсатор электрический*.

ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ВАНН МЕТОД (в моделировании) — применяется для определения конфигурации и измерения электрич. потенциальных полей. В основе Э. в. м. лежит аналогия между распределением силовых линий электрич. поля в диэлектрике и линий тока в электролите.

ЭЛЕКТРОЛИТЫ — в широком смысле вещества и системы, обладающие *ионной проводимостью*, т. е. ионные проводники. В узком смысле Э. — вещества, в растворе распадающиеся на ионы.

По способности к *электролитической диссоциации* различают сильные Э. (степень диссоциации $\alpha \approx 1$) и слабые Э. (α близка к 0); однако такая классификация Э. указывает только на состояние Э. в данном растворителе, а не на его принадлежность к определенному классу веществ.

В зависимости от числа ионов, образуемых в растворе, Э. наз. бинарными (KCl, NaOH), тернарными (CaCl_2 , H_2SO_4) и т. д.; симметричными (число катионов равно числу анионов) и несимметричными. Более удобна система обозначений двумя цифрами, первая из к-рых указывает валентность катионов, вторая — валентность анионов; напр., 1—1 или одно-одновалентный Э. (KCl) и 2—1 или дву-одновалентный Э. (CaCl_2) и т. д.

Наиболее изучены водные растворы Э. Близи к ним по свойствам неводные растворы, в к-рых растворители обладают большой диэлектрич. проницаемостью ($\epsilon > 25$): спирты, кетоны и т. п. В растворителях с малой ϵ или в таких, свойства к-рых резко отличаются от воды (нитробензол и др.), свойства Э. совершенно иные, чем в растворителях типа воды. Растворы Э. — сложные системы, внутренняя энергия к-рых складывается из взаимодействия ионов, молекул растворителя, и ионов с молекулами растворителя. Вычисление ф-ции состояния такой системы при современном уровне теории жидкостей практически невозможно.

Весьма разбавленные слабые Э. по свойствам близки к идеальным растворам; их свойства достаточно хорошо описываются классич. теорией электролитич. диссоциации. В растворах слабых Э. электростатич. взаимодействие между ионами не играет существенной роли, т. к. число ионов в единице объема мало, а расстояния между ионами велики. В растворах сильных Э. имеется очень большое число ионов, электростатич. взаимодействие между собой. Это приводит к тому, что беспорядочное распределение ионов становится невозможным: около любого из ионов имеет

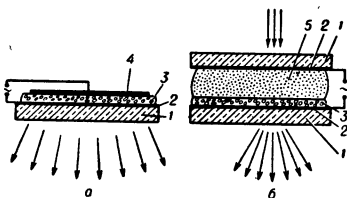
место преобладание ионов противоположного знака, т. н. *ионная атмосфера*.

Согласно теории, предложенной в 1923 г. П. Дебаем и Е. Хюккелем (P. Debye, E. Hückel), термодинамич. свойства разбавленных растворов сильных Э. в значит. мере определяются упорядоченностью распределения различных ионов. (См. также *Растворы*, раздел «Статистическая теория»). Пользуясь законами электростатики (ур-нием Пуассона) и принимая распределение зарядов по закону Максвелла — Больцмана, П. Дебай и Е. Хюккель рассчитали энергию взаимодействия ионов в растворе, что, в свою очередь, позволило рассчитать важные термодинамич. величины (химич. потенциал, коэфф. активности и т. п.). Впоследствии теория Дебая — Хюккеля (наз. также электростатической) была применена и к неравновесным свойствам разбавленных растворов Э. (электропроводности, диффузии и т. п.). Эта теория применима к водным растворам до концентрации 0,03—0,05 N, а к неводным до 0,01—0,001 N; она тем лучше отражает действительность, чем ниже концентрация и валентность Э. и чем больше диаметр ионов.

Развитие теории сильных Э. шло в неск. направлениях: применение к проблемам Э. формальной статистич. механики; создание нестрогих теорий с полутеоретич. описанием процессов; создание теорий, основанных на законах распределения, отличных от закона Максвелла — Больцмана, и т. д. Проведенные к наст. времени работы посвящены вычислению свободной энергии раствора Э., обусловленной электростатич. взаимодействием, влиянием собств. объема ионов, ближним взаимодействием и изменением диэлектрич. проницаемости вблизи иона. Однако все имеющиеся теории, исходящие из более или менее строгого решения задачи, применимы лишь к разбавленным растворам. Для создания теории концентрированных растворов приходится учитывать структуру растворителя и изменение сольватации ионов с концентрацией. При вычислении ф-ции распределения и потенциальной энергии концентрированного раствора Э. учет обоих этих факторов вызывает принципиальные трудности, к-рые еще не преодолены.

Лит.: 1) Новые проблемы современной электрохимии, под ред. Дж. Бокриса, пер. с англ., М., 1962; 2) Глосстон С., Введение в электрохимию, пер. с англ., М., 1951. См. также лит. при ст. *Растворы*. Э. С. Севастьянов.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, возбуждаемая электрич. полем. Э. газов — свечение газового разряда — известно давно и хорошо изучено (см. *Электрические разряды в газах*). Э. твердых тел была открыта на SiC (О. В. Лосев, 1923), при непосредственном его контакте с электродами, и на изолированных кристалликах ZnS-Cu (эффект Г. Дестрио, 1936). Начальным этапом Э., в результате которого



Электролюминесцентные устройства: а) конденсатор, б) преобразователь изображения (1 — стекло, 2 — прозрачный проводящий слой, 3 — электролюминофор, 4 — металлич. электрод, 5 — слой фотопроводника). Освещение к.-л. места фотопроводника приводит к перераспределению напряжения в пользу электролюминофора, и в этом месте он начинает светиться ярче. Т. о. можно превратить невидимое изображение в видимое или усилить слабое видимое изображение.

создается возбужденное состояние, всегда является прохождением тока, т. е. к.-л. форма электрич. разряда. Конечный этап, во время к-рого происходит высвечивание, напоминает *фотолюминесценцию*.

Протекание процесса Э. зависит от того, выходят ли свободные заряды из электродов или возникают в толще вещества, а также от распределения электрич.

поля внутри образца. Наиболее характерны 2 случая Э. твердых тел: 1) когда поле распределено более или менее равномерно по всему образцу, а свободные заряды проникают из электродов («инъецированная» Э.), и свечение *p — n-перехода*, включенного в пропускном направлении) и 2) Э., при к-ром поле концентрируется в небольшой области кристалла, напр. на его краю или на *p — n-переходе*, включенном в заpornом направлении. В случае 1) яркость свечения $B \sim I$ или I^2 , где I — ток. В случае 2) зависимость B от напряжения U имеет вид $B \sim U^n \exp(bU^{-k})$, где $n = 0, 1$ или 2 , $k = 0,5$ или 1 , а $b = \text{const}$. Э. в этом случае наблюдается обычно на переменном напряжении, причём до 10^4 — 10^5 гц средняя яркость растёт несколько медленнее, чем частота ν , после чего яркость начинает уменьшаться.

Э. газов применяется гл. обр. для освещения и создания светящихся надписей; эффект Дестрио для разного рода индикаторных устройств, основой к-рых служит электролюминесцентный конденсатор (ЭЛК, см. рис., а), преобразователей изображения (рис., б) и запоминающих устройств. Э. применяется также для создания лазеров — газовых и полупроводниковых (см. *Оптический генератор*).

Лит.: 1) Хениш Г., Электролюминесценция, пер. с англ., М., 1964; 2) Георгобияни А. Н., Электролюминесценция кристаллов, «Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева», 1963, т. 23, с. 3; 3) Фок М. В., Электролюминесценция, «УФН», 1960, т. 72, вып. 3. М. В. Фок.

ЭЛЕКТРОМАГНИТ — катушка с ферромагнитным сердечником, к-рый намагничивается протекающим по обмотке катушки электрич. током. Э. служат для возбуждения магн. потока в электрич. машинах, создания силы тяги, сильных магн. полей (напр., в ускорителях заряженных частиц), для преобразования электрич. энергии в механическую в разнообразных электромагн. механизмах, применяемых в системах автоматики, в телефонии, в электроизмерит. приборах и т. д.

Выделяют три больших группы Э.: нейтральные постоянного тока, поляризованные и переменного тока. В нейтральном Э. постоянного тока рабочий магн. поток Φ создается обмоткой постоянного тока; если же ток отсутствует, $\Phi = 0$. У полярного Э. наряду с рабочим магн. потоком существует поляризующий магн. поток, к-рый создается постоянным магнитом (реже Э.). Действие поляризованного Э. зависит от величины и направления рабочего потока, т. е. от величины и направления постоянного тока в катушке. В переменного тока магн. поток периодич. меняется по величине и направлению, так что сила тяги Э. пульсирует от нуля до максимума с двойной частотой тока.

Магн. цепь Э. рассчитывают по *Гопкинсонов формуле* (с учетом конфигурации магнитопроводов и потоков рассеяния). Решение общего уравнения магн. цепи, определяющего закон изменения Φ по длине магнитопровода, возможно лишь для частных случаев [1]. В рабочих зазорах Э. получают магн. поля до сотен тл. *эрстед* (см. *Сильные магнитные поля*).

Общее выражение для силы тяги Э. даёт ф-ла Максвелла

$$F_{\text{э}} = \frac{1}{\mu_0} \oint_S \left[(Bn)B - \frac{1}{2} B^2 n \right] dS,$$

где B — вектор магн. индукции на внешней стороне элемента поверхности dS притягиваемого Э. тела, n — единичная внешняя нормаль элемента поверхности, μ_0 — магнитная проницаемость.

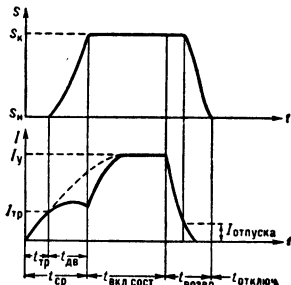
Если магн. поток распределен равномерно по поверхности, то $F_{\text{э}} = (5,1 B^2 S / \mu_0) \cdot 10^{-8}$ кгс (B — в гс, S — в см²). Для уменьшения пульсации $F_{\text{э}}$ в Э. пере-

менного тока создают дополнит. магн. поток, сдвинутый по фазе относительно основного.

Большинство Э. имеет якорь — подвижную часть магнитопровода, притягивающуюся при включении Э. к одному из его полюсов.

К основным характеристикам Э. с якорем относятся: 1) электромеханическая: $F_{\text{э}} = F_{\text{э}}(s)$ при $U = \text{const}$ или $I = \text{const}$, где s — путь, пройденный якорем (ход якоря), U — напряжение на обмотке, I — ток в обмотке; 2) нагрузочная: $F_{\text{э}} = F_{\text{э}}(U)$ или $F_{\text{э}} = F_{\text{э}}(I)$ при $s = \text{const}$; 3) условная полезная работа $W = F_{\text{э}}(s_{\text{ж}} - s)$, где $s_{\text{ж}}$ — s — возможный ход якоря, $F_{\text{э}}$ — сила, соответствующая определенному положению якоря; 4) время срабатывания ($t_{\text{ср}}$) (от момента приложения напряжения к катушке до момента соприкосновения якоря с упором): $t_{\text{ср}} = t(F_{\text{пр}})$ при $U = \text{const}$, где $F_{\text{пр}}$ — сила, препятствующая движению якоря; 5) тепловая (нагрева): $\theta = \theta(t, \text{вкл. сост.})$ — зависимость темп-ры θ обмотки от времени нахождения Э. во включенном состоянии; 6) показатель добротности — отношение веса Э. к условной полезной работе W как ф-ция перемещения якоря; 7) показатель экономичности — отношение потребляемой мощности к W как ф-ция s . Наиболее благоприятно сочетание перечисленных характеристик для нейтральных Э. на постоянном токе, что и определило их широкое распространение.

Для быстродействующих Э. на постоянном токе особое значение имеет уменьшение времени срабатывания (рис.). Причина, в



силу к-рой быстродействующие Э. работают, как правило, на постоянном токе, состоит в том, что при $t_{\text{ср}} < \text{полупериода}$ переменного напряжения U

Рабочий цикл электромагнита постоянного тока с втягивающимся якорем (t — время, s — перемещение якоря, I — ток в катушке). Время срабатывания $t_{\text{ср}}$ складывается из времени трогания якоря $t_{\text{тр}}$ и времени его движения $t_{\text{дв}}$, где $t_{\text{тр}} = (L_{\text{н}}/R) \ln [I_{\text{у}}/(I_{\text{у}} - I_{\text{тр}})]$ — время с момента приложения напряжения к катушке до момента трогания якоря; минимальное значение времени с момента трогания до момента соприкосновения с упором $t_{\text{дв}}$, $\min = \sqrt[3]{24 R \delta_0^2 m/U^2}$ ($L_{\text{н}}$ — индуктивность катушки электромагнита при начальном положении якоря, R — ее активное сопротивление, $I_{\text{тр}}$ — ток в момент трогания якоря, $I_{\text{у}} = U/R$ — установившееся значение тока, U — приложенное напряжение, $L_{\text{н}}/R$ — постоянная времени, m — масса якоря, δ_0 — ход якоря).

Макс. сила тяги $F_{\text{э, max}} = I_{\text{у}}^2 L_{\text{н}}/2\delta_0$ достигается в момент, когда якорь втянут в катушку наполовину.

время срабатывания сильно зависит от начальной фазы U . У быстродействующих Э. постоянного тока $t_{\text{ср}} = 3-50$ мсек.

Лит.: 1) Гордон А. В., Сливинская А. Г., Электромагниты постоянного тока, М.—Л., 1960; 2) и х же, Поляризованные электромагниты, М.—Л., 1964; 3) Витенберг М. И., Расчет электромагнитных реле для аппаратуры автоматики и связи, 2 изд., М.—Л., 1961; 4) Тер-Акопов А. К., Динамика быстродействующих электромагнитов, М.—Л., 1965.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА — электромагнитные приборы, основанные на взаимодействии магн. поля измеряемого тока с одним или неск. ферромагнитными сердечниками.

Распространены приборы с плоской катушкой (рис. 1) и приборы с круглой катушкой (рис. 2). В первых в плоский зазор неподвижной катушки 1 при пропускании тока втягивается ферромагнитный сердечник 2 и перемещает стрелку 3; противодействующий момент создается спиральной пружиной 4 или растяжками; успокоение — воздушное с помощью крыльчатого успокоителя 5 или магнитоиндукционное. В приборах с круглой катушкой (рис. 2) внутри

неподвижной катушки помещены сердечники: подвижный 2 и неподвижный 3. При пропускании тока сердечники одновременно намагничиваются, возникают силы отталкивания и подвижный сердечник вместе со стрелкой поворачивается на нек-рый угол α . Успокоение — воздушное или магнитоиндукционное: алюми-

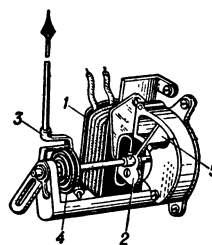


Рис. 1. Устройство электромагнитного прибора с плоской катушкой (объяснение в тексте).

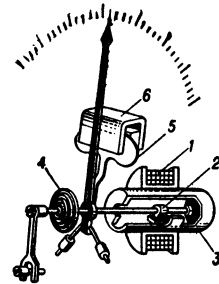


Рис. 2. Устройство электромагнитного прибора с круглой катушкой (объяснение в тексте).

ниевый лепесток 5 перемещается между полюсами постоянного магнита 6. Существуют механизмы с числом сердечников большим 2 и углом α до 240° .

Вращающий момент, возникающий в подвижной части,

$$M_{\text{вр}} = dW_{\text{эм}}/d\alpha = 1/2 I^2 dL/d\alpha,$$

где $W_{\text{эм}} = 1/2 I^2 L$ — электромагн. энергия катушки с током I и индуктивностью L [1]. При перемене направления тока сердечник перемагничивается, так что направление $M_{\text{вр}}$ остается неизменным, откуда следует, что электромагнитные приборы могут работать как на постоянном, так и на переменном (действующее значение) токе.

Противодействующий момент $M_{\text{пр}}$, создаваемый спиральной пружиной или растяжками с уд. противодействующим моментом W , равен $M_{\text{пр}} = W\alpha$. Условие равновесия $M_{\text{вр}} = M_{\text{пр}}$ дает уравнение шкалы: $\alpha = (I^2/2W)dL/d\alpha$ (шкала неравномерная). Подбором формы сердечника, т. е. воздействием на $dL/d\alpha$, шкалу можно в известной мере выровнять. Для защиты приборов от внешних магн. влияний применяют экранирование или астатич. устройства [1].

Основное применение электромагнитных приборов: переносные и щитовые, однопредельные и многопредельные амперметры и вольтметры постоянного и гл. обр. переменного тока, классов точности от 0,5 (реже 0,2) и ниже. Приборы устойчивы к перегрузкам, имеют относительно большое собственное потребление мощности и невысокую чувствительность. Влияние частоты на показания амперметров невелико и до 1500—2000 гц они применяются без спец. приспособлений; в вольтметрах из-за увеличения реактивной составляющей сопротивления катушки частотный диапазон значительно уже. На фиксированные частоты приборы выпускаются вплоть до 10 кГц.

Кроме приборов обычного типа, существуют электромагнитные логометры, применяемые в фарадметрах, фазометрах и частотомерах.

Перечисленные типы приборов относятся к внерезонансным; существуют также резонансные приборы, в к-рых частота собственных колебаний подвижной части настраивается в резонанс с частотой тока, напр. вибрационные частотомеры. Технич. характеристики нек-рых электромагнитных приборов, выпускаемых в СССР, приведены в таблице.

Наименование прибора	Выполнение	Тип	Класс. точн.	Пределы измерения	Номи. обл. частот, гц	Расп. обл. частот, гц
Миллиамперметры	Переносные	Э59	0,5	10—200 ма	45—55	55—1000
Амперметры		»	»	0,25—10 а	»	55—1500
Вольтметры	Щитовые	Э59/1	»	75—600 в	»	55—75
»		Э59/2	»	7,5—60 в	»	55—150
Амперметры		ВЧА	1,5	100—15 000 а включение через трансформаторы тока	500—8000	—
Амперметры		»	Э30	1,5	1—800 а	50 (200)
Вольтметры	»	»	»	15—600 в	»	—
Амперметры	»	Э330	»	100 ма—800 а	45—100	100—300
Вольтметры	»	»	»	7,5—600 в	»	100—200

тич. выражения дифференциального сечения рассеяния (закона рассеяния), вытекающие из общих предположений теории «элементарных» частиц, таких как релятивистская инвариантность, калибровочная инвариантность, инвариантность по отношению к обращению времени и т. п., эти отклонения от дифференциального сечения рассеяния на бесструктурных точечных частицах можно выразить через неизвестные параметры или ф-ции (*форм-факторы*), к-рые определяются из сравнения теоретич. выражений с экспериментальными

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талицкого, ч. 1, М., 1960; 2) Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке, 3 изд., М., 1963; 3) Мартыненко Н. В., Щитовые электроизмерительные приборы, М.—Л., 1963. В. Т. Прытков.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА элементарных частиц — структура, обусловленная распределениями плотности заряда и тока в области локализации частицы и обнаруживаемая при электромагнитных взаимодействиях частиц друг с другом.

Первые попытки ввести представление об Э. с. частицы были сделаны в рамках классич. электродинамики применительно к электрону. Однако классич. теория протяженного электрона встретилась с трудностями. Во-первых, сферич. электрон радиуса $e^2/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см (т. н. классич. радиус электрона), где e , m_e — заряд и масса электрона, c — скорость света, не является устойчивым образованием, если не постулировать существование сил неэлектродинамич. происхождения. Вторая трудность связана с учетом действия поля движущегося электрона на сам электрон (именно вследствие этой трудности Лоренц отказался от модели протяженного электрона). Одно из следствий квантового рассмотрения электромагнитного поля — заметное нарушение закона Кулона, начиная с расстояния порядка комптоновской длины волны электрона $\hbar/m_e c = 3,9 \cdot 10^{-11}$ см (\hbar — постоянная Планка, деленная на 2π), к-рое в сто раз больше классич. радиуса электрона. Поэтому маловероятно, чтобы решение проблемы структуры электрона могло быть найдено без учета квантовых эффектов. Положение еще более усложнилось после открытия большого числа новых т. н. «элементарных» частиц. Все известные «элементарные» частицы сильно или слабо взаимодействуют друг с другом и поэтому каждая из них вносит свой вклад в структуру любой др. частицы. Так, с точки зрения квантовой теории поля, реальный нуклон наглядно можно представить как систему, состоящую из «голового» точечного нуклона, окружающего его облака электронно-позитронных пар с радиусом порядка $\hbar/m_e c = 3,9 \cdot 10^{-11}$ см, облаков π - и К-мезонов с радиусами $\hbar/m_c = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см и $\hbar/m_K c = 4 \cdot 10^{-14}$ см соответственно (m_π , m_K — массы π - и К-мезонов) и т. д. (конечно, такое описание структуры «элементарной» частицы — только грубое приближение, т. к. квантовая теория поля в существующей форме не является последовательной количеств. теорией «элементарных» частиц). Наличие такого облака у частицы — одна из причин появления у нее Э. с. Др. причиной могла бы быть неточность «голых» частиц, к-рая обсуждается в нелокальной квантовой теории поля.

Экспериментальное определение Э. с. частиц заключается в наблюдении отклонения законов рассеяния электронов и фотонов на исследуемых частицах от законов рассеяния на бесструктурных точечных центрах. Учитывая ограничения на возможный вид анали-

данными. В пределе малых энергий этим параметрам и форм-факторам можно дать наглядное толкование в терминах распределений плотностей заряда и магнитного момента (в случае рассеяния электрона) или электрической и магнитной поляризуемостей (в случае рассеяния фотона) [см. ниже]. Направление, связанное с экспериментальным и теоретич. изучением поведения электромагнитных форм-факторов нуклонов, — одно из основных направлений в физике электромагнитных взаимодействий. Экспериментальное изучение Э. с. π -мезонов, мюонов (μ), электронов (e) находится еще в начальной стадии.

Электромагнитная структура нуклонов. Основные определения и соотношения. Теоретич. основой анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов на нуклонах (N) в терминах форм-факторов является ф-ла Розенблута:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_0 \left\{ \frac{G^2 E_N(q^2) - (q^2/4M^2) G^2 M_N(q^2)}{1 - q^2/4M^2} - \frac{q^2}{2M^2} G^2 M_N(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\phi}{2} \right\}, \quad (1)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{e^4 \cos^2(\phi/2)}{4E^2 \sin^4(\phi/2)} \frac{1}{1 + 2(E/M) \sin^2(\phi/2)}; \quad q^2 = - \frac{4E^2 \sin^2(\phi/2)}{1 + 2(E/M) \sin^2(\phi/2)}. \quad (2)$$

Здесь $d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов нуклонами (с массой M) под углом ϕ с энергией E в лабораторной системе координат, σ_0 — дифференциальное сечение рассеяния электронов на точечной частице без спина (ф-ла Мотта), q^2 — квадрат передаваемого 4-импульса, $G_{EN}(q^2)$ и $G_{MN}(q^2)$ — электрич. и магн. форм-факторы нуклона. Форм-факторы нуклона в (1) — действит. ф-ции от переменной q^2 , к-рые определены только для отрицательных, т. е. пространственноподобных значений q^2 (см. Пространственноподобный вектор). Отличие (1) от ф-лы Мотта обусловлено учетом спина и структуры нуклона, т. е. учетом размазывания электрич. заряда и магн. момента.

При выводе (1) ограничиваются первым приближением [членами порядка $(e^2/\hbar c)^2$] и предполагают, что $m_e = 0$ и электрон не имеет собств. структуры. Располагая абсолютными значениями дифференциальных сечений, необходимо при интерпретации экспериментальных данных в терминах форм-факторов учитывать члены более высокого порядка по e^2 (радиационные поправки). При интерпретации относит. измерений ф-лой (1), как показало сравнение теории с экспериментом, можно пользоваться вплоть до энергий \sim неск. Бэв. Это связано с тем, что радиационные поправки слабо зависят от угла рассеяния ϕ и энергии рассеиваемых электронов E , если ограничиться не слишком большим диапазоном изменений параметров ϕ и E .

Если при описании движения нуклона в процессе рассеяния можно было бы пренебречь релятивистскими эффектами, т. е. считать временную компоненту 4-вектора q равной нулю, то имелась бы след. связь пространств. распределений электрич. заряда $\rho_{EN}(r)$ и магн. момента $\rho_{MN}(r)$ нуклона с форм-факторами $G_{EN}(-q^2)$ и $G_{MN}(-q^2)$:

$$\rho_{EN}(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int G_{EN}(-q^2) e^{-iqr} d^3r, \quad (3a)$$

$$\rho_{MN}(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int G_{MN}(-q^2) e^{-iqr} d^3r. \quad (3b)$$

В случае рассеяния электронов на средних и тяжелых ядрах такое приближение является хорошим, и ф-лой, обратной ф-ле (3a), с успехом пользуются для определения параметров распределения плотности заряда в ядре. При рассеянии электрона высокой энергии на нуклоне пренебрегать релятивистскими эффектами нельзя, и ф-лы (3a), (3b) имеют смысл только в спец. лоренцовых системах координат, напр. в системе центра масс. Поэтому связь ф-ций $\rho_{EN}(r)$ и $\rho_{MN}(r)$ с реальными распределениями в нуклоне совершенно не ясна. Если в процессе рассеяния электрона нуклоном квадрат передаваемого импульса мал, то можно ограничиться двумя первыми членами разложения ф-ций $G_{EN}(q^2)$ и $G_{MN}(q^2)$ по q^2 в точке $q^2 = 0$. Соответствующие разложения форм-факторов протона (p) и нейтрона (n) имеют след. вид:

$$\begin{aligned} G_{Ep}(q^2) &= 1 + 1/6q^2 \langle r_{ep}^2 \rangle + \dots; \\ G_{En}(q^2) &= 1/6q^2 \langle r_{en}^2 \rangle + \dots; \\ G_{Mp}(q^2) &= \mu_p (1 + 1/6q^2 \langle r_{mp}^2 \rangle + \dots); \\ G_{Mn}(q^2) &= \mu_n (1 + 1/6q^2 \langle r_{mn}^2 \rangle + \dots). \end{aligned} \quad (4)$$

Величины $\langle r_{en}^2 \rangle$ и $\langle r_{mn}^2 \rangle$ наз. среднеквадратичными радиусами распределения заряда и магн. момента в нуклоне; μ_p и μ_n — магн. моменты протона и нейтрона, выраженные в ядерных магнетонах. Т. о., при малых энергиях E падающего электрона, когда длина волны электрона $\sim \hbar/m_{\pi}c$, процесс рассеяния не чувствителен к деталям структуры и определяется полным зарядом e_N , магн. моментом μ_N и эффективными размерами нуклона. Следовательно, чтобы изучить экспериментально поведение форм-факторов нуклона в широкой области передаваемых импульсов, необходимо иметь пучки электронов с энергией $E > m_{\pi}c^2 \approx 140$ Мэв.

Интерпретация экспериментальных данных на основе ф-лы (1) из-за отсутствия нейтронных мишеней возможна только для процесса рассеяния электронов на протонах. Информацию о поведении форм-факторов нейтрона при больших передаваемых импульсах получают гл. обр. из данных по неупругому рассеянию электронов на дейтронах $e + d \rightarrow e + p + n$. Принципиальная трудность, с к-рой сталкивается теория рассеяния электронов на дейтронах, — отсутствие решения релятивистской проблемы двух нуклонов. При изучении Э. с. нейтрона в области больших передаваемых импульсов неплохое приближение можно получить, пренебрегая интерференцией амплитуд рассеяния электрона на нейтроне и протоне. Это приближение тем лучше, чем больше передаваемый импульс (т. к. амплитуда интерференционного члена уменьшается вследствие уменьшения фурье-образа дейтронной волновой ф-ции). Интегральное эффективное сечение неупругого рассеяния электронов дейтронами приближенно может быть записано в виде:

$$\int dE_e' \frac{d^2\sigma_d}{dE_e' d\Omega_e'} = \frac{d\sigma_n}{d\Omega_e'} + \frac{d\sigma_p}{d\Omega_e'}, \quad (5)$$

где E_e' и Ω_e' — энергия и телесный угол рассеянного

электрона. Ф-ла (5) верна только для достаточно больших передаваемых импульсов, когда вклад в сечение от рассеяния на нейтроне сравним с вкладом от рассеяния на протоне. Но даже при выполнении этого условия необходимы значит. поправки к ф-ле (5), ограничивающие точность определения форм-фактора нейтрона из анализа экспериментальных данных. Основные поправки следующие: а) кинематич. поправки, обусловленные импульсным распределением нуклонов в дейтроне; б) поправки на взаимодействие нуклонов в конечном состоянии; в) поправки, обусловленные обменными мезонными токами в дейтроне. При этом только поправка а) может быть вычислена без грубых допущений, остальные можно оценить лишь приближенно. Кроме ошибок, связанных с неточностью ф-лы (5), существуют, конечно, и экспериментальные трудности; в частности, к дополнит. ошибкам приводит вычитательная процедура. Поэтому имеющиеся сведения о форм-факторах нейтрона менее полны и точны, чем для протона.

Изучалось также упругое рассеяние электронов на дейтронах. Из данных этих экспериментов может быть получена информация о самой дейтронной системе, если предполагать известной Э. с. нуклонов. Сведения об электромагн. форм-факторе $G_{En}(q^2)$ при малых q^2 , точнее о среднеквадратичном радиусе распределения заряда в нейтроне, были получены из опытов по рассеянию медленных нейтронов на атомах.

Значит. интерес представляет изучение процессов аннигиляции протона с антипротоном (\bar{p}) на пару лептонов, $p + \bar{p} \rightarrow e^- + e^+$, $p + \bar{p} \rightarrow \mu^- + \mu^+$ и упругого рассеяния γ -квантов на нуклонах, $\gamma + N \rightarrow \gamma + N$. Первый процесс позволяет экспериментально исследовать поведение ф-ций $G_{Ep}(q^2)$ и $G_{Mp}(q^2)$ для значений $q^2 > 4M^2$. Кроме того, сравнение форм-факторов при асимптотически больших положит. и отрицат. значениях q^2 имеет принципиальное значение, т. к. может служить проверкой общих положений квантовой теории поля. Второй процесс в принципе позволяет изучать поляризуемость (деформацию) мезонного облака нуклона при различных энергиях налетающего γ -кванта E_{γ} . Интерпретация экспериментальных данных в области энергий E_{γ} ниже мезонного порога ($\hbar k/m_{\pi}c < 1$, где k — волновое число γ -кванта) проста и физически наглядна. В этом случае дифференциальное сечение рассеяния γ -квантов нуклонами записывается в след. форме:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} - k^2 \frac{e^2}{Mc^2} \left[1 - 3 \frac{\hbar k}{Mc} (1 - \cos \vartheta) \right] \times \\ &\times \left[\bar{\alpha} (1 + \cos^2 \vartheta) + 2\bar{\beta} \cos \vartheta \right] + O\left(\left(\frac{\hbar k}{m_{\pi}c}\right)^4\right), \end{aligned} \quad (6)$$

где $d\sigma_0/d\Omega$ — сечение рассеяния на точечном нуклоне, вычисленное с учетом аномального магнитного момента нуклона (ф-ла Поуэла), а $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ — параметры, характеризующие Э. с. нуклона. Т. о., дифференциальное сечение рассеяния γ -квантов на нуклоне, вычисленное с точностью до членов $(\hbar k/m_{\pi}c)^2$, определяется только двумя параметрами, к-рые могут быть найдены из эксперимента. Обычно принято называть $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ электрич. и магнитной поляризуемостями нуклона, хотя в действительности они являются линейными комбинациями различных структурных параметров:

$$\bar{\alpha} = \alpha + 1/3 (e^2/Mc^2) \langle r_{eN}^2 \rangle + \Delta\alpha, \quad \bar{\beta} = \beta + \Delta\beta.$$

Здесь α и β — электрич. и магнитная дипольные поляризуемости нуклона, а $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ не имеют простого аналога (см. *Поляризуемость ядер и элементарных частиц*).

Изучение рассеяния γ -квантов нуклонами вблизи порога фоторождения мезонов и выше также представ-

ляет интерес. В этой области энергий сечение рассеяния имеет ряд качеств, особенностей, связанных, в частности, с образованием в промежуточном состоянии возбужденного нуклона (изобары). Зависимость дифференциального сечения рассеяния γ -квантов протонами от энергии E_γ прослежена вплоть до $E_\gamma = 800$ Мэв. Однако интерпретация экспериментальных данных в этой области энергий в терминах структурных параметров или форм-факторов существенно усложняется, т. к. в общем случае дифференциальное сечение рассеяния γ -квантов частицей со спином

мишени с жидким водородом или жидким дейтерием. При работе с циклич. ускорителями мишени обычно помещают в ускорит. камеру; это позволяет, в частности, использовать многократное прохождение электронов через мишень. В корнельском синхротроне мишень из полиэтилена (цепочки CH_2 или CD_2) размещалась в одной из прямых секций ускорителя. На рис.2 изображена схема установки для изучения рассеяния электронов на нейтронах. В пучок электронов помещалась мишень, содержащая дейтерий, а регистрирующая аппаратура (электронный спектрометр, счетчик электронов и нейтронный детектор) отбирала e^- и n совпадения. Схемы совпадений позволяют избежать не только вычитат. процедуры [см. ф-лу (5)], но и избавиться в значит. степени от фона π -мезонов, к-рый увеличивается с ростом энергии падающих электронов.

Опыты по рассеянию малоэнергичных γ -квантов проводились на 265 Мэв синхротроне ФИАН при макс. энергии спектра тормозного излучения 75 Мэв, т. е. в области энергий значительно ниже порога фоторождения π -мезонов. При таких энергиях можно ограничиться регистрацией лишь рассеянного γ -кванта. Жидководородная мишень достаточно больших размеров обеспечивала скорость счета от γ -рассеяния $\sim 0,5-1$ имп/мин. Детектором γ -квантов служили телескопы из четырех *сцинтилляционных счетчиков*. Высокий энергетич. порог регистрации телескопа (35 Мэв) полностью исключал возможность регистрации под большими углами γ -квантов, рассеянных на электронах.

Экспериментальные данные. Поведение электрического и магнитного форм-факторов протона известно в широкой области передаваемых импульсов (рис. 3). В пределах ошибок во всей исследованной области q^2 экспериментальные данные совместимы с соотношением

$$G_{EP}(q^2) = G_{MP}(q^2)/\mu_p. \quad (7)$$

Начиная с $-q^2 > 60 f^{-2}$ (где $f = 10^{-13}$ см), поведение форм-факторов аппроксимируется ϕ -цией const/q^2 . Анализ экспериментальных данных, полученных в Ор-

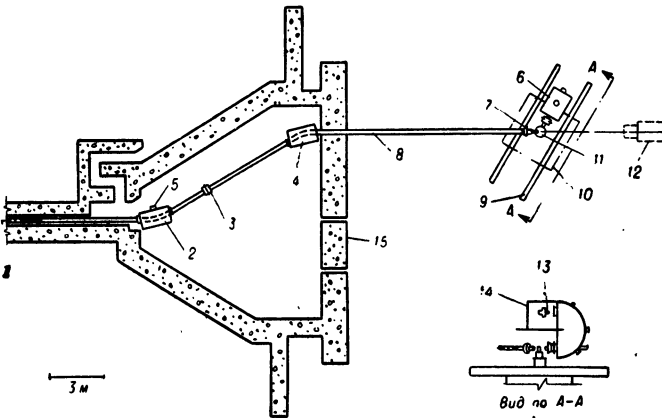


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для проведения опытов по рассеянию электронов: 1 — пучок; 2 — отклоняющий магнит; 3 — щель для выделения электронов с определенной энергией; 4 — фокусирующий магнит; 5 — магнитный пробник; 6 — магнит; 7 — вторичный электронный монитор; 8 — вакуумная трубка; 9 — направляющие орудийного лафета; 10 — платформа защитного колпака; 11 — мишень; 12 — цилиндр Фарадея; 13 — детектор; 14 — защитный колпак, 15 — бетонная стена.

$1/2$ определяется шестью неизвестными ϕ -циями, связь к-рых с классич. структурными характеристиками частицы еще недостаточно выяснена.

Методика измерений и аппаратура. Принципиальная схема опытов по исследованию e^- и n -рассеяния: пучок электронов высокой энергии от электронного ускорителя направляется на мишень, содержащую исследуемое вещество, и рассеянные электроны регистрируются детекторами. Первые эксперименты по изучению Э. с. нуклонов были выполнены Р. Хофштадтером и его сотрудниками в Стэнфорде (США).

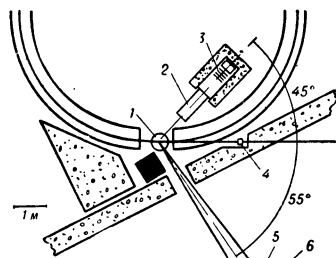


Рис. 2. Типичная схема установки в опытах по рассеянию электронов на дейтерии с регистрацией e^- и n совпадений: 1 — мишень CD_2 ; 2 — электронный спектрометр; 3 — электронные счетчики; 4 — квантометр тормозного излучения; 5 — свинцовая защита; 6 — нейтронный детектор; 7 — световод.

Электрон, рассеянный на заданный угол, попал в магнитный спектрометр (выделяющий электроны, претерпевшие чисто упругое рассеяние) и далее в регистрирующее устройство. В первых опытах мишенью служили сигарообразные тонкостенные сосуды с газообразным водородом или дейтерием под большим давлением. В последующих опытах применялись тонкостенные

исследуемое вещество, и рассеянные электроны регистрируются детекторами. Первые эксперименты по изучению Э. с. нуклонов были выполнены Р. Хофштадтером и его сотрудниками в Стэнфорде (США). Пучок электронов с энергией до 550 Мэв от линейного ускорителя после двойного отклонения ударял в мишень (рис. 1). Цель двойного отклонения — получение моноэнергетического, свободного от γ -квантов пучка электронов.

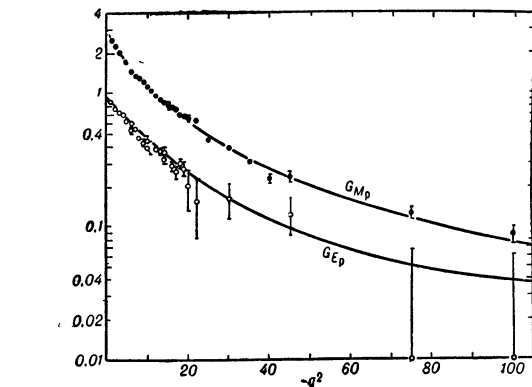
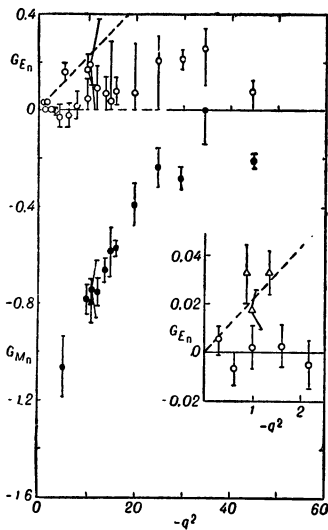


Рис. 3. Экспериментальные данные по электрическому $G_{EP}(q^2)$ и магнитному $G_{MP}(q^2)$ форм-факторам протона. По оси абсцисс отложена величина квадрата передаваемого импульса — q^2 в единицах f^{-2} (10^{26} см $^{-2}$), а по оси ординат — значение форм-фактора в логарифмич. масштабе.

сее (Франция) при относительно малых энергиях налетающих электронов (< 250 Мэв), дал след. значения среднеквадратичных радиусов протона:

$$\sqrt{\langle r_e^2 \rangle} = \sqrt{\langle r_m^2 \rangle} = (0,82 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Сводные данные по форм-факторам $G_{En}(q^2)$ и $G_{Mn}(q^2)$ нейтрона приведены на рис. 4. Если отнормировать магнитный форм-фактор нейтрона $G_{Mn}(q^2)$ при $q^2 = 0$



к единице, то его поведение в пределах ошибок совпадает с поведением электрич. форм-фактора протона $G_{Ep}(q^2)$. Электрич. форм-фактор нейтрона $G_{En}(q^2)$ в пределах ошибок во всей исследуемой области передаваемых импульсов, за исключением значений $-q^2 < 2f^2$, равен нулю. В области малых q^2 существует трудность со сшиванием данных по $G_{En}(q^2)$, полученных

Рис. 4. Экспериментальные данные по электрич. $G_{En}(q^2)$ и магн. $G_{Mn}(q^2)$ форм-факторам нейтрона в зависимости от величины квадрата передаваемого импульса $-q^2$ в единицах f^2 (10^{28} см^{-2}). Пунктирная линия показывает поведение $G_{En}(q^2)$ при малых q^2 , определенное из данных по рассеянию тепловых нейтронов электронами атомной оболочки.

мого импульса $-q^2$ в единицах f^2 (10^{28} см^{-2}). Пунктирная линия показывает поведение $G_{En}(q^2)$ при малых q^2 , определенное из данных по рассеянию тепловых нейтронов электронами атомной оболочки.

на основе ed -рассеяния: $G_{En}(q^2) = 0,00 \pm 0,01$ для $0,3f^2 \leq -q^2 \leq 2,2f^2$, с данными, полученными путем анализа рассеяния тепловых нейтронов электронами атомной оболочки $\left. \frac{dG_{En}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} = - (0,021 \pm \pm 0,001)f^2$. Причина расхождения еще не выяснена.

Анализ экспериментальных данных по рассеянию γ -квантов протонами дал след. значения $\bar{\alpha}_p$ и $\bar{\beta}_p$ [см. ф-лу (6)]:

$$\bar{\alpha}_p = (12,3 \pm 4) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3, \quad \bar{\beta}_p = (2 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3.$$

Расчеты нуклонных форм-факторов. Большинство попыток теоретически осмыслить экспериментальные данные по форм-факторам нуклонов основывалось на методе дисперсионных соотношений.

Предполагая, что ф-ция $G(z)$ является аналитической в верхней замкнутой полуплоскости значений $z = q^2$, за исключением разреза вдоль положительной действит. полуоси для области $z \geq 4m_p^2$, и что при $z \rightarrow \infty$ ф-ция $G(z)/z \rightarrow 0$ повсюду в верхней полуплоскости, можно вывести след. соотношение:

$$G(z) = G(0) + \frac{z}{\pi} \int_{4m_p^2}^{\infty} \frac{\text{Im } G(z')}{z'(z' - z - ie)} dz'. \quad (8)$$

Пока нет строгих доказательств ни одного из сделанных предположений, однако можно показать, что они верны в любом

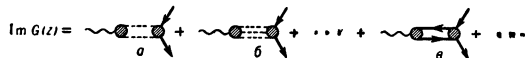


Рис. 5. Диаграммы, представляющие вклад различных промежуточных состояний в мнимые части нуклонных форм-факторов: а, б, в — вклады двухпионного, трехпионного, и нуклон-антинуклонного состояний соответственно. Волнистая линия — фотонная, пунктирная — мезонная, сплошная — нуклонная; заштрихованная область на диаграммах соответствует учету всех взаимодействий, приводящих к образованию или уничтожению любого из рассматриваемых промежуточных состояний.

порядке теории возмущений. Мнимая часть форм-фактора $G(z)$ для времениподобных (см. *Времяподобный вектор*) значений $q^2 = z > 4m_p^2$ может быть представлена графически в виде символич. ряда, каждый член к-рого соответ-

ствует переходу виртуального γ -кванта (являющегося переносчиком электромагнитного взаимодействия между электроном и нуклоном) в нуклон-антинуклонную пару через одно из след. промежуточных состояний: $2\pi, 3\pi, \dots, NN, \dots$ (рис. 5). [В случае времениподобных значений $q^2, z = q^2$ есть квадрат 4-импульса системы, находящейся в одном из промежуточных состояний]. Если π -мезоны взаимодействуют между собой резонансным образом, то естественно предположить, что основной вклад в интеграл в ф-ле (8) дает область интегрирования, близкая к резонансному значению z_R . Несмотря на нек-рый успех расчетов форм-факторов, основанных на резонансной аппроксимации мнимой части $G(z)$ (на этом пути было получено первое серьезное указание на резонансный характер $\pi\pi$ -взаимодействия), количеств. теории форм-факторов нет даже для области сравнительно малых значений $-q^2 \leq 50f^2$. Интересные теоретич. результаты были получены на основе различных обобщений группы унитарной симметрии SU_3 сильных взаимодействий; в частности, получены соотношения для форм-факторов нуклонов:

$$G_{Mp}(q^2)/\mu_p = G_{Mn}(q^2)/\mu_n = G_{Ep}(q^2); \quad G_{En}(q^2) = 0, \quad (9)$$

к-рые были сначала установлены экспериментально и долгое время не имели теоретич. объяснения. Однако соотношение (9), как следует из эксперимента, справедливы в более широкой области изменений q^2 по сравнению с той областью изменений, на к-рую может претендовать существующая теория.

Электромагнитная структура электрона, мюона и π^\pm -мезона. При интерпретации экспериментальных данных по рассеянию электронов, мюонов и γ -квантов нуклонами, фоторождению мезонов и электророждению мезонов, сблигам уровней в атомах и μ -мезоатомах обычно предполагают, что электроны, мюоны и γ -кванты подчиняются ур-ниям *квантовой электродинамики*, т. е. не имеют никакой др. структуры, кроме структуры, возникающей при учете высших приближений по $e^2/\hbar c$ в теории возмущений. Основанием для такого предположения являются отриц. результаты экспериментов, специально поставленных с целью обнаружения отклонений от законов квантовой электродинамики. Ожидается, что такие отклонения могут наблюдаться, если электрону (мюону) в процессах, обусловленных электромагнитным взаимодействием с др. частицами, передается большой импульс, что соответствует взаимодействию частиц на малых расстояниях. В таблице приведены наименьшие из достигнутых в различных экспериментах величины эффективных расстояний Λ , для к-рых ур-ния квантовой электродинамики еще выполняются в пределах существующей точности эксперимента.

Процесс	Λ
Рождение электронно-позитронных пар	$9 \cdot 10^{-14} \text{ см}$
Аннигиляция позитрона с электроном	$1,9 \cdot 10^{-13} \text{ см}$
Измерение аномального магнитного момента мюона	$2 \cdot 10^{-14} \text{ см}$
Рождение мюонных пар	$2 \cdot 10^{-14} \text{ см}$
Рассеяние мюонов протонами	$2,7 \cdot 10^{-14} \text{ см}$

Т. о., вплоть до расстояний $\Lambda = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}$ никаких отклонений от законов квантовой электродинамики обнаружено не было. Проектируемые опыты со встречными электронными и электрон-позитронными пучками позволят проверить квантовую электродинамику до расстояний $\Lambda = 10^{-15} - 10^{-16} \text{ см}$. Сведения об Э. с. π^\pm -мезонов могли бы быть получены, в принципе, из данных по электророждению π^\pm -мезонов на протонах, $e^- + p \rightarrow \pi^+ + n + e^-$, и рассеянию высокоэнергичных π^\pm -мезонов на электронах атомной оболочки атомов мишени. Полученные экспериментальные данные о первом процессе пока не позволяют извлечь сведения о форм-факторе π^\pm -мезона. Анализ экспериментальных данных по рассеянию π -мезонов с энергией 16 Бэв на электронах дал верхнюю границу для среднеквадратичного радиуса распределения заряда в π -мезоне $\sqrt{\langle r_{\pi}^2 \rangle} \leq 4,5f$.

Лит.: 1) И в а н е н к о Д., С о к о л о в А., Классическая теория поля. (Новые проблемы), М.—Л., 1949; 2) Электро-

магнитная структура ядер и нуклонов. Сб. ст., пер. с англ., М., 1958; 3) Д р е л л С. Д., З а х а р и а з е н Ф., Электромагнитная структура нуклонов, пер. с англ., М., 1962; 4) Вопросы физики элементарных частиц, под ред. А. И. Алиханяна, [т. 1—4], Ереван, 1962—64; 5) W i l s o n R. R., L e v i n g e r J. S., «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1964, v. 14, p. 135. В. А. Петрунькин.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕТА —

теория, рассматривающая свет как *электромагнитные волны*. Подробнее см. *Свет*.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ —

взаимодействие, осуществляемое посредством электромагнитного поля. С Э. в. связаны такие процессы, как фотон-фотонное рассеяние, взаимодействие фотонов с частицами, имеющими электрич. заряды или магнитные моменты, распады с испусканием фотонов, процессы *фоторождения мезонов* и мн. другие. Взаимодействие фотонов с зарядами или магнитными моментами *лептонов, мезонов и барионов* обуславливает Э. в. этих частиц между собой. Если силы, вызванные такими взаимодействиями, — притягивающие, то две или более частиц могут образовывать *связанные состояния*. Это обстоятельство играет фундаментальную роль в явлениях макромира, т. к. хим. строение любого вещества, его агрегатное состояние, механич. свойства и т. п. определяются квантовомеханич. эффектами в электромагнитных силах, действующих между ядрами и электронами атомов и молекул этого вещества.

Э. в. — наиболее хорошо изученный класс взаимодействий. Теоретико-полевая трактовка Э. в. (*квантовая электродинамика*) достигла больших успехов и послужила образцом при построении совр. *квантовой теории поля*. Расчетный аппарат *возмущений теории*, использующий малость константы $\alpha = e^2/\hbar c$ (где e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , c — скорость света), к-рая определяет «силу» Э. в., приводит к результатам, согласующимся с экспериментом с очень высокой степенью точности (напр., расхождение теоретич. и экспериментальных значений для магнитных моментов электрона и *мюона* $< 10^{-8}$). Это позволяет с успехом пользоваться Э. в. для изучения различных явлений микромира, и, в частности, производить исследование неизвестных структур на основе электродинамич. законов (см. *Атомный фактор, Электромагнитная структура элементарных частиц*). Так, напр., атомное ядро было открыто при анализе с помощью законов Э. в. опытных данных по рассеянию α -частиц атомами различных веществ.

Среди др. классов взаимодействий Э. в. занимает промежуточное положение как по силе [относит. сила для *сильного взаимодействия*, Э. в., *слабого взаимодействия* и гравитационного взаимодействия (см. *Тяготение*)] по порядку величины дается отношениями $1 : 10^{-2} : 10^{-12} : 10^{-39}$, так и по числу законов сохранения: в процессах, обусловленных Э. в., имеют место законы сохранения энергии, импульса, момента количества движения, электрич. заряда, *барионного заряда, лептонного заряда*; кроме того, в отличие от слабого взаимодействия, Э. в. сохраняет *странность*, пространственную, зарядовую и *G-четность* (см. *Четность*) [справедливость законов сохранения зарядовой и *G-четности* пока еще нуждается в детальной экспериментальной проверке], но нарушает свойственное сильным взаимодействиям сохранение *изотопической спина*. Э. в., нарушающие *унитарную симметрию SU₃*, сохраняют подгруппу *SU₂*, для к-рой электрич. заряд является инвариантом. Отсюда следует ряд важных соотношений между массами частиц, напр.:

$$m_n - m_p + m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma^-} + m_{\Xi^0} - m_{\Xi^-} = 0,$$

а также (в пренебрежении нарушением группы *SU₃* для сильных взаимодействий) между магнитными

моментами:

$$\mu_{\Lambda} = -\mu_{\Sigma^0} = 1/2\mu_n, \quad \mu_{\Sigma^+} = \mu_p, \quad \mu_{\Xi^0} = \mu_n,$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Xi^-} = -(\mu_p + \mu_n)$$

и матричными элементами различных процессов:

$$\langle \rho^+ | \pi^+ \gamma \rangle = -1/2 \langle K^* | K^0 \gamma \rangle,$$

$$\langle \eta | 2\gamma \rangle = (-1/\sqrt{3}) \langle \pi^0 | 2\gamma \rangle \text{ и др.}$$

Кроме того, нек-рые процессы оказываются запрещенными, напр. $\Upsilon_1^- \rightarrow \Sigma^- + \gamma$, $\Xi^{*-} \rightarrow \Xi^- + \gamma$ и др.

Лит.: 1) А х и з е р А. И., Б е р е с т е ц к и й В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959; 2) Ш в е б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, [пер. с англ.], М., 1963; 3) Б а л д и н А. М., Электромагнитные взаимодействия. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964. В. А. Царев.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР —

см. *Гамма-лучи*.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ — поле, посред-

ством к-рого осуществляется взаимодействие электрически заряженных частиц; наряду с гравитационным является примером *поля физического*, известного еще в классич. физике. Э. п. как материальный объект может быть охарактеризовано непрерывными полевыми ф-циями — напряженностями электрического и магнитного полей *E* и *H* или потенциалом $A_k(x)$, являющимся 4-вектором. Однако наблюдаемыми на опыте величинами оказываются не компоненты A_k , а компоненты *E* и *H*, к-рые могут быть объединены в 4-тензор Э. п.

$$F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k}, \quad (1)$$

$i, k = 0, 1, 2, 3$, причем $E_\alpha = F_{\alpha 0}$ ($\alpha = 1, 2, 3$), $H_1 = F_{23}$, $H_2 = F_{31}$, $H_3 = F_{12}$.

Частные примеры Э. п. — чисто электрическое и чисто магнитное поля, понятие о к-рых было впервые введено М. Фарадеем для случаев, когда источники полей — заряды и постоянные магниты — неподвижны. Однако даже постоянное в нек-рой неподвижной системе координат электрическое (магнитное) поле в движущейся системе координат не является чисто электрическим (магнитным). Кроме того, изменение электрического и магнитного полей порождает в соседних точках пространства соответственно магнитное и электрич. поле, так что эти поля следует рассматривать в виде единого Э. п., что и отражено в использовании A_k и F_{ik} .

Э. п. в пустоте описывается *Лоренца — Максвелла уравнениями*. Их частным решением являются электромагнитные волны в пустоте (свободное Э. п.), существующие в отсутствие зарядов. В линейности этих ур-ний находит свое отражение важное свойство Э. п.: оно подчиняется *суперпозиции принципу*, согласно к-рому любая линейная комбинация полей, существующих в природе, также должна быть полем, существующим в природе.

Наиболее простую и симметричную форму ур-ниям Лоренца—Маквелла можно придать с помощью потенциала A_k . Однако конкретные значения A_k для каждого данного поля могут быть различны. В частности, ур-ния поля и наблюдаемые величины оказываются инвариантными относительно *калибровочного преобразования* 2-го рода

$$A_k \rightarrow A'_k = A_k + \frac{\partial f}{\partial x_k}, \quad (2)$$

где f — произвольная ф-ция. Неоднозначностью в определении A_k пользуются для того, чтобы выбрать A_k в соответствии с потребностями конкретной задачи. Так, часто A_k подчиняют дополнит. условию Лоренца $\sum_k \partial A_k / \partial x_k = 0$, после чего ур-ние свободного Э. п. для A_k принимает вид:

$$\square A_k = 0. \quad (3)$$

Ур-ние поля (3), а также выражение для энергии и импульса Э. п. можно получить, исходя из лагранжиана для векторного поля с нулевой массой

$$L(x) = -\frac{1}{2} \sum_{m, n} \frac{\partial A_m}{\partial x_n} \frac{\partial A_m}{\partial x_n}. \quad (4)$$

Плотности энергии W и импульса P Э. п. равны:

$$W = (E^2 + H^2)/2, \quad P = [EH] \quad (5)$$

(в системе СИ). Наличие импульса у Э. п. проявляется, в частности, в *давлении света*.

Теория Э. п., основанная на ур-ниях Лоренца—Максвелла (классич. электродинамика), охватывает чрезвычайно широкий круг явлений, включающий как совр. электротехнику и радиотехнику, так и классич. оптику. При этом в материальных средах эти ур-ния приводят к *Максвелла уравнениям* для векторов E , H , $D = f_1(E)$, $B = f_2(H)$, где D и B — векторы индукции электрического и магнитного полей, характеризующие изменение состояния среды под действием Э. п.

Однако классич. теория Э. п. оказывается неприменимой для электромагнитных волн очень высокой частоты, а также очень большой интенсивности. В частности, эта теория оказалась несостоятельной при решении проблем теплового излучения тел, фотоэффекта и излучения света атомами. Указанные проблемы находят свое решение в рамках квантовой теории Э. п. — *квантовой электродинамики*.

К квантовой теории Э. п. можно прийти следующим естеств. путем. Классич. описание Э. п. приводит к чисто волновым представлениям об электромагнетизме. Иногда оказывается удобным рассматривать непрерывную систему — Э. п. — в виде дискретной механич. системы с бесконечно большим числом степеней свободы. В этом случае классич. теорию Э. п. можно строить по аналогии с классич. механикой частиц, причем качеств. отличие Э. п. состоит именно в бесконечности числа степеней свободы. Переход к корпускулярной, точнее к единой корпускулярно-волновой точке зрения осуществляется с помощью процедуры квантования, в к-рой полю сопоставляются дискретные кванты энергии, соответствующие различным степеням свободы поля. При этом кванты Э. п. — фотоны — выступают как частицы с нулевой массой и спином 1 и подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. Нулевая масса и целостность спины фотонов обеспечивают возможность (в соответствующем пределе) классич. описания и макроскопич. проявлений Э. п. — возможность, не существующую для др. квантованных полей.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 3 изд., М., 1960 (Теор. физика, т. 2); Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957; 3) Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; 4) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957.

А. Д. Суханов.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ — возмущения *электромагнитного поля* (взаимно связанных электрического E и магнитного H полей), распространяющиеся в пространстве с конечной скоростью. В свободном пространстве (в вакууме) Э. в. являются поперечными и их скорость распространения $c \approx 3 \times 10^{10}$ см/сек.

Особенности Э. в., законы их возбуждения и распространения полностью описываются *Максвелла уравнениями*. На свойства Э. в. (скорость распространения, поляризацию, интенсивность) существенно влияет среда, в к-рой они распространяются. Э. в. могут испытывать преломление, в реальных средах имеет место дисперсия, вблизи неоднородностей наблюдаются дифракция и др. явления (интерференция, полное внутр. отражение и т. п.), собственные волнам любой природы. Пространств. распределение электромагн.

полей, временные зависимости $E(t)$ и $H(t)$ в распространяющихся Э. в., определяющие тип волн (плоские, сферические и др.), вид поляризации и др. особенности Э. в. задаются, с одной стороны, характером источника излучения и с другой — свойствами пространства, в к-ром они распространяются. В случае однородной и изотропной среды, вдали от зарядов и токов, создающих электромагн. поле, из ур-ний Максвелла следуют волновые ур-ния:

$$\nabla^2 E = \frac{e\mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}; \quad \nabla^2 H = \frac{e\mu}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2},$$

описывающие распространение плоских Э. в. (ϵ и μ — макроскопические электрическая и магнитная проницаемости). Если среда неоднородна или содержит поверхности, на к-рых изменяются ее электрич. либо магн. свойства, либо если в пространстве имеются проводники, то тип возбуждаемых и распространяющихся Э. в. может существенно отличаться от плоской линейно-поляризованной волны. Могут существовать Э. в., распространяющиеся вдоль направляющих поверхностей (поверхности в о л н ы), волны в передающих линиях (см. *Длинные линии*) или в полостях, образованных хорошо проводящими стенками (см. *Волновод*), и др.

Характер изменения во времени $E(t)$ и $H(t)$ определяется законом изменения тока $I(t)$ и зарядов $e(t)$, возбуждающих волны. Форма волны в общем случае не следует $I(t)$ или $e(t)$. Она в точности повторяет форму тока только в случае, если $I = I_0 \sin \omega t$ и Э. в. распространяются в линейной среде (электрич. и магн. свойства к-рой не зависят от E и H). Гармонич. Э. в. являются важным практич. случаем. Кроме того, т. к. гармонич. анализ позволяет волну любой формы представить в виде суммы гармонич. составляющих, то для линейных сред, для к-рых справедлив принцип суперпозиции, все задачи излучения, распространения и поглощения Э. в. произвольной формы сводятся к решению задач для гармонич. Э. в.

Простейший случай возбуждения и распространения Э. в. — возбуждение Э. в. в однородном изотропном пространстве с помощью диполя Герца [отрезка провода длиной $l \ll \lambda$ (λ — длина волны), по к-рому протекает ток $I = I_0 \sin \omega t$, см. *Герца вибратор*]. На расстоянии от диполя, много большем λ , когда быстро затухающие поля индукции практически отсутствуют, образуется о л н о в а з о н а или з о н а и з л у ч е н и я, где распространяются сферич. Э. в. (см. *Излучение радиоволн*). Они поперечные и линейно поляризованы. В случае анизотропии пространства могут возникнуть изменения поляризации (см. *Поляризация радиоволн*, *Поляризация света*).

В изотропном пространстве скорость распространения гармонич. Э. в., т. е. ф а з о в а я с к о р о с т ь $v = c/\sqrt{\mu\epsilon}$. При наличии дисперсии скорость переноса энергии u (г р у п п о в а я с к о р о с т ь) может отличаться от v . Так, напр., в прямоугольном волноводе для одного из простейших типов волн $v = c/\sqrt{1 - \omega_{кр}^2/\omega^2}$, где $\omega_{кр}$ — критич. частота волновода и $\omega > \omega_{кр}$. Отсюда следует, что $v > c$ и, следовательно, $u = c\sqrt{1 - \omega_{кр}^2/\omega^2} < c$. В этом случае $vu = c^2$.

Плотность потока энергии, переносимой Э. в., может быть рассчитана (в векторной форме) по теореме Умова—Пойнтинга (см. *Пойнтинга вектор*): $S = (c/4\pi) [EH]$. Т. к. в Э. в. в изотропной среде векторы E , H и волновой вектор k образуют правинтовую систему, то S совпадает с направлением распространения Э. в. В анизотропной среде (в том числе вблизи не идеально проводящих поверхностей) S может не совпадать с направлением распространения

Э. в., напр. Э. в., переносящие энергию электрич. тока и распространяющиеся вдоль проводов, несущих переменный ток, при наличии потерь имеют компоненту S , направленную нормально к поверхности проводов и соответствующую той доле переносимой энергии, к-рая поглощается сопротивлением проводов и рассеивается за счет нагрева материала проводников.

При распространении Э. в. в нелинейной среде (ϵ и μ зависят от E и H) форма Э. в. при распространении изменяется. Если дисперсия мала, то по мере распространения Э. в. они обогащаются высшими гармониками и их форма постепенно искажается. Напр., после прохождения синусоидальной Э. в. характерного пути (величина к-рого определяется степенью нелинейности среды) формируется ударная Э. в. (см. Ударная волна), характеризующаяся резкими изменениями величин E и H (разрывы) с их последующим плавным возвращением к первоначальным величинам. Ударная Э. в. дальше распространяется без существ. изменения формы; сглаживание резких изменений обусловлено гл. обр. затуханием. Т. к. большинство нелинейных сред, в к-рых Э. в. распространяются без сильного поглощения, обладает значит. дисперсией, препятствующей образованию ударных Э. в., то последнее возможно лишь в диапазоне λ от неск. см до длинных волн.

При наличии дисперсии в нелинейной среде возникающие в среде высшие гармоники распространяются с различной скоростью и существенного искажения формы исходной волны не происходит. Образование интенсивных гармоник и взаимодействие их с исходной волной может иметь место лишь при спец. подобранных законах дисперсии. Описанные эффекты экспериментально наблюдаются в диапазонах самых коротких радиоволн и в оптич. диапазоне, где с появлением квантовых оптических генераторов возможно получение когерентного излучения с интенсивностями, вызывающими существенные нелинейные эффекты.

Э. в. различных диапазонов λ характеризуются различными особенностями (способы возбуждения, прием и регистрация, взаимодействие с веществом и т. п.). Различают радиоволны, световые волны (видимая, инфракрасная и ультрафиолетовая части спектра), рентгеновское излучение и γ -излучение (см. табл.). Наибольшие различия в свойствах Э. в. различных диапазонов возникают при взаимодействиях Э. в. с веществом. Процессы излучения и поглощения Э. в. от самых длинных волн до инфракрасных достаточно полно описываются соотношениями электродинамики и электронной теории. На более высоких частотах доминируют процессы, имеющие существенно квантовую природу.

ласти (инфракрасный и микрометровый диапазоны) могут иметь место процессы, приводящие к использованию комбинаций методов радиотехники с чисто оптическими, а при теоретич. описании требуют одновременного учета и квантовых свойств (в процессах возбуждения и поглощения Э. в. молекулами и атомами) и электродинамич. подхода (распространение, преобразование, усиление и регенерация). С помощью радиоустройств можно принимать Э. в., испускаемые атомами и молекулами, а Э. в., создаваемые радиотехнич. устройствами, могут избирательно поглощаться атомами и молекулами, вызывая различные вторичные микроскопич. явления.

Лит.: 1) Тамм И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957; 2) Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; 3) Борн М., Оптика, пер. с нем., Харьков — Киев, 1937; 4) Страттон Д. А., Теория электромагнетизма, пер. [с англ.], М.—Л., 1948; 5) Ахманов С. А., Хохлов Р. К., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964. В. В. Мигулин.

ЭЛЕКТРОМАШИННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ (усилитель электрич. мощности) — генератор постоянного тока спец. устройства, у к-рого небольшое изменение мощности возбуждения (входная мощность) вызывает значит. изменение мощности на выходе генератора за счет первичного двигателя.

ЭЛЕКТРОМЕТР ЛАМПОВЫЙ — электронное устройство для измерения малых и медленно меняющихся во времени электрич. сигналов, напр. постоянных токов $\sim 10^{15}$ — 10^{17} а. Чувствительный зеркальный гальванометр позволяет непосредственно измерять ток до 10^{-12} а. Косвенное измерение малых токов по определению падения напряжения на высокоомном сопротивлении R с помощью электрометра отличается большой инерционностью, напр. для измерения тока $\sim 10^{-14}$ а требуется $R \sim 10^{14}$ ом, при к-ром постоянная времени измерит. цепи $\tau \sim 50$ мин (см. Электростатическая измерительная система).

В Э. л. падение напряжения на высокоомном входном сопротивлении $R_{вх}$ усиливается, что позволяет пользоваться сравнительно грубыми измерит. приборами, а также уменьшить величину высокоомного сопротивления до 10^{10} — 10^{11} ом. При этом постоянная времени входной цепи $\tau \leq 1$ сек. Иногда в Э. л. измеряется количество электричества или напряжение на зажимах конденсатора, заряжаемого исследуемым током $I = CV/t_n$ (это справедливо при $t_n \ll R_y C$, где R_y — сопротивление утечки, t_n — время наблюдения).

Э. л. представляет собой усилитель постоянного тока, входная ступень к-рого работает на электрометрической лампе с малым сеточным током (до 10^{-15} а). При этом чувствительность Э. л. ограничена не величи-

Диапазоны	Радиоволны	Световые волны			Рентгеновские лучи	γ -излучение
		инфракрасные ИК	видимый свет	ультрафиолетовые УФ		
Длины волн λ в см	$3 \cdot 10^3$ — $5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$ — $8 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$ — 10^{-7}	см	$2 \cdot 10^{-7}$ — $6 \cdot 10^{-10}$	10^8 — 10^{11}
Частота f в сц	10^3 — $6 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{11}$ — $3,75 \cdot 10^{14}$	$7,5 \cdot 10^{14}$ — $3 \cdot 10^{17}$		$1,5 \cdot 10^{17}$ — $5 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{18}$ — $3 \cdot 10^{11}$
Источники. Основные методы возбуждения	Переменные токи в проводниках и электронных потоках	Излучение быстрых заряженных частиц. Атомные процессы, возбуждаемые тепловыми и электрич. воздействиями			Атомные процессы при воздействии электронов и ядерных частиц	Ядерные процессы

В оптич. диапазоне и тем более в диапазоне рентгеновских и γ -лучей излучение и поглощение Э. в. могут быть описаны только на основе представлений о дискретности этих процессов. В пограничной об-

ной $R_{вх}$, а флуктуациями и смещением (дрейфом) нулевого отсчета. В простейшем одноламповом Э. л. на электрометрич. *тетроде* (рис. 1) высокая стабильность нуля достигается спец. режимом лампы, при

к-ром изменение анодного тока I_a и тока экранной сетки I_s при небольших изменениях напряжения источника питания и эмиссии катода компенсируют друг друга. При изменении измеряемого тока изменяется напряжение на управляющей сетке, что приводит к изменению I_a ; показания гальванометра пропорциональны (в некоторых пределах) ΔI_a . Такой Э. л. позволяет измерять токи $\sim 10^{-14}$ — 10^{-15} а при чувствительности гальванометра $\sim 10^{-8}$ и времени измерения ~ 1 сек.

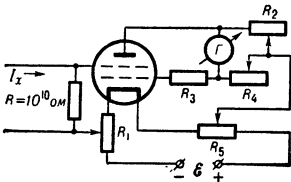


Рис. 1. Мостовая схема лампового электрометра на одном электрометрич. тетроде.

Разновидности приведенной схемы (схемы Дюбриджа и Барта) имеют $R_{вх} \sim 10^{10}$ — 10^{11} ом, чувствительность 10^{-14} — 10^{-15} а и время отсчета ~ 1 сек.

В многоступенных Э. л. входная ступень является мостовой схемой (рис. 2). Изменения выходного напряжения входной ступени практически отсутствуют при небольших изменениях питающего напряжения. Этот оптимальный режим находится обычно экспериментально регулировкой анодного и накального напряжений. Увеличения чувствительности таких Э. л. достигают также увеличением $R_{вх}$ входной

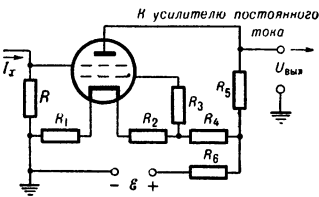


Рис. 2. Входная ступень многоступенного лампового электрометра.

цепи, уменьшая τ отрицат. обратной связью. Подобные схемы имеют чувствительность $\sim 10^{-14}$ а при дрейфе нуля 10^{-4} в/ч. Применение балансного мостового Э. л. на двоярном электрометрич. тетроде повышает чувствительность до 10^{-15} а и уменьшает дрейф нуля до 10^{-5} в/ч.

В динамич. Э. л. постоянные сигналы преобразуются в переменные с последующим их усилением. Динамич. Э. л. отличаются высоким $R_{вх}$ и применяются, когда внутр. сопротивление источника сигналов велико. Преобразование постоянного тока в переменный производится конденсатором, емкость к-рого периодически изменяется (напр., вращением одной из его обкладок).

Лит.: Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 3 изд., М.—Л., 1955. А. А. Брандт.

ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКАЯ ЛАМПА — электронная лампа (тетрод или триод) с малым сеточным током и большим сопротивлением утечки между управляющей сеткой и остальными электродами; применяется в *электрометрах ламповых*, служащих для измерения величины медленно меняющихся во времени электрич. сигналов. Т. к. на входе лампового электрометра включено высокоомное сопротивление $R = 10^{10}$ — 10^{15} ом, то входное сопротивление Э. л. должно быть $R_{вх} \gg R$. Обычные *электронные лампы* не удовлетворяют этому условию, т. к. их сеточные токи $\sim 10^{-8}$ — 10^{-9} а (при сеточном напряжении $U_c \sim 1$ в), что обуславливает $R_{вх} \sim 10^8$ — 10^9 ом. Того же порядка и сопротивление утечки R_y между управляющей сеткой и остальными электродами лампы. Флуктуации сеточного тока также ограничивают величину минимально измеряемого тока и затрудняют его измерение.

Для увеличения R_y выводы сетки располагают в верхней части баллона лампы, сетку укрепляют на кварцевых изоляторах; баллон тщательно очищается,

покрывается снаружи парафином и в нек-рых случаях помещается в вакуумную камеру для защиты от паров H_2O и др. загрязнений. Для устранения фот. электронной эмиссии сетки (см. *Фотоэффект внешний*) Э. л. окружают светонепроницаемым экраном. Для уменьшения *термоэлектронной эмиссии* сетки (при нагревании ее катодом) применяют *катоды окисные* с низкой рабочей темп-рой. Применяемое аномально низкое анодное напряжение Э. л. $U_a \sim 6$ — 7 в (ниже потенциала ионизации остаточного газа) уменьшает ионную компоненту сеточного тока и интенсивность рентгеновского излучения, связанного с торможением электронов у поверхности анода. Понижение U_a вызывает, однако, значит. уменьшение крутизны сеточной характеристики S . Для устранения этого в Э. л. вводится защитная (катодная) сетка, между управляющей сеткой и катодом, на к-рую подается положит. потенциал относительно катода (1—2 в). Наличие этой сетки уменьшает ионный ток с катода и расширяет область пространств. заряда. При этом эффективная поверхность катода и крутизна характеристики S увеличиваются. Для Э. л. $S = 20$ — 300 мка/в, коэфф. усиления $\mu = 1$ — 4 , анодный ток $I_a = 40$ — 500 мка (при смещении на управляющей сетке 3—4 в). Сеточный ток Э. л. $I_c \sim 10^{-15}$ — 10^{-13} а, а $R_{вх} \sim 10^{15}$ ом.

Существующие Э. л. делятся на Э. л. с защитной сеткой — тетроды, в частности двоярные тетроды с общим катодом для балансных электрометрич. усилителей, и триоды (применяемые в мостовых схемах).

В нек-рых случаях Э. л. могут служить *пентоды* типа «жолудь». При этом анидинатронная сетка играет роль управляющей, экранная — защитной, а управляющая поддерживается при положит. потенциале ~ 1 в; напряжение накала $< 6,3$ в (номинал), $I_c = 10^{-13}$ — 10^{-14} а (см. *Желудевые электронные лампы*).

Отечеств. Э. м.: ЭМ-1, ЭМ-2, ЭМ-3 и СИ-2 имеют $I_c \sim 10^{-14}$ а при $S = 40$ — 50 мка (ЭМ) и $S = 300$ мка/в (СИ-2).

Лит.: Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, 3 изд., М., 1955. А. А. Брандт.

ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ — электронное устройство для усиления и измерения слабых электрич. сигналов, медленно изменяющихся во времени (подробнее см. *Электрометр ламповый, Усилители постоянного тока*).

ЭЛЕКТРОМЕТРЫ — приборы для измерения разностей электрич. потенциалов, небольших зарядов, а при учете времени накопления заряда — и для измерения слабых токов (подробнее см. *Электростатическая измерительная система, Вибрационный электрометр, Квадратный электрометр*).

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ АНАЛОГИИ — аналогии в законах движения (колебаний) механич. колебательных систем и электрич. контуров. Основное достоинство Э. и э. а. — возможность применения методов расчета и анализа электрич. колеб. систем при рассмотрении свойств механических и акустич. систем.

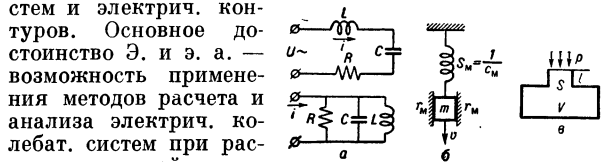


Рис. 1.

Э. и э. а. основаны на сходстве дифференциальных ур-ний, описывающих состояние этих систем. Напр., ур-ния колебаний в последовательном и параллельном одиночных электрич. контурах (рис. 1, а)

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = U(t), \quad C \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{R} + \frac{1}{L} \int U dt = i(t)$$

аналогичны ур-нию колебаний механич. системы с одной степенью свободы (рис. 1, б) (обозначения см. табл.)

$$m \frac{dv}{dt} + r_m v + \frac{1}{C_m} \int v dt = F(t).$$

Подобным же ур-нием описываются колебания в резонаторе акустическом (рис. 1, в). При этом m , r_m и C_m заменяются соответственно на m_a , r_a и C_a (см. табл.).

Электрич. величины	Механич. величины		Акустич. величины
	1-я система	2-я система	
Напряжение (ЭДС) U	Сила F	Скорость v	Звуковое давление p
Ток i	Скорость v	Сила F	Объемная скорость Sv
Индуктивность L	Масса m	Податливость (гибкость) C_m	Акустич. масса $m_a = \rho l/S$
Емкость C	Податливость (гибкость) C_m	Масса m	Акустич. податливость $C_a = V/\rho c^2$
Активное сопротивление R	Сопротивление механич. потерь r_m	Активная механич. проводимость $1/r_m$	Сопротивление акустич. потерь r_a

S — площадь, ρ — плотность среды, c — скорость звука в среде, V — объем.

На основании сопоставления сходных ур-ний составляется таблица соответствия электрических, механических и акустич. аналогов, причем в зависимости от того, ур-ние последовательного или параллельного электрич. контура выбрано для сопоставления, различают первую (прямую) и вторую (инверсную) системы аналогий (см. табл.). При рассмотрении акустич. систем наибольшее распространение получила первая система аналогий.

Э. и э. а. особенно полезны при определении свойств сложных механич. систем с неск. степенями свободы, аналитич. исследование к-рых решением дифференциальных ур-ний движения весьма трудоемко. Такие системы представляют в виде совокупности электрич. контуров и полученную электрич. схему (эквивалентную схему) анализируют приемами электротехники. Метод Э. и э. а. успешно применяется также при синтезе механич.

систем с заданными частотными характеристиками; при этом производится построение механич. аналога электрич. схемы, обладающей нужными свойствами [1]. Способ соединения электрич. аналогов свя-

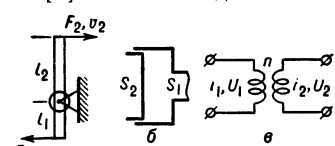


Рис. 2.

занных механич. элементов определяется спец. правилами с учетом выбранной системы аналогий. Так, напр., механич. двухполосники, развивающие одинаковые усилия (соединенные в цепочку), изображаются в 1-й системе аналогий параллельным соединением электрич. аналогов (рис. 2, а), а имеющие одинаковые относит. скорости (соединение в узел) — последовательным (рис. 2, б).

Важными элементами, часто применяемыми при построении схем Э. и э. а., являются устройства, осуществляющие трансформацию обобщенных сил и скоростей и согласование импедансов. В механич. системах — это абс. жесткий и невесомый рычаг, в акустич. — камера с разными площадями входного и выходного отверстий, в электрич. — идеальный трансформатор с коэфф. трансформации, равным отношению плеч рычага $n = l_2/l_1$ или площадей отверстий $n = S_2/S_1$ (рис. 3, а, б, в).

Метод Э. и э. а. широко применяется для расчета электромеханических и электроакустических преобразователей. Он дает возможность построить единую эквивалентную схему преобразователя, на основе к-рой средствами электротехники может быть проведен всесторонний анализ его работы. Хотя метод Э. и э. а. разработан в основном применительно к системам с сосредоточенными параметрами, он может быть распространен и на системы с распределенными параметрами. Существует, напр., аналогия между продольными колебаниями стержней, распространением звуковых волн в трубах акустических и волн в электрич. длинных линиях, основанная на том, что перечисленные процессы описываются ур-ниями, аналогичными телеграфному уравнению.

Лит.: 1) Фурдуй В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; 2) Дрейзен И. Г., Электроакустика и звуковое вещание, М., 1961; 3) Ольсон Г., Динамические аналогии, пер. с англ., М., 1947. Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ЭЛЕКТРОМУЗЫКАЛЬНЫЕ ИНСТРУМЕНТЫ — музыкальные инструменты, в к-рых звуки излучаются громкоговорителем, питаемым от источника электрич. колебаний звуковой частоты. Такими источниками служат генераторы того или иного вида, а также (в адаптированных инструментах, напр. в электрогитаре) электромеханич. преобразователи — адаптеры, связанные с механич. колебательными системами. Разновидность Э. и. — аппарат для синтеза музыкальных фонограмм по занатее составленной программе.

Э. и. бывают: с плавной перестройкой частоты (с т. н. свободной интонацией) и с набором дискретных частот (с т. н. фиксированным строем). В Э. и. со свободной интонацией применяются электронные генераторы с плавно перестраиваемой частотой, обычно в пределах трех октав. Эти инструменты — однопольные, редко двухголосные. На них возможно очень выразительное исполнение мелодии. Основной их недостаток — невысокая стабильность частоты и, что еще более важно, интервалов. Для управления высотой звука служит обычно гриф — линейка, нажим на к-рую в том или ином месте меняет величину электрич. сопротивления. На терменвоксе (первом инструменте этого типа) играют, перемещая руку в воздухе возле его антенны.

В Э. и. с фиксированным строем применяются наряду с электронными генераторы других типов: электромеханические с зубчатыми колесиками или камертонами в поле электромагнитов, фотоэлектрические с вращающимися масками, модулирующими световой луч, и т. п. Для каждого звука имеется отдельный генератор. Иногда независимые генераторы обслуживают только крайнюю нижнюю или верхнюю октаву, а остальные звуки получают умножением или делением частоты на 2. Инструменты с фиксированным строем — обычно клавишные.

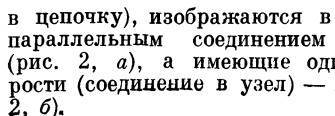


Рис. 3.

Э. и снабжают спец. устройствами для придания звукам музыкальных качеств, таких, как *тембр*, *вибрато*, *мягкая атака* и *затухание* (нерезкие включение и выключение звуков), *легато* (плавный переход от одного звука к другому). Определенность тембров стационарных звуков обеспечивается двумя путями. Первый — соблюдение фиксированных отношений между амплитудами гармонич. обертонов разных номеров. Для этого, напр., выбирают нек-рую форму кривой колебаний, различающуюся для звуков разной высоты только масштабом времени, а для звуков разной силы — масштабом амплитуд. Пользуются также синтезированием тембров, подмешивая к колебаниям основной частоты колебания от других генераторов того же инструмента, соответствующие набору гармонич. обертонов. Другой путь создания тембров — введение резонансных контуров (фильтров), усиливающих обертоны генерируемых колебаний в определенных областях частот (т.н. формантные области). Конструкции инструментов позволяют создавать в каждом из них разнообразие тембры и переключать их по ходу исполнения.

Для имитации вибрации голоса и колебания частоты при игре «вибрато» на смычковых инструментах применяется частотная модуляция с частотой 5—6 *гц*. Управление громкостью чаще всего выводится на педаль. В одноголосных инструментах педалью пользуются также для смягчения резких включений и выключений звуков, иногда сопровождающихся щелчками. В нек-рых инструментах предусматриваются спец. устройства для формирования переходных процессов: в одних случаях управляют амплитудой непрерывно генерируемых стационарных колебаний при подключении генератора к выходному тракту, в других — включение генератора производится в момент звукоизвлечения, и переходный процесс задается как свойство самого генератора.

Лит.: 1) Dorf R. H., *Electronic musical instruments*, N. Y., 1954; 2) Корсунский С., Симонов И., *Электромusикальные инструменты*, М.—Л., 1957.

Г. А. Гольдберг.

ЭЛЕКТРОН (e , e^-) — стабильная элементарная частица с электрич. зарядом $e = 1,60210 \cdot 10^{19}$ к = $= 4,80298 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ [1] (принятым за единицу отрицат. количества электричества). Образует электронные оболочки атомов, Э. являются основными структурными единицами материи.

Отношение заряда к массе Э. (e/m) измерялось по его отклонению в электрич. и магнитном полях. Последние результаты измерений e/m и e дают для массы Э. значение [2]

$$m = (0,510976 \pm 0,000007) M_{эв}.$$

Изучение тонкой структуры спектральных линий атомов показало, что спин Э. равен $1/2\hbar$ (\hbar — постоянная Планка, деленная на 2π). Соответственно, Э. подчиняются Ферми — Дирака статистике. Как показал Н. Бор, непосредственное измерение собственного магнитного момента μ_e свободного Э. по его отклонению в неоднородном магнитном поле невозможно в силу соотношения неопределенностей. Поэтому первые измерения μ_e проводились с пучком молекулярного водорода в основном S-состоянии, не обладающим собств. магнитным моментом (магнитный момент атома водорода в этом случае определяется спином Э.), и дали значение $\mu_e \approx \mu_0 = e\hbar/2mc$, где μ_0 — магнетон Бора. Однако измерения сверхтонкой структуры водорода [3] показали, что $\mu_e \neq \mu_0$. Согласно последним измерениям [1],

$$\mu_e = 1,00114535 \mu_0.$$

Пока нет никаких экспериментальных указаний, касающихся структуры Э.

Грубую оценку верхнего предела радиуса Э. можно получить, предположив, что вся его масса электромагнитного происхождения. Тогда

$$r_e < r_0 = e^2/mc^2 = 2,81777 \cdot 10^{-18} \text{ см},$$

r_0 наз. классич. радиусом Э.

При классификации элементарных частиц Э. относят к классу *лептонов*. Как все лептоны, Э. взаимодействуют с др. частицами с помощью только *электромагнитного взаимодействия* и *слабого взаимодействия*. *Античастица* Э. — *позитрон*.

Квантовомеханич. теория релятивистского электрона была создана П. А. М. Дираком [4] (см. *Дирака уравнение*). Отклонение μ_e от μ_0 было объяснено на основе *квантовой электродинамики* [5].

В большинстве источников Э. используются явления *термоэлектронной эмиссии* (напр., в радиолампах), *фотоэлектронной эмиссии* (в *фотоэлементах* и *фотоэлектронных умножителях*) и др. Интенсивные пучки Э., ускоренные до больших энергий (в *синхротронах*, *линейных ускорителях* и др.), — одно из основных средств исследования природы элементарных частиц и атомных ядер.

Регистрация Э. производится обычными методами детектирования заряженных частиц (*пузырьковыми камерами*, *Вильсона камерами*, *искровыми камерами*, *цинтилляционными счетчиками*, *Черенкова счетчиками*, *Гейгера — Мюллера счетчиками* и др.).

Лит.: 1) УФН, 1964, т. 84, вып. 1, с. 191; 2) Crowe K. M., «Nuovo cimento», 1957, v. 5, № 3, p. 541; 3) Lamb W. E., Retherford R. C., «Phys. Rev.», 1947, v. 72, № 3, p. 241; «Phys. Rev.», 1949, v. 75, № 8, p. 1325, 1332; 4) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; 5) Schwinger J., «Phys. Rev.», 1948, v. 73, № 4, p. 416; 1948, v. 74, № 10, p. 1439; 1949, v. 75, № 4, p. 651; 6) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, (пер. с англ.), М., 1956; 7) Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1959.

Б. В. Говорков.

ЭЛЕКТРОНВОЛЬТ (*эв*, eV) — внесистемная единица измерения энергии, широко применяется в атомной физике. 1 эв равен энергии, к-рую приобретает элементарный электрич. заряд (равный заряду электрона), проходя разность потенциалов 1 *вольт*. 1 эв = $1,60207 \cdot 10^{-19}$ Дж. ГОСТ 8033—56 допускает применение кратных единиц: килоэлектронвольт ($kэв$) = 10^3 эв и мегаэлектронвольт ($Mэв$) = 10^6 эв. В современных ускорителях заряженных частиц энергию частиц измеряют в *Бэв* — миллиардах (биллионах) эв. 1 *Бэв* = 10^9 эв.

Г. Д. Бурдун.

ЭЛЕКТРОННАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА (электронные измерительные приборы, сокращ. ЭИП) — приборы, в к-рых применяются *электронные лампы* или *транзисторы*. По сравнению с электромеханич. приборами ЭИП обладают малым собственным потреблением мощности, высокой чувствительностью и широкой номинальной областью частот. ЭИП бывают аналоговыми и цифровыми (см. *Цифровые электроизмерительные приборы*).

Электрич. часть аналоговых ЭИП состоит из электронной схемы и выходного, обычно магнитоэлектрич., прибора, шкала к-рого градуируется в единицах измеряемой величины. Электронная схема преобразует измеряемую электрич. величину в постоянный ток, воздействующий на выходной прибор. В нек-рых ЭИП выходным индикатором служит электроннолучевая трубка. Принцип действия ЭИП определяется видом блоков, образующих его блок-схему, и их взаимодействием. Блоки ЭИП — элементарные схемы, выполняющие ф-ции усиления, детектирования, модуляции и т. д.

Промышленность выпускает электронные *вольтметры*, *частотомеры*, измерит. генераторы, *потенциометры*, приборы для измерения сопротивления, емкости и индуктивности, нулевые индикаторы, *фазо-*

метры, гальванометры, ваттметры, анализаторы гармоник. Исключительно широко в измерит. технике применяются электроннолучевой осциллограф (см. *Осциллограф электроннолучевой*). Общие технич. требования к электронным измерительным приборам см. ГОСТ 9763—61.

В структурные схемы электронных вольтметров (э. в.) входят усилители постоянного или переменного тока (см. *Ламповый усилитель*), блок детектора и выходной индикатор (рис. 1). В многопредельных э. в. имеются также делители напряжения (см. *Ламповый вольтметр*).

Нижний предел измерения э. в. постоянного тока (рис. 1, а) ограничивается дрейфом нуля усилителей постоянного тока и составляет 0,1—1 в. Более чувствит. э. в. постоянного тока выполняются по схеме рис. 1, б. Применяемый в них усилитель переменного тока свободен от дрейфа нуля и при равных условиях может обеспечить больший коэфф. усиления, чем усилитель постоянного тока. Э. в. переменного тока выполняются по одной из структурных

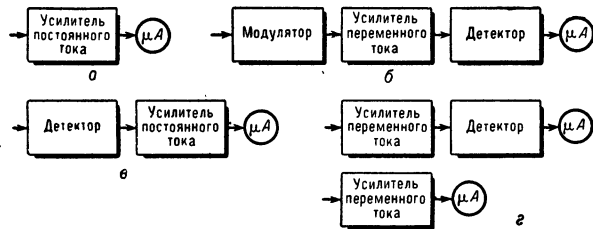


Рис. 1. Структурные схемы электронных вольтметров: а) постоянного тока с микроамперметром $\mu\text{А}$ в качестве выходного прибора; б) постоянного тока, в к-ром измеряемое постоянное напряжение предварительно превращается в переменное (блоком модулятора), а затем усиливается и детектируется; в) переменного тока, в к-ром измеряемое напряжение преобразуется детектором (в широком диапазоне частот) в напряжение постоянного тока, а затем усиливается; г) в 1-й схеме измеряемое переменное напряжение усиливается, а затем детектируется, во 2-й схеме детектор нет и индикатором служит термоэлектрич. миллиамперметр.

схем рис. 1, в и рис. 1, г. Э. в. по схеме рис. 1, в имеют номинальную область частот от 20—40 гц до 400—700 Мгц и нижний предел измерения 0,75—1,5 в. Чувствительные э. в. переменного тока (рис. 1, г) имеют нижний предел измерения 0,5—10 мв и номинальную область частот от 20—40 гц до 0,1—5 Мгц . Согласно ГОСТ 9781—61, электронные вольтметры делятся на семь классов точности: 0,5; 1; 1,5; 2,5; 4,0; 6,0; 10.

Измерительные генераторы (и. г.) в зависимости от формы их выходного напряжения можно разделить на 3 основные группы: синусоидальные, импульсные и шумовые (см. *Ламповый генератор*). И. г. синусоидального напряжения (рис. 2, а) определенной частоты (звуковой, инфранизкой, видео-частоты и др.) применяются как источники напряжения, калиброванного по частоте (а в нек-рых приборах — по глубине модуляции). Диапазон частот составляет 10^{-2} — 10^{10} гц .

На рис. 2, б дана структурная схема одной из разновидностей и. г. — генератора стандартных сигналов. На его выходе получается напряжение высокой частоты f , модулированное по амплитуде напряжением низкой частоты F . Для различных типов генераторов $f \sim 0,05$ —10 000 Мгц , $F \sim 0,05$ —4 кгц . Кроме амплитудной модуляции синусоидальным напряжением в генераторах стандартных сигналов применяется также амплитудная импульсная модуляция и частотная модуляция. И. г. синусоидального напряжения применяются как источники напряжения при испы-

тании, проверке, настройке различной электронной аппаратуры.

И. г. импульсов служат источниками импульсов напряжения прямоугольной (рис. 3) или др. формы, калиброванных по частоте повторения длительности

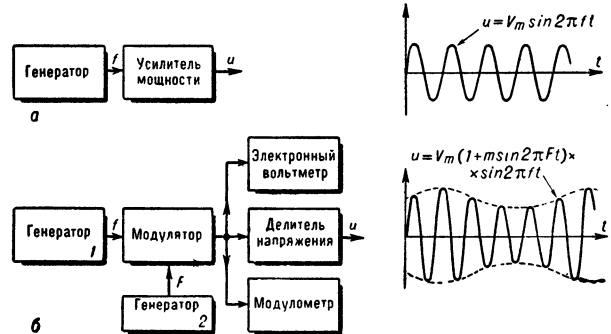


Рис. 2. Структурные схемы измерит. генераторов: а) f — генерируемая частота, u — усиленное переменное напряжение частоты f (выходная мощность усилителя 1—5 вт); б) схема генератора стандартных сигналов-делитель напряжения позволяет получать выходное напряжение от 1 в до 0,1 мкв; напряжение и коэфф. модуляции m измеряют электронным вольтметром и модулятором.

и уровню импульсов. Существуют и. г., дающие на выходе серию парных импульсов, а также генераторы с напряжением треугольной, в частности «пилообразной», формы, генераторы, дающие на выходе сумму гармоник, каждая из к-рых может регулироваться по уровню и фазе, и др.

И. г. шум а создают напряжение с непрерывным спектром и калибруются по диапазону частот и уровню.

Технич. требования к измерит. генераторам [см. 6—8].

Электронные приборы для измерения емкости C , индуктивности L и сопротивления R обычно выполняются по одной из структурных схем рис. 4. Мост

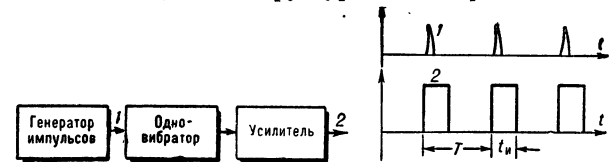


Рис. 3. Структурная схема генератора прямоугольных импульсов: от релаксационного генератора кратковременных импульсов с периодом повторения T запускается *одно-вибратор*, на выходе к-рого получаются прямоугольные импульсы определенной длительности t_u .

переменного тока (рис. 4, а, см. *Мосты измерительные*) применяется для измерения L , C и R , а также $\text{tg } \delta$ — тангенса угла потерь конденсатора — и Q — добротности катушек индуктивности. По структурной схеме рис. 4, б делаются электронные омметры (мегаомметры, тераомметры) и фарадметры, реже — генриметры. Различные типы серийных приборов позволяют измерять значение емкостей от долей $n\text{ф}$ до тысяч мкф , индуктивностей — от единиц мкгн до сотен гн и сопротивлений от долей ома до 10^{14} ом .

Электронные анализаторы спектра и анализаторы гармоник применяются для измерения частотного спектра электрич. сигналов с численной оценкой частоты и уровня гармоник.

Электронные гальванометры применяются для измерения очень слабых токов, к-рые не могут быть измерены существующими магнитоэлектрич. гальванометрами.

В сочетании с преобразователями неэлектрич. величин в электрич. (тензометры, пьезоэлектрич. пре-

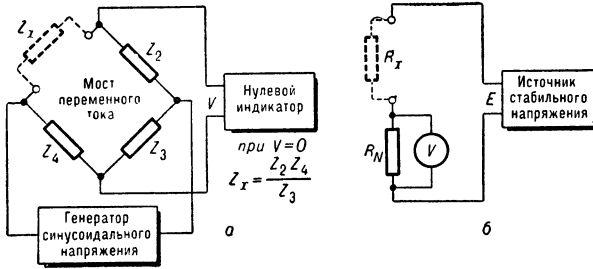


Рис. 4. Структурные схемы электронных приборов для измерения емкости, индуктивности и сопротивления: а) мост переменного тока, измеряющий сопротивление Z_x , питается от генератора синусоидального напряжения; нулевой индикатор фиксирует равновесие моста (напряжение $V = 0$); б) в электронном омметре (фараметре) стабильное напряжение E питает делитель напряжения, образованный образцовым сопротивлением R_N (или C_N) и измеряемым R_x (или C_x); падение напряжения на R_x (или C_x), зависящее от его значения, измеряется электронным вольтметром V .

образователи, тахогенераторы и др.) ЭИП широко применяются для измерения неэлектрич. величин.

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. И. Прыжкова и А. В. Талицкого, ч. 1—2, М.—Л., 1960; 2) В а л и т о в Р. А., Радиотехнические измерения, М., 1963; 3) П о л у л я х К. С., Электронные измерительные приборы, Харьков, 1963; 4) Л о п а т и н Б. А., Ламповые гальванометры постоянного тока, М.—Л., 1952; 5) Т у р и ч и н А. М., Электрические измерения неэлектрических величин, 3 изд., М.—Л., 1959; 6) ГОСТ 10501—63; 7) ГОСТ 10622—63; 8) ГОСТ 9788—61. И. Н. Грацианский.

ЭЛЕКТРОННАЯ КОНФИГУРАЦИЯ — совокупность значений главных n и орбитальных (азимутальных) l квантовых чисел для всех электронов данного атома. Обозначение Э. к. см. в ст. Атом (стр. 113).

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ — раздел электроники, в к-ром рассматриваются вопросы формирования изображения, методы препарирования объектов и их исследования в электронном микроскопе, а также методы определения параметров микроскопа (разрешающая способность, увеличение). Подробнее см. Электронный микроскоп.

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА — область физики, в к-рой изучается структура пучков заряженных частиц, взаимодействующих с макроскопич. квазистатич. электромагнитным полем (в частности, с электростатическим, магнитостатическим или комбинированным) [1—4]. По аналогии со световой оптикой, Э. о. делится на геометрическую и физическую. В рамках геометрич. Э. о. пучок состоит из ансамбля траекторий, т. е. геометрич. кривых, вдоль к-рых движутся заряженные точечные массы (напр., электроны или ионы). Вместо траекторий в физич. Э. о. рассматриваются трубки тока, к-рые обращаются в линии тока — траектории, если длина волны де-Бройля бесконечно мала. В огромном большинстве практич. применений законы геометрич. Э. о. оказываются достаточными.

В основу геометрич. Э. о. статич. или квазистатич. полей можно положить ур-ние Лоренца:

$$\frac{d}{dt} \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = -e \{ E + [vB] \} \quad (1)$$

и интеграл энергии:

$$m_0 c^2 / \sqrt{1 - v^2/c^2} - m_0 c^2 = e\varphi, \quad (2)$$

где m_0 — масса покоя электрона, c — скорость света, v — скорость электрона, e — заряд электрона, φ — по-

тенциал, отсчитываемый от точки, в к-рой $v = 0$, E и B — напряженности электрич. и магн. полей. Из (1) и (2), представив скорость как $v = vdr/ds$, можно получить дифференциальное ур-ние, частные формы к-рого и изучаются в геометрич. Э. о.:

$$\frac{d}{ds} \left[\sqrt{\varphi(1 + \varepsilon\varphi)} \frac{dr}{ds} \right] = - \frac{1 + 2\varepsilon\varphi}{2\sqrt{\varphi(1 + \varepsilon\varphi)}} E + \sqrt{\frac{e}{2m_0}} \left[B \frac{dr}{ds} \right] \quad (3)$$

($\varepsilon = e/2m_0c^2$ — релятивистская поправка, s — дуга, по к-рой движется электрон, r — радиус-вектор, географом к-рого является траектория). Это ур-ние специфично для оптич. подхода к проблеме движения, так как оно, в отличие от уравнения Лоренца, описывает геометрич. образы-траектории.

Другое, эквивалентное начало геометрич. Э. о. — вариационный принцип Ферма, согласно к-рому ва-

риация интеграла $\int_{P_0}^{P_i} \mu ds$ вдоль истинной траектории, соединяющей две точки пространства P_0 и P_i (напр., точку предмета и ее изображения), стационарна:

$$\delta \int_{P_0}^{P_i} \mu ds = 0; \quad (4)$$

μ — электроннооптич. показатель преломления для комбинированного статич. поля:

$$\mu = \sqrt{\varphi(1 + \varepsilon\varphi)/U} - (e/p_0)(As_0), \quad (5)$$

где A — векторный потенциал, s_0 — единичный вектор, касательный к траектории, p_0 — начальный импульс ($p_0 = \sqrt{2Um_0c}$), U — ускоряющее напряжение. Из (5) видно, что комбинированное статич. поле — неоднородная (зависящая от координат) и анизотропная (зависящая от направления луча) среда. Если обычный произвол в определении векторного потенциала правильно ограничить применительно к рассматриваемой проблеме, то при помощи (4) можно решать вопросы физич. Э. о. В частности, было предсказано и подтверждено экспериментами фазосдвигающее действие оптически правильно выбранного векторного потенциала при интерференции электронных волн [5, 6, 7, 8].

Геометрич. Э. о. развивалась применительно к приборостроению. В силу простоты изготовления, преимущественно распространены электроннооптич. элементы, обладающие круговой симметрией (осесимметричные системы). Теория таких систем хорошо разработана, т. к. осесимметричное поле может быть определено в любой точке пространства, если оно известно на оси симметрии. Такое же положение характерно и для плоскопараллельного поля [9]. Электроннооптич. свойства трехмерных полей изучены значительно хуже, т. к. эти поля плохо поддаются расчету и измерению. Тем не менее интерес к изучению электроннооптич. свойств полей, не обладающих осевой симметрией, очень велик, т. к. они применяются в отклоняющих системах электроннолучевых трубок, в системах, корректирующих и заменяющих осесимметричные, а также в системах сильной фокусировки ускорителей заряженных частиц [10—14].

При изучении осесимметричных систем целесообразно представить принцип Ферма в виде:

$$\delta W = \delta \int_{P_0}^{P_i} F dz = 0. \quad (6)$$

В этом выражении dz — элемент оптич. оси, а ф-ция F в декартовых и цилиндрич. координатах записывается так:

$$F(x, y, z, x', y') = \sqrt{\frac{\Phi(1+\varepsilon\Phi)}{U} [1 + (x')^2 + (y')^2]} - \sqrt{\frac{e}{2mU} (A_x x' + A_y y')} \quad (7)$$

$$F(r, z, r', r\theta') = \sqrt{\frac{\Phi(1+\varepsilon\Phi)}{U} [1 + (r')^2 + r^2\theta'^2]} - \sqrt{\frac{e}{2mU} A_\theta r\theta'}$$

Если должно выполняться условие стационарности (6), то необходимо, чтобы траектории частиц удовлетворяли дифференциальным ур-ниям Эйлера:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial x'} &= 0 & \frac{\partial F}{\partial r} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial F}{\partial r'} \right) &= 0 \\ \frac{\partial F}{\partial y} - \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial y'} &= 0 & \frac{\partial F}{\partial \theta} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial F}{\partial \theta'} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Эти ур-ния нелинейны, откуда следует, что конич. пучок траекторий, исходящий из точки $P_0(x, y)$, отдаленной от оси на конечное расстояние $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, имеющий конечный угол раскрытия, не соединит вновь в одной точке $P_i(x, y)$. Точечное соответствие между предметом и изображением наблюдается только в трубкообразной области поля бесконечно малого диаметра Δd , окружающей ось симметрии поля (оптич. ось), если пучок, исходящий из P_0 , имеет бесконечно малый угол раскрытия (рис. 1). Законы этого точечного соответствия составляют содержание диоптрики Гаусса. Искажения изображения рассматриваются в теории аббераций.

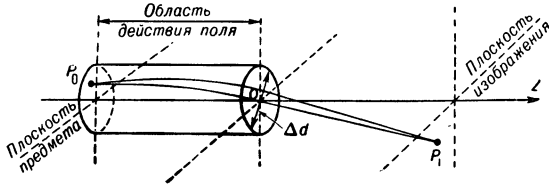


Рис. 1. К определению области, в которой верны законы изображения Гаусса.

Для изучения диоптрики Гаусса и аббераций 3-го порядка необходимо представить распределение электростатич. и векторного потенциалов в виде рядов по восходящим степеням отдаления r от оптич. оси, сохранив в этом разложении члены с r^4 .

$$\Phi(r, z) = \Phi(z) - \frac{r^2}{4} \Phi''(z) + \frac{r^4}{64} \Phi^{IV}(z) - \dots \quad (9)$$

где $\Phi(z)$ — распределение потенциала вдоль оси симметрии

$$A_\theta(r, z) = \frac{r}{2} B_z(z) - \frac{r^3}{16} B_z''(z) - \dots \quad (10)$$

где $B_z(z)$ — распределение осевой составляющей индукции вдоль оси симметрии z .

Для ф-ции F можно получить ряд: $F = F_0 + F_2 + F_4 + \dots$. Под F_n понимается совокупность членов n -го порядка относительно x, y, x', y' . Если ограничиться членами $F_0 + F_2$ и ввести вращающуюся систему координат X, Y, z , к-рая повернута вокруг оси z системы x, y, z на угол

$$\theta(z) = \sqrt{\frac{\eta}{8}} \int_{z_0}^z \frac{B_z(z)}{\sqrt{\Phi(1+\varepsilon\Phi)}} dz,$$

где $\eta = e/m_0$ — уд. заряд электрона, то дифференциальные ур-ния траекторий примут вид:

$$\left. \begin{aligned} X'' + \frac{\Phi'(1+2\varepsilon\Phi)}{2\Phi(1+\varepsilon\Phi)} X' + \frac{\Phi''(1+2\varepsilon\Phi) + 1/2\eta B_z^2}{4\Phi(1+\varepsilon\Phi)} X &= 0 \\ Y'' + \frac{\Phi'(1+2\varepsilon\Phi)}{2\Phi(1+\varepsilon\Phi)} Y' + \frac{\Phi''(1+2\varepsilon\Phi) + 1/2\eta B_z^2}{4\Phi(1+\varepsilon\Phi)} Y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

(штрих — символ производной по z). Значит, в системе координат X, Y, z произвольная траектория в рамках параксиального приближения (т. е. с учетом только членов F_0 и F_2) является решением линейных дифференциальных ур-ний 2-го порядка, из к-рых каждое зависит только от одной переменной (X или Y). Поэтому любая точка произвольной траектории может быть построена в неподвижной системе x, y, z . Для этого ее надо построить в повернутой системе X, Y, z , исходя из ее двух проекций на плоскости XOz и YOz ($\rho = \sqrt{X^2 + Y^2} e^{i\lambda}$, где $\lambda = \text{arctg}(Y/X)$, X — проекция точки на плоскости XOz ,

Y — проекция точки на плоскости YOz , ρ — расстояние точки траектории от оси z , λ — угол, характеризующий поворот точки траектории относительно оси OX , вокруг оси Oz), и повернуть затем систему X, Y, z на угол $\theta(z)$. Поскольку в точке действительного изображения осесимметричных линз $\lambda = \lambda_0 + \pi$ (изображение перевернуто), то суммарный угол поворота при переходе из плоскости предмета ($z = z_0$) в плоскость изображения ($z = z_i$) равен: $\lambda_i = \theta(z = z_i) + \pi$. Если траектория либо пересекает ось z , либо расположена вне поля в произвольной плоскости, содержащей оптич. ось, то можно считать, что $\lambda_0 = 0$ и траектория определяется только первым из ур-ний (11), в то время как $Y \equiv 0$. Это ур-ние можно записать так:

$$\sqrt{\Phi(1+\varepsilon\Phi)} \frac{d}{dz} [\sqrt{\Phi(1+\varepsilon\Phi)} \rho'] + \frac{1}{4} [\Phi''(1+2\varepsilon\Phi) + 1/2\eta B_z^2] \rho = 0. \quad (12)$$

Из (12) следует фундаментальное соотношение, связывающее частные решения ρ_1 и ρ_2 [$\rho_1 \neq \rho_2$]:

$$\sqrt{\Phi(1+\varepsilon\Phi)} (\rho_1 \rho_2' - \rho_1' \rho_2) = \text{const}. \quad (13)$$

Отсюда можно получить

$$\sqrt{\Phi_i(1+\varepsilon\Phi_i)} M \alpha_i = + \alpha_0 \sqrt{\Phi_0(1+\varepsilon\Phi_0)}, \quad (14)$$

т. е. углы столь малы, что $\text{tg } \alpha \approx \alpha$. Это выражение устанавливает связь между угловым (α_i/α_0) и линейным поперечным (M) увеличениями. Как и в световой оптике, оно наз. теоремой Гельмгольца — Лагранжа, но в Э. о. теорема имеет более общий характер, так как электронооптич. среда неоднородна и анизотропна. Если потенциалы пространств предмета и изображения равны: $\Phi_i = \Phi_0$, то угловое увеличение обратно пропорционально линейному поперечному увеличению.

Полагая в (12) $B_z = 0$ (чисто электростатич. системы) и $\varepsilon = 0$ (нерелятивистские скорости), получаем основное ур-ние электростатич. осесимметричной оптики:

$$\frac{d^2 \rho}{dz^2} + \frac{\Phi'}{2\Phi} \frac{d\rho}{dz} + \frac{\Phi''}{4\Phi} \rho = 0. \quad (15)$$

В силу линейности и однородности (15) можно сформулировать законы подобия, к-рыми пользуются при конструировании электронооптич. приборов с электростатич. фокусировкой: 1) траектория не зависит от удельного заряда η , если начальные условия идентичны; 2) в подобных электронооптич. системах траектории подобны, если начальные условия подобны; 3) траектории подобны, если потенциалы на электродах изменяются в одинаковое число раз (если эти изменения не выходят за рамки квазистатичности). С нек-рыми существенными оговорками эти законы распространяются на область релятивистских скоростей [10].

Для осесимметричных магн. фокусирующих устройств:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \rho}{dz^2} + \frac{\eta B_z^2(z)}{8U^*} \rho &= 0 \\ \theta &= \sqrt{\frac{\eta}{8U^*}} \int_{z_0}^z B_z(z) dz \end{aligned} \right\}, \quad (16)$$

где $U^* = \Phi(1+\varepsilon\Phi)$.

Если представить распределение $B_z(z)$ в виде $B_0 F(z)$, а линейный размер ρ отнеси к к.-л. размеру d , характеризующему линзу, то критерием подобия для ур-ний (16) будет: $k^2 = \eta d^2 B_0^2 / U^*$. Если, кроме того, индукция B_0 пропорциональна $\mu_0 I w / d$, где μ_0 — проницаемость вакуума, $I w$ — намагничивающая сила (ампервитки), т. е., если оптич. система не содержит насыщенных ферромагнитных элементов, то критерием подобия можно считать $k^2 = \eta (I w)^2 / U^*$. Т. о., в магн. поле траектория зависит от η . При $\eta = \text{const}$ и подобных начальных условиях траектории подобны, если $(I w)^2 / U^*$ постоянно.

Ограничение электронных пучков приосевой областью Гаусса фактически невозможно. В действительности, пучки всегда выходят за границы приосевой области. Возникают искажения пучков и их взаимного расположения, к-рые наз. геометрич. абберациями. Во мн. осесимметричных приборах основную роль играют абберации 3-го порядка, к-рые можно вычислить, если учесть F_4 в разложении для F . Для получения выражений коэфф. аббераций 3-го порядка осесимметричных систем можно использовать метод эйконала [2] или метод траекторий [15, 16], к-рые приводят к идентичным результатам. Если предположить, что точка в плоскости предмета отстоит от оси на расстояние x_0 и что лучи ограничиваются диафрагмой радиуса $R_{B, \text{макс}}$, к-рая установлена в пространстве изображений, свободном от поля (т. е. за фокуси-

рующим полем), то отклонения Δx_i и Δy_i от изображения точки в плоскости Гаусса запишутся:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x_i(\beta, R_B) &= BR_B^3 \cos \beta + [F(2 + \cos 2\beta) + \\ &+ f \sin 2\beta] R_B^2 x_0 + [(2C + D) \cos \beta + c \sin \beta] \times \\ &\quad \times R_B x_0^2 + E x_0^3, \\ \Delta y_i(\beta, R_B) &= BR_B^3 \sin \beta + [F \sin 2\beta + f(2 - \cos 2\beta)] \times \\ &\quad \times R_B^2 x_0 + [D \sin \beta + c \cos \beta] R_B x_0^2 + E x_0^3, \end{aligned} \right\} (17)$$

где $0 \leq R_B \leq R_{B \text{ макс}}$.

В электростатич. осесимметрич. поле существует 5 видов aberrаций 3-го порядка, к-рые характеризуются коэфф. B, F, D, C и E : сферич. aberrация (B), кома (F), астигматизм (C), кривизна поля изображения (D) и дисторсия (E). Помимо этих aberrаций, в магн. поле существует еще 3 вида aberrаций: анизотропные кома (f), астигматизм (c) и дисторсия (e). Все aberrации, зависящие от размера диафрагмы, наз. апертурными и вызывают размытие изображения точки. Только изотропная и анизотропная дисторсии искажают изображение, не вызывая его размытия. Фигуры aberrации можно построить, исходя из (17), изменяя полярные координаты траектории в плоскости диафрагмы β и R_B . Центр этой полярной системы координат расположен на оптич. оси в центре диафрагмы. Если для каждого фиксированного значения R_B ($0 \leq R_B \leq R_{B \text{ макс}}$) изменять β в пределах $0 \leq \beta \leq 2\pi$ (угол β отсчитывается от оси x_B по, напр., y_B , причём $R_B = \sqrt{x_B^2 + y_B^2}$, $\text{arctg } \beta = y_B/x_B$), то, приравнявая поочередно нулю все коэфф. в (17) при $R_B x_0^m$, кроме коэфф. при $R_B^b x_0^l$ ($k \neq n, m \neq c$), можно получить фигуры рассеяния, соответствующие каждому виду aberrации (рис. 2).

Единственная осевая геометрич. aberrация 3-го порядка осесимметричных электронооптич. систем — сферич. aberrация. В плоскости Гаусса фигура рассеяния, обусловленная сферич. aberrацией, является кружком радиуса $\Delta r = BR_B^3$ (см. рис. 2, а).

Однако в расчетах принято относить aberrации к плоскости предмета. Вместо радиуса диафрагмы задают начальный наклон траектории, к-рая выходит с оптич. оси в плоскости предмета и проходит у края апертурной диафрагмы. Т. к. этот угол мал, то тангенс угла заменяют углом. Тогда радиус кружка рассеяния, отнесенный к плоскости предмета, равен $\delta r_{\text{сф}} = \alpha^3 C_{\text{сф}}$. α наз. апертурным углом, а $C_{\text{сф}}$ — постоянной сферич. aberrации. Наименьший кружок рассеяния (рис. 2, а) возникает перед плоскостью Гаусса и его радиус, отнесенный к плоскости предмета, равен $\delta r_{\text{сф мин}} = 1/4 \delta r_{\text{сф}}$.

Поскольку сферич. aberrация ограничивает возможность большинства приборов, то проблема ее коррекции очень актуальна.

Сферическая aberrация пучков в осесимметричном поле, лишенном разрывов (поверхностные заряды на пленках, пересекающих оптическую ось, объемные заряды на оси), всегда отрицательна (т. е. при изображении осевой точки периферийные траектории в пространстве изображения пересекают оптич. ось ближе к линзе, чем крайние). Коэфф. B всегда отрицателен, а $C_{\text{сф}}$ всегда положительна. Согласно этому, возможность компенсации сферич. aberrации осесимметричными элементами исключена (не существует осесимметричных корректирующих компонентов с положительной сферич. aberrацией).

$C_{\text{сф}}$ осесимметрич. линз сильно убывает с уменьшением расстояния от предмета до средней плоскости линзы (передний отрезок), но она не равна нулю, если это расстояние равно нулю. $C_{\text{сф}}$ может быть неогра-

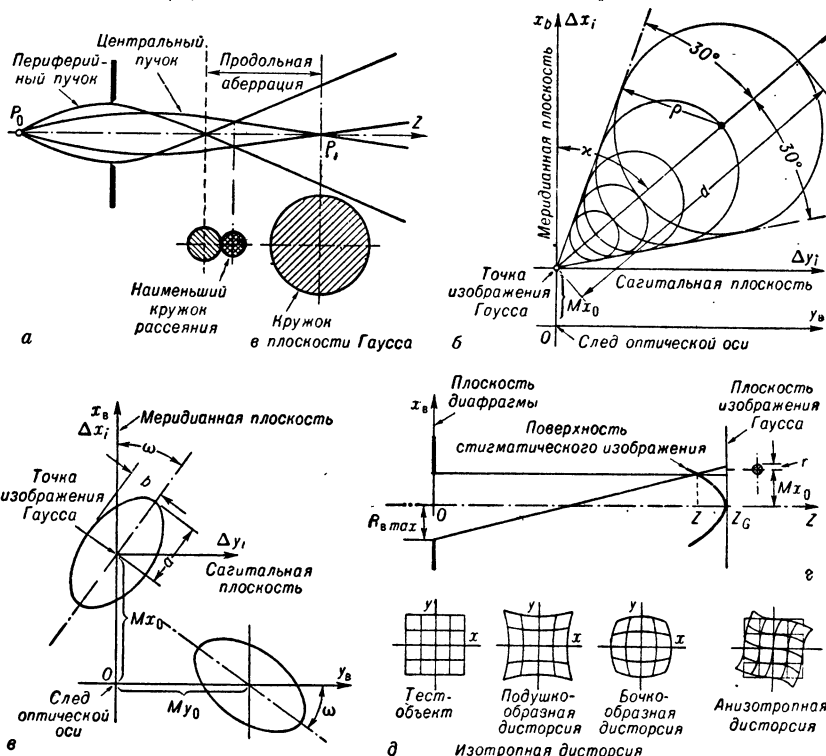


Рис. 2, а. Структура пучка и фигуры рассеяния, обусловленные сферич. aberrацией. Рис. 2, б. Фигура aberrации, обусловленная изотропной и анизотропной комой. Размеры: $d = 3\sqrt{F^2 + f^2} \cdot x_0 R_{B \text{ макс}}$; $\rho = d/3$. Ориентация: $\kappa = \text{arctg}(f/F)$.

Рис. 2, в. Эллиптическая фигура рассеяния в плоскости Гаусса, обусловленная изотропным астигматизмом, анизотропным астигматизмом и кривизной поля изображения.

Полуоси эллипса: $a = [C + D + \sqrt{C^2 + c^2}] x_0^2 R_{B \text{ макс}}$; $b = [C + D - \sqrt{C^2 + c^2}] x_0^2 R_{B \text{ макс}}$. Ориентация: $\omega = 1/2 \text{arctg}(-c/C)$.

Рис. 2, г. Кружок рассеяния в плоскости Гаусса, обусловленный кривизной поля изображения, и поверхность стигматического изображения плоского предмета. Радиус кружка рассеяния: $r = D x_0^2 R_{B \text{ макс}}$. Уравнение главного сечения поверхности стигматического изображения: $z = z_G - x_0^2 D$.

Рис. 2, д. Искажение изображения сетки с равномерным шагом, обусловленное дисторсией. Изотропная дисторсия $E \neq 0, e = 0$. $E < 0$ подушкообразная дисторсия, $E > 0$ бочкообразная дисторсия. Анизотропная дисторсия $e \neq 0, E = 0$.

нич. уменьшено, если уменьшать все линейные размеры линзы одновременно с передним отрезком. Практически, однако, на этом пути встречается много затруднений (трудность изготовления линз малых размеров с высокой точностью, насыщение ферромагнитных частей линзы, пробой по поверхности изоляторов в вакууме, холодная эмиссия с поверхностей электродов и пр.). $C_{\text{сф}}$ можно уменьшить, сохраняя увеличенные постоянным, если увеличивать напряженность

магн. поля [17]. В связи с этим представляет интерес применение линз из сверхпроводников [18].

Предложен ряд методов коррекции сферич. aberrации [19, 21]. Один из них связан с применением многополюсных неосесимметричных оптич. систем с поперечной фокусирующей. Эти системы имеют знакопеременную сферич. aberrацию и могут корректировать сферич. aberrацию осесимметричных линз. Подобная коррекция осуществлена экспериментально [20].

Если все коэфф. aberrаций равны нулю, за исключением F и f , то в плоскости Гаусса получается фигура рассеяния комы, расположенная между огибающими прямыми, пересекающимися под углом 60° . Точка изображения Гаусса расположена в точке пересечения прямых (рис. 2, б).

Если не равны нулю только C , c и D , то в плоскости Гаусса получается фигура рассеяния, представляющая собой эллипс, центр к-рого совпадает с точкой изображения Гаусса (рис. 2, в). Если $C=c=0$, то в плоскости Гаусса наблюдается кружок радиуса $r = x^2 DR_{B \max}$. Если предмет плоский, то поверхность стигматич. изображения — параболоид вращения (рис. 2, г). Искажение изображения сетки, обусловленное изотропной и анизотропной дисторсиями, показано на рис. 2, д.

Большое влияние на качество оптич. приборов с прямолинейной осью оказывают малые отступления поля от осевой симметрии, возникающие из-за неизбежных дефектов изготовления и сборки электронных линз, неоднородности магн. материалов, используемых в конструктивных элементах линз (напр., материала полюсных наконечников объективов электронных микроскопов), а также вследствие накапливания диэлектрич. пленок-загрязнений, к-рые осаждаются под действием пучка на диафрагмах.

Из всех aberrаций, связанных с малыми несимметричными возмущениями поля, наиболее влияет на качество изображения осевой астигматизм. Он является aberrацией 1-го порядка и искажает изображение даже в паракиальной области (рис. 1). При изображении точки предмета, расположенной на оси,

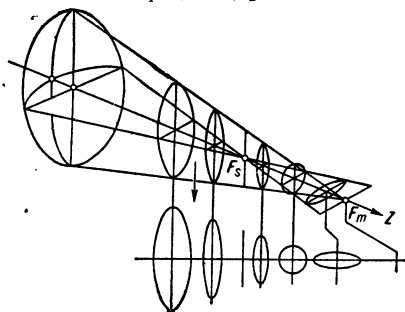


Рис. 3. Астигматический пучок. В нижнем ряду даны сечения пучка. Наименьшее сечение пучка (кружок) расположено в плоскости Гаусса. F_s — сагитальный фокус пучка, F_m — меридианный фокус пучка.

посредством паракиальных лучей возмущенное поле формирует астигматич. пучок (рис. 3). Вместо точечного изображения в плоскости Гаусса возникает кружок рассеяния. Изображение как бы раздваивается в две фокальные линии, к-рые взаимно перпендикулярны и расположены на равном расстоянии перед и соответственно за плоскостью Гаусса. Осевое расстояние между обеими фокальными линиями наз. астигматич. разностью (ΔZ_a) . Радиус кружка рассеяния, отнесенный к плоскости предмета, $\delta r_{0. a.} = \alpha_0 (\Delta Z_a)_0 / 2$, где $(\Delta Z_a)_0$ — астигматич. разность, отнесенная к объекту. Если возмущающее поле известно, то трудно вычислить $(\Delta Z_a)_0$. Методам определения возмущающих полей посвящен ряд работ [22, 23, 24], имеющих значение для теории допусков электронно-оптич. приборов.

Осевой астигматизм может быть полностью исправлен слабыми дополнительными неосесимметричными линзами-стигматорами [25], создающими слабые не-

осесимметричные поля, к-рые по оптич. действию обратны действию возмущающего поля в корректируемой линзе.

В природе не существует источников заряженных частиц, эмиттирующих частицы одинаковой энергии. Все катоды и ионные источники характеризуются нек-рым специфич. распределением скоростей эмиттир. частиц. Кроме того, при взаимодействии электронов с веществом возникают потери энергии. Поэтому частицы, испытывающие такое взаимодействие, характеризуются также нек-рым разбросом энергии. Наконец, источники питания линз и источники высокого напряжения нестабильны, так что фокусирующий ток или напряжение могут изменяться. Все эти причины вызывают дополнит. размытие изображения — хроматич. aberrации. В осесимметричных системах паракиальные электроны, вышедшие из осевой точки предмета, не фокусируются в точку изображения Гаусса. Часть из них, обладающая меньшей начальной энергией, фокусируется перед плоскостью Гаусса, а часть с большей начальной энергией — за плоскостью Гаусса. В плоскости Гаусса наблюдается кружок радиуса (отнесенный к плоскости предмета): $\delta r_{xp.} = \alpha_0 (\Delta V/V - 2\Delta I/I) C_{xp.}$, где α_0 — апертурный угол, $\Delta V/V$ — относит. изменение энергии частицы (или ускоряющего напряжения), $\Delta I/I$ — относит. изменение фокусирующего тока. Т. к. в рамках осесимметричной оптики рассеивающих линз практически не существует, то корректировать хроматич. aberrацию такого рода (т. н. отверстиевую хроматич. aberrацию) невозможно. Однако неосесимметричная оптика (квадрупольная) может обладать как рассеивающим, так и собирающим действием. Из квадрупольных дублетов (2 дублета, т. е. 4 квадрупольные линзы) можно собрать ансамбли, эквивалентные осесимметричной системе [13]. Если каждую из квадрупольных магн. линз скомбинировать с соответствующей электростатич. квадрупольной линзой, то весь ансамбль в целом может обладать как собирающим, так и рассеивающим действием [14]. На этом принципе основаны линзы-ахроматы для стигматич. изображения.

Кроме отверстиевой хроматич. aberrации, в осесимметричных системах существуют две хроматич. aberrации поля изображения, искажающие изображение точек, не расположенных на оси симметрии в плоскости предмета. Одна из них наз. хроматич. aberrацией увеличения. Она порождает фигуру aberrации в виде радиального штриха. Др. aberrация наз. хроматич. aberrацией поворота (существует только в магн. линзах) и имеет вид штриха, расположенного на дуге окружности. Обе эти aberrации корректируются [27]. В основе геометрии Э. о. в гауссовом приближении лежит предположение о том, что объемная плотность частиц, принимающих участие в образовании изображения, столь мала, что их взаимодействием (кулоновские силы) можно пренебречь. Однако существует ряд электроннооптич. устройств, в к-рых частицы имеют малую скорость и достаточно большую объемную плотность. К таким устройствам относятся спец. виды *электронных пушек*, а также *ионные источники*. При расчете таких приборов необходимо учитывать кулоновское взаимодействие частиц.

Широко распространены приборы с криволинейной главной траекторией (масспектрометры, ускорители и т. д.). Гауссова оптика и теория aberrаций таких приборов изложена в [4, 30, 31].

В прикладной Э. о. большое значение имеет моделирование полей и траекторий (см. *Электроннооптич. систем моделирование*). Для решения ур-ний Лапласа и Пуассона применяются электролитич. ванны и сеточные интеграторы [32, 33]. Моделирование траекторий осуществляется траектографами,

методом резиновой мембраны и годоскопами [34, 35, 36].

Лит.: 1) Рустергольц А., Электронная оптика, М., 1952; 2) Глазер В., Основы электронной оптики, М., 1957; 3) Стэррок П., Статическая и динамическая электронная оптика, М., 1958; 4) Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, М., 1963; 5) Ehrenberg W., Siday R. E., «Proc. Phys. Soc. B.», 1949, v. 62, pt 1, № 349 B, p. 8; 6) Aharonov Y., Bohm D., «Phys. Rev.», 1959, v. 115, p. 485; 7) Boersch H., Hamisch H., Grohmann K., «Z. Phys.», 1952, Bd 169, S. 263; 8) Bayh W., там же, 1962, Bd 169, S. 492; 9) Laudet M., «J. phys. et radium», 1955, v. 16, p. 908; 10) Страшкевич А. М., Электронная оптика электростатических полей, не обладающих осевой симметрией, М., 1959; 11) Цуккерман И. И., Электронная оптика в телевидении, М., 1958; 12) SerTier A., «Advances in Electronics and Electron Physics», 1961, v. 14, p. 85; 13) Дымников А. Д. [и др.], «Изв. АН СССР. Сер. Физ.», 1963, т. 27, с. 1131; 14) Дымников А. Д., Явор С. Я., «ЖТФ», 1963, т. 33, с. 851; 15) Брюхе Е. и Шерцер О., Геометрическая электронная оптика, Л., 1943; 16) Picht J., Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, В., 1957, S. 248; 17) Семан О. И., «ЖТФ», 1953, т. 24, вып. 5, с. 581; 18) Labergguc A., Levinson P., «Compt. rend. Acad. Sci.», 1964, v. 259, № 3, p. 530; 19) Scherzer O., «Optik», 1947, Bd 2, S. 114; 20) Deltgar J. H. M., в кн.: European regional conference on electron microscopy. Proceedings Prague, 1964, v. A, p. 45; 21) Wilska A. P., «Norelco Reports», 1961, v. 8, p. 115; 22) Bertel F., «Ann. radioelectr.», 1947, t. 2, p. 379; 23) Glaser W., Schiske P., «Z. angew. Physik», 1953, Bd 5, S. 329; 24) Дер-Шварц Г. В., Куликов Ю. В., «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, с. 2067; 25) Rang O., «Optik», 1949, Bd 5, S. 518; 26) Кельман В. М., Явор С. Я., «ЖТФ», 1961, т. 31, вып. 12, с. 1439; 1963, т. 33, вып. 3, с. 368; 27) Дер-Шварц Г. В., Рачков В. П., «Радиотехника и электроника», 1955, т. 10, № 5, с. 922; 28) Пирс Д. Ж., Теория и расчет электронных пучков, пер. с англ., М., 1956; 29) Зинченко Н. С., Курс лекций по электронной оптике, Харьков, 1958; 30) Гринберг Г. А., Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений, М., 1948; 31) Вандакуров Ю. В., «ЖТФ», 1957, т. 27, вып. 8, с. 1850; 32) Лукошков В. С., «Le Vide», 1956, № 65, с. 328; 33) Дер-Шварц Г. В., Нетребенко К. А., «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1959, т. 23, № 4, с. 506; 34) Кельман В. М., Краснов И. Ф., «ЖТФ», 1955, т. 25, вып. 10, с. 1714; 35) Блейвас И. М., в кн.: Труды конференции по электронике СВЧ. Москва, 1957 г., М.—Л., 1959, с. 133; 36) Левин Г. Э., Прудковский Г. П., «ПТЭ», 1962, № 1, с. 7; Козодаев М. С., Тяпкин А. А., там же, 1956, № 1, с. 21. Г. В. Дер-Шварц.

ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА — эмиссионная система, в к-рой электроны, вышедшие из катода, ускоряются и формируются в виде пучка. В простейшем случае Э. п. состоит из 2 электродов — катода и анода — с отверстием для прохождения электронов. Между этими электродами прикладывается ускоряющее напряжение. Такого рода Э. п. не регулируется и поэтому редко применяется. Наибольшее распространение получили трехэлектродные пушки, в к-рых между катодом и анодом имеется управляющий электрод — модулятор. Подавая на модулятор то или иное напряжение, можно влиять на величину тока в пучке и на угол расхождения последнего. Основные параметры, характеризующие работу пушки, — величина общего тока пучка, формируемого пушкой, диаметр и положение наименьшего сечения пучка (кроссовера), угол α расхождения пучка из кроссовера, а также электронная яркость пушки (плотность электронного тока, исходящего из кроссовера, в ед. пространственного угла). Важными характеристиками Э. п. являются анодная и модуляционная характеристики, учитывающие изменение основных параметров Э. п. при изменении на единицу анодного напряжения или напряжения на моделирующем электроде. Характеристики Э. п. зависят от плотности тока на катоде, теплового разброса скоростей электронов, выходящих из катода, и распределения электрич. поля в пушке, к-рое определяется формой электродов и до нек-рой степени пространственным зарядом.

Плотность тока в кроссовере I_k максимальна в его центре и не может превышать значения, ограниченного тепловым разбросом скоростей электронов:

$$I_k = I_0 \left[\frac{eU}{kT} + 1 \right] \sin^2 \alpha,$$

где I_0 — плотность эмиссии катода; e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана; T — темп-ра катода; U — ускоряющее напряжение. Величина « kT » определяет тепловой разброс скоростей электронов. Из приведенного выражения ясно, что из-за теплового разброса нельзя получить бесконечно узкие электронные пучки с бесконечно большим током в них.

Многочисленные виды Э. п. можно условно разделить на 3 основных типа в соответствии с той ролью, к-рую в них играет пространственный заряд, и требованиями, предъявляемыми к величине электронной яркости: 1) Высоковольтные пушки, применяемые в электронных микроскопах, электронографах, электроннолучевых установках для обработки материалов и др. (рис. 1). При конструировании подобных пушек задача сводится к выбору таких геометрий.

параметров (форма управляющего электрода, диаметр отверстия в нем, глубина погружения нити катода в это отверстие и расстояние между управляющим электродом и анодом), при к-рых электронная яркость достигает теоретич. значения (1) для заданного диапазона регулирования токов пучка. 2) Пушки второго типа (напр., пушки электроннолучевых трубок) работают в условиях эмиссии, ограниченной пространственным зарядом, причем электронная яркость должна быть возможно большей. Основная триодная система подобна конструкциям высоковольтных пушек с той лишь разницей, что используются др. типы катодов, напр. оксидные, с большей поверхностью эмиссии. Влияние пространственного заряда проявляется в изменении напряженности электрич. поля вблизи катода, к-рое вызывает перепад плотности тока по сечению катода и увеличивает размеры кроссовера. 3) К 3-му типу относятся Э. п., формирующие интенсивные электронные пучки. Такие Э. п. применяются в клистронах и установках для сварки и плавки металлов электронным пучком. Помимо ограничения эмиссии, пространственный заряд вызывает расфокусировку электронного пучка из-за значительных сил расталкивания, возникающих внутри пучка.

Интенсивные пучки определенной формы можно получить только при наличии внешних сил, компенсирующих расталкивающее действие пространственного заряда (электростатич. и магн. поля или силы поля частиц противоположного заряда). Электронная яркость в этих случаях не играет роли. Главная задача при конструировании Э. п. 3-го типа — создание такой конфигурации электродов, при к-рых достигался бы макс. ток в пучке с заданной неизменной конфигурацией. В качестве параметра, оценивающего влияние пространственного заряда, обычно принимают величину $P = I/v^{3/2}$ (I — ток пучка, v — ускоряющий потенциал), к-рую наз. лервеансом. Расчеты показывают, что при значении лервеанса $1 \cdot 10^{-7}$ а/в влияние пространственного заряда можно не учитывать. Наиболее часто применяется пушка Пирса (рис. 2). Она состоит из ка-

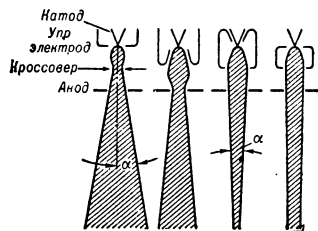


Рис. 1. Типы высоковольтных электронных пушек.

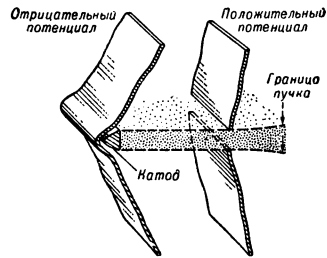


Рис. 2. Пушка Пирса, создающая ленточный пучок.

тогда, непосредственно примыкающего к нему электрода с потенциалом катода, и анода. В зависимости от требований, предъявляемых к конфигурации пучка, можно получить соответствующие формы электродов. Такие формы получены для аксиально-симметричного, ленточного, клиновидного, трубчатого, конического и др. пучков. Если известна конструкция двухэлектродной пушки, то, вводя дополнительные электроды, сравнительно легко создать триодную систему.

Лит.: 1) Haine M., Einstein P., «Brit. J. Appl. Phys.», 1952, v. 3, № 2; Haine M., Einstein P., Bogshergs P., там же, 1958, v. 9, № 12; 2) Кабанов А. Н. (и др.), «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 8, с. 1470; 3) Цукерман И. И., «Электронная оптика в телевидении», М.—Л., 1958; 4) Миллер В. И. и Куракин Л. А., «Применение электронно-лучевых трубки», М.—Л., 1964; 5) «Проблемы современной физики», 1956, № 6; 6) Игнатенко В. П., «УФН», 1961, т. 73, вып. 2, с. 243; 7) Пирс Д. ж. Р., Теория и расчет электронных пучков, пер. с англ., М., 1956. А. Н. Кабанов.

ЭЛЕКТРОННАЯ РЕФРАКЦИЯ — то же, что электронная поляризация. См. *Поляризация диэлектриков*.
ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ — см. *Лоренца — Максвелла уравнения*.

ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — изменение сопротивления тонких диэлектрич. пленок при облучении их потоком электронов, энергия к-рых достаточна для проникновения через всю толщину диэлектрика. Э.-в. п. обусловлена ионизацией диэлектрика и может на неск. порядков превышать проводимость материала пленки σ_0 . После прекращения облучения восстанавливаются первоначальные свойства диэлектрика. Если между обеими сторонами пленки поддерживать постоянную разность потенциалов, то при облучении через нее протекает ток, к-рый может в десятки и сотни раз превышать ток облучения.

Кэфф. Э.-в. п. $\gamma = \sigma/\sigma_0$ зависит от величины и знака разности потенциалов между обеими сторонами пленки U и от энергии облучающих электронов \mathcal{E} . С изменением \mathcal{E} кэфф. Э.-в. п. проходит через максимум, соответствующий максимуму поглощения энергии облучающего потока (при условии проникновения электронов через всю толщину пленки). Заметная Э.-в. п. наблюдается у фтористого Mg, ZnS, Al₂O₃ и др.

Лит.: 1) Pensak L., Conductivity induced by electron bombardment in thin insulating films, «Phys. Rev.», 1949, v. 75, № 3, p. 472—78; 2) Ansbacher F., Ehrenberg W., Electron bombardment conductivity, «Nature», 1949, v. 164, № 4160, p. 144; 3) и х же, Electron bombardment conductivity of dielectric films, «Proc. Phys. Soc. A», 1951, v. 64, pt 4, № 376, p. 362.

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ ПЕРЕХОДЫ — области монокристаллич. полупроводников, в к-рых имеет место смена типа проводимости с электронного на дырочный или наоборот (см. *p-n-переход*).

ЭЛЕКТРОННОЕ ЗЕРКАЛО — электроннооптич. система, служащая для отражения электронов. Простейший пример — однородное электростатич. поле, к-рое можно осуществить с помощью двух металл. сеток, расположенных в параллельных плоскостях. Электроны, двигаясь слева направо (рис. 1), входят в поле через сетку с потенциалом Φ_0 . Разность потенциалов $\Phi_1 - \Phi_0$, где Φ_1 — потенциал 2-й сетки, отрицательна (тормозящее поле). В зависимости от силы тормозящего поля, от величины скорости, с к-рой электроны входят в поле, и от угла α входа электронов в поле часть электронов (1,1), описав дугу параболы, выйдет из поля в направлении справа налево, при этом углы входа и выхода будут равны между собой (отражение); другая часть электронов выйдет из поля в направлении слева направо (траектории 2,2).

Траектории электронов, вылетающих из точки A с одинаковой по величине начальной скоростью v_0 и входящих в поле под нек-рым углом входа α , до выхода из поля образуют конус с вершиной в A . После выхода из поля траектории отраженных электронов

образуют конус, вершина B к-рого находится на пересечении продолжений этих траекторий (пунктир на рис. 1). Точка B наз. мнимым изображением точки A . Ее положение изменяется с изменением α (сферич. aberrация) и с изменением v_0 (хроматич. aberrация). Поэтому, в отличие от идеального изображения, к-рое дает обычное зеркало в световых лучах, в однородном электростатич. поле можно получить изображение лишь при условии, что входящие в поле пучки состоят из электронов, мало отличающихся друг от друга по величине v_0 и по углам входа в поле.

Подобно сферич. зеркалу световой оптики, существуют Э. з., дающие действительное изображение. Пример — двухэлектродная осесимметричная система, сечение к-рой схематически изображено на рис. 2; здесь же указаны траектории электронов, к-рыми

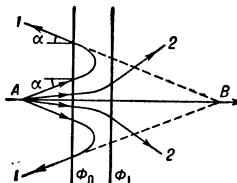


Рис. 1.

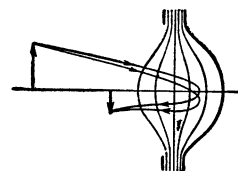


Рис. 2.

определяется изображение. Э. з. применяется в зеркальных микроскопах (см. *Зеркальный электронный микроскоп*). Сферическая и хроматическая aberrации в Э. з. имеют обычно знаки, противоположные знакам этих aberrаций в электронных линзах с осевой симметрией. Поэтому Э. з. можно исправлять сферическую и хроматическую aberrацию электронных линз. Поскольку с изменением силы тормозящего поля изменяется число электронов, прошедших сквозь зеркало (рис. 1), то Э. з. можно также диффрагмировать электронным пучком.

Лит.: 1) Рустерхольц А., «Электронная оптика», пер. с нем., М., 1952; 2) Глазер В., «Основы электронной оптики», пер. с нем., М., 1957. П. П. Касьянов.

ЭЛЕКТРОННОЕ СРОДСТВО — см. *Сродство к электрону*.

ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВАЯ ТРУБКА — см. *Электроннолучевые приборы*.

ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВОЙ ОСЦИЛЛОГРАФ — см. *Осциллограф электроннолучевой*.

ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ (электроннолучевые трубки) — электровакуумные приборы, предназначенные для преобразования электрич. сигналов в световые (*осциллографические трубки*, индикаторные радиолокационные трубки, кинескопы, знакопечатающие трубки); световых (включая инфракрасные и рентгеновские) сигналов (изображений) в электрические (*передающие телевизионные трубки*); электрич. сигналов в электрические же (*запоминающие трубки*, кодирующие трубки, функциональные трубки, трубки для электрозаписи и др.).

Действие Э. п. основано на различных физ. явлениях, связанных с эмиссией электронов или с изменением свойств вещества при его облучении электронным потоком. В Э. п. для преобразования электрич. сигналов в световые изображения — это *катодолуминесценция*, окрашивание ионных кристаллов под действием электронных пучков (см. *Скитрон*), механич. деформация жидких или термопластич. преломляющих сред под действием сил, возникающих при нанесении на них электрич. зарядов (см. *Термопластическая запись изображения, эйдосфор*); в Э. п., преобразующих световые изображения в электрич. сигналы, — *фотоэффект внешний и внутренний фотоэффект*; в Э. п. для преобразования электрич. сигналов в электрические — перехват электронных пото-

ков различными масками (электронные коммутаторы, кодирующие трубки, трубки для формирования последовательности импульсов и др.), заряд и разряд электронным пучком распределенных емкостей (запоминающие трубки), электронно-возбужденная проводимость (графекон). Кроме того, во всех Э. п. существенную роль играет вторичная электронная эмиссия облучаемых электронными потоками металлических, диэлектрических или полупроводящих поверхностей.

Все вещества, ответственные за те или иные преобразования (люминофоры, фоточувствит. вещества, заряжаемые диэлектрики и т. д.), наносятся в виде тонких слоев на сплошные или сетчатые подложки. Это позволяет за счет локальных изменений в свойствах вещества сосредоточить на всей поверхности преобразование значит. количества информации. Процесс ввода информации (сигналов) в Э. п. наз. записью; процесс вывода преобразованных данных — считыванием. Во времени эти процессы могут либо совпадать (напр., в осциллографич. трубках), либо быть разделены (напр., в некоторых видах запоминающих трубок). Локальные изменения свойств преобразующих слоев могут производиться: а) электронным потоком, модулированным по поверхности слоя (передающие трубки), или широким, модулированным по сечению (запоминающие трубки с видимым изображением); и тогда запись или считывание всей информации происходит одновременно во всех точках слоя; б) при помощи узкого электронного пучка, направляемого поочередно на различные участки слоя, и тогда запись или считывание всей совокупности сигналов происходит последовательно во времени; в) различие свойств слоя может быть заранее заложено в прибор при его изготовлении и использовано при модуляции электронного пучка при его отклонении (моноскоп, кодирующая трубка). Для Э. п. характерно, что по крайней мере один из процессов — запись или воспроизведение — производится сфокусированным и отклоняемым электронным пучком. Модуляция пучков по положению (отклонение) отличает Э. п. от др. электронных приборов. Поэтому наряду с одним или неск. электронными прожекторами, формирующими электронные пучки, Э. п. содержат отклоняющие системы, направляющие эти пучки на различные участки рабочих слоев. Поверхности, непосредственно облучаемые пучком электронов, наз. мишенями. Отклонение пучков может производиться по различным законам. Различают дискретное и непрерывное отклонение (развертку) пучков. При дискретной развертке пучок направляется (адресуется) в отдельные точки мишени, фиксированные или случайные, в определенной последовательности или в зависимости от входящих сигналов или требований программы работы. Пучок воздействует на данную точку мишени в течение времени, необходимого для возбуждения свечения, накопления зарядов и т. д. При непрерывном отклонении пучок пробегает последовательно, точка за точкой, вдоль к.-л. линии или серии линий на мишени (см. Развертка электронная). При непрерывном отклонении время воздействия электронного пучка на отдельные точки мишени определяется размерами его сечения и скоростью перемещения следа пучка по мишени. Быстродействие Э. п. (пределная скорость записи и воспроизведения информации) определяется гл. обр. интенсивностью электронных пучков и временем их воздействия на отдельные точки мишени (время коммутации). Для многих целей электронный пучок является практически безынерционным коммутатором, за короткое время преобразующим значит. объем информации. Количество преобразуемой информации (раз-

решающая способность Э. п.) зависит от сечения электронных пучков по сравнению с площадью мишени. Кроме параметров пучков, на быстродействие и разрешающую способность влияет также структура и физ. свойства преобразующих слоев, напр. светоотдача люминофоров, удельные электрич. сопротивление и емкость, структура сеток и масок и т. д.

Весьма плодотворен в Э. п. метод накопления информации в диэлектрич. поверхностях, на к-ром основаны все современные чувствительные передающие телевизионные трубки и запоминающие трубки. Он сводится к зарядке при записи за счет электронного пучка или фототока отдельных участков распределенной емкости диэлектрич. слоя мишени с последующим разрядом этих элементарных емкостей при помощи того же или другого электронного пучка в процессе воспроизведения или при подготовке к след. циклу записи. Такая электростатич. память значительно расширяет возможности преобразования сигналов, позволяя применять различные законы развертки при записи и воспроизведении для изменения порядка следования сигналов, осуществлять накопление периодич. сигналов для улучшения отношения сигнал/шум, сравнивать сигналы, приходящие в последоват. циклы развертки, и т. д.

Помимо осциллографии и телевидения, Э. п. широко применяются для обработки и индикации информации в радиолокации, вычислительной и измерит. технике и т. п.

Лит.: 1) Муляров М. Я., Электронно-лучевые приборы, М.—Л., 1954; 2) Миллер В. А., Куракин Л. А., Приемные электронно-лучевые трубки, М.—Л., 1964; 3) Гуревич С. Б., Физические процессы в передающих телевизионных трубках, М., 1958; 4) Киоль М., Кэйзан Б., Электроннолучевые трубки с накоплением зарядов, пер. с англ., М.—Л., 1955; 5) Электронно-лучевые трубки и индикаторы, пер. с англ., т. 1—2, М., 1949—50. В. Л. Герус.

ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ ПАМЯТИ — см. *Запоминающая трубка*.

ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ — искажения электроннооптич. изображений, см. *Электронная оптика*.

ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — фотоэлектронный вакуумный прибор, предназначенный для преобразования изображения из одной области спектра в другую, а также для усиления яркости изображений. Простейший Э. п. (рис. 1) состоит из фотокатода 3, эмиттирующего электроны в вакуум под действием падающего излучения; электродов 5 и 5', формирующих электронный пучок; и люминесцентного экрана 7. Световое изображение, попадая на полупрозрачный фотокатод, преобразуется в электронное (см. *Фотоэффект внешний*). Фотоэлектроны, ускоренные электрич. полем, фокусируются на экран 7, где электронное изображение снова преобразуется в световое (см. *Катодолуминесценция*). С внутр. стороны экран покрывается пленкой Al для защиты фотокатода от излучения люминофора; зеркальное алюминиевое покрытие, направляя обратное излучение люминофора в сторону наблюдателя, одновременно повышает яркость изображения.

Типы фотокатодов те же, что у фотоэлектронных умножителей (многочелочные, кислородно-цезиевые, сурьмяно-цезиевые). Обычно применяются экраны с синим (для

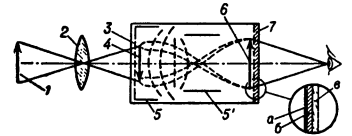


Рис. 1. Электроннооптич. преобразователь: 1 — освещенный объект; 2 — объектив; 3 — фотокатод; 4 — световое изображение; 5, 5' — фокусирующие электроды; 6 — электронный пучок; 7 — люминесцирующий экран; а — пленка Al; б — слой люминофора; в — стеклянная подложка.

фотографирования) и с желто-зеленым (для визуального наблюдения) свечениями (рис. 2).

Э. п. чувствителен к более широкому диапазону электромагнитного излучения, чем человек, глаз, что позволяет применять его для наблюдений не только в видимом спектре, но и в инфракрасных, ультрафиолетовых, рентгеновских, а также в ультразвуковых лучах. Одновременно Э. п. может служить усилителем яркости изображения.

Рис. 2. Спектры излучений экранов с зеленым (2) и синим (1) свечениями.

преобразования (усиления) лучистого потока $G_p = P_a/P_k$, где P_a — поток, излучаемый экраном в сторону наблюдателя, P_k — поток, падающий на фотокатод; разрешающая способность N ; яркость темного фона B_0 (яркость экрана при неосвещенном фотокатоде).

Коэфф. усиления оценивается ф-лой: $G_p = SU\gamma_a$, где γ_a — энергетич. выход экрана в $вт$ на $1вт$ падающей на экран мощности электронного пучка; U — напряжение между фотокатодом и экраном в $в$; S — чувствительность фотокатода в a/em :

$$S = S_{\text{макс}} \int_0^{\lambda_0} S(\lambda)P(\lambda)d\lambda / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda)d\lambda.$$

Здесь $S_{\text{макс}}$ — чувствительность фотокатода в максимуме спектральной характеристики в a/em , $S(\lambda)$ и $P(\lambda)$ — спектральные характеристики фотокатода и входного излучения; λ_0 — длинноволновая граница фотокатода; λ_1 и λ_2 — границы спектра входного излучения.

Усиление Э. п. для визуального наблюдения характеризуется коэфф. усиления яркости и изображения G_B — отношением яркости изображения на экране (в $a.сб$) к освещенности фотокатода (в $лк$) от стандартного источника излучения:

$$G_B = \pi S S_A \gamma_{св} U/m^2, \quad (3)$$

где S_A — интегральная чувствительность фотокатода в $a/лм$ (для стандартного источника излучения); $\gamma_{св}$ — светоотдача в $св/вт$, t — электронноопт. увеличение Э. п.

Разрешающая способность N , характеризующая четкость изображения, ограничивается aberrациями электронноопт. системы, экрана, элементов промежуточного усиления фототока (см. ниже) объектива. Из-за кривизны поля изображения в Э. п. с электростат. фокусировкой N быстро падает от центра к краю рабочего поля [7; 8] (рис. 3). В системах с магн. фокусировкой разрешающая способность на значит. части рабочего поля фотокатода практически равномерна.

Яркость темного фона B_0 , влияющая на контрастность изображения, обусловлена термоэлектронной эмиссией фотокатодов, автоэлектронной эмиссией и вторичной эмиссией электродов и т. п. [9]. Термоэлектронная составляющая B_0 :

$$B_{от} = \pi I_0 \gamma_{св} U/m^2,$$

где I_0 — плотность термоэлектронного тока фотокатода
31 Ф. Э. С. т. 5

тогда (практически термоток может быть устранен охлаждением фотокатода).

Описанные однокамерные Э. п. усиливают яркость изображения в неск. дес. раз и имеют $N \sim 25$ штрихов/мм. Применение электронных линз, уменьшающих электронное изображение ($t < 1$), дает дополнит. усиление яркости. Если требуется большое усиление яркости, то применяют многокамерные Э. п. (соединения неск. однокамерных Э. п. в одном вакуумном объеме [1, 2]), в к-рых изображение с экрана одного Э. п. проектируется

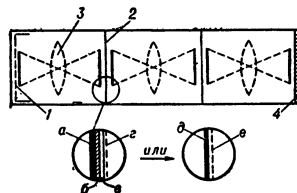


Рис. 4. Трехкамерный преобразователь: 1 — входной фотокатод; 2 — каскады усиления тока; 3 — электронные линзы; 4 — выходной экран; а — пленка Al; б — люминесцентный слой; в — прозрачная перегородка или волоконный элемент; г — полупрозрачный фотокатод; д — металлическая пленка (мелкоструктурная сетка); е — диэлектрики (KCl, MgO).

через тонкую пленку стекла, слюды или через волоконный элемент на фотокатод другого (рис. 4). Усилит. каскад, работающий на принципе оптич. контакта промежуточного экрана и фотокатода, усиливает ток фотокатода в неск. дес. раз. Для лучшей эффективности спектральные характеристики фотокатода и экрана подбираются близкими; обычно применяется сурьмяно-цезиевый фотокатод и экран синего свечения (ZnS, Ag). Иногда электроды 2 заменяют тонкопленочными динодами, работающими на прострел (эмиттирующими вторичные электроны в направлении первичных). Диноды — тонкие пленки KCl, MgO, нанесенные на фольгу из Al или Pt [3, 4], обладают коэфф. вторичной электронной эмиссии $\sigma \sim 30-50$ при напряжениях $\sim 7-9 кв$ [5].

Яркость изображения в многокамерных Э. п. выше в соответствии с величиной коэфф. усиления K каскадов усиления. При вторично-эмиссионном усилении $K \sim \sigma^n$ (n — число промежут. динодов). При усилении фототока посредством оптич. контакта экрана и фотокатода $K \sim U^n$, ($G_p \sim U^{n+1}$). Многокамерные Э. п. дают столь большое усиление яркости ($G_B \sim 10^6-10^8$), что позволяют наблюдать на выходном экране вспышку от одного электрона, испускаемого входным фотокатодом [1, 6]. Разрешающая способность многокамерных Э. п. ниже (у шести камерных $N \sim 10$ штрихов/мм).

В Э. п. с высокочастотным умножением фотоеlectроны под действием высокочастотного поля колеблются между системой сеточных электродов и фотокатодом, соударяясь с последним при каждом цикле и вызывая вторичную эмиссию с фотокатода. При этом достигается $G_p \sim 500$.

В канальных Э. п. усилит. элемент — пачка полупроводниковых трубок, внутр. поверхность к-рых обладает большим σ . Каждая трубка (канал) является по существу фотоелектронным умножителем, усиливающим фототок элемента изображения. Такая система позволяет строить Э. п. малых габаритов; фотокатод располагается вблизи входа усилит. элемента, экран может быть расположен непосредственно на его выходе, система фокусировки электронов не обязательна. Разрешающая способность таких усилителей яркости изображения определяется в основном диаметром каналов.

Э. п. применяются для наблюдения слабо освещенных или слабо излучающих объектов, для преобразования изображения из одной области спектра в другую (астрономия, спектроскопия, кино, микробиология, медицина), а также для изучения биопротекающих процессов, сопровождающихся излучением

(ядерная физика, техника). В Э. п. для *кинсоъемки* скоростной электронным изображением можно управлять так же, как электронным лучом в *электронно-лучевых приборах*. Для этого во входной камере Э. п. устанавливаются *отклоняющая система*, разворачивающая изображение на экране, и электронный затвор. Временное разрешение при этом достигает 10^{-13} — 10^{-14} сек (электроннооптич. затворы позволяют вылучить выдержки $\sim 10^{-7}$ — 10^{-9} сек).

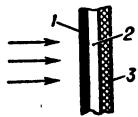


Рис. 5. Детектор преобразователя теплового изображения: 1 — пленка, поглощающая инфракрасные лучи (Ni, Au); 2 — тонкая пленка Al_2O_3 ; 3 — соединение BiCs, обладающее фотоэмиссией, резко зависящей от темп-ры.

В медицине Э. п. применяются для усиления яркости рентгеновского изображения. При этом сурьмяноциезиевый фотокатод наносится на вмонтированный в камеру экран; светящаяся под действием рентгеновского излучения сторона экрана, контактирующая с фотокатодом, покрыта тонким прозрачным слоем диэлектрика. За счет высокого напряжения ($\sim 25\ 000$ в) и электроннооптич. уменьшения изображения ($m = 0,1$) достигается усиление яркости рентгеновского изображения в неск. тыс. раз, что позволяет значительно снизить дозу облучения; $N \sim 1,5$ —3 штрих/мм.

В телевидении Э. п. является составным элементом передающей телевизионной трубки и служит усилителем яркости [11].

В экспериментальных Э. п. для преобразования теплового изображения в видимое [10] приемником теплового изображения является трехслойный инфракрасный детектор (рис. 5). Тепловые лучи, испускаемые телом, поглощаются абсорбирующим слоем, образуя в нем термич. рисунок, к-рый через диэлектрич. прослойку передается в фотоэмиттирующий слой. При сканировании световым лучом термич. рисунок преобразуется в фототок, величина к-рого в каждой точке фотокатода зависит от темп-ры участка эмиттирующего слоя (применяется фотокатод с высоким темп-рым коэфф. фотоэмиссии). Полученные электр. импульсы усиливаются и подаются для формирования изображения на кинескоп.

В Э. п. для преобразования ультразвукового изображения в видимое [8] приемник ультразвука — тонкий звукопоглощающий слой, контактирующий через диэлектрич. слой (стекло) с входным фотокатодом. Под действием ультразвуковых колебаний, прошедших через объект, в звукопоглощающем слое образуется термич. рисунок, вызывающий термоэмиссию фотокатода, чувствительного к инфракрасным лучам. Высвобожденные термоэлектроны фокусируются на люминесцентном экране, создавая видимое изображение (см. также *Визуализация звуковых полей*).

Лит.: 1) Завойский Е. К. [и др.], «Атомная энергия», 1956, № 4, с. 34; 2) Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение, пер. с англ., М., 1965; 3) Wilcock W. L. [а. о.], «IRE Trans. Nucl. Sci.», 1960, v. 7, № 2—3, p. 126; 4) Буткевич В. Г., Вутслов М. М., «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, № 3, с. 355; 5) Goetze G. W., Voegio A. H., Green M., «J. Appl. Phys.», 1964, т. 35, № 3, pt 1, p. 482—89; 6) Завойский Е. К., Вутслов М. М., Смолкин Г. Е., «ДАН СССР», 1956, т. 114, № 5, с. 996; 7) Тельнов Н. И., «Электронно-оптические преобразователи и усиление яркости при киносъемках», «Техника кино и телевидения», 1961, № 9, с. 74; 8) Энкарт Ф., «Электронно-оптические преобразователи изображений и усилители рентгеновского изображения», пер. с нем., М.—Л., 1961; 9) Шеглов П. В., «Электронная телескопия», М., 1963; 10) «Brit. Commun. and Electronics», 1960, v. 7, № 6, p. 418; 11) Reynolds G. T., «IRE Trans. Nucl. Sci.», 1960, v. 7, № 2—3, p. 115. А. С. Шефов.

ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ МОДЕЛИРОВАНИЕ — моделирование электроннооптич. полей и траекторий частиц, к-рые фокусируются этими полями.

Электроннооптич. поля модулируют при помощи аналоговых приборов — электролитической ванны или сеточного интегратора, что основано на аналогии дифференциальных ур-ний Лапласа и Пуассона или их конечно-разностных аппроксимаций с ур-нием течения ионного тока в электролите (электролитич. ванна), или первым ур-нием Кирхгофа (сеточный электроинтегратор).

Электролитич. ванна — большой сосуд, наполненный электролитом (часто — водопроводной водой), в к-рый вносится увеличенная модель исследуемого электроннооптич. устройства. Electroды модели изготавливаются из к.-л. проводящего материала (листовой меди, латуни, железа). К ним подводится напряжение, пропорциональное напряжению в исследуемой системе. Ванна обычно питается от источника напряжения повышенной частоты (500—1000 в), чтобы снизить эффект поляризации электродов, способный сильно исказить результаты измерений.

Если электроннооптич. устройство обладает осевой симметрией, то поле его исследуется либо в глубоководной ванне, либо в ванне с наклонным дном. В первом случае в ванну вносится половина модели электроннооптич. устройства (плоскость разреза содержит оптич. ось) (рис. 1). Во 2-м случае в ванну вносится небольшая доля системы и оптич. ось является береговой линией между изолирующим дном ванны и

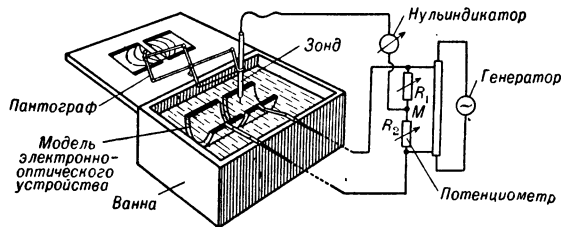


Рис. 1. Электролитическая ванна.

электролитом. В обоих случаях поверхность электролита должна быть плоскостью симметрии моделируемого устройства. Заставляя зонд, скрепленный с пантографом, к-рый несет на себе записывающее устройство, скользить по поверхности электролита, фиксируют на бумаге совокупность точек с одинаковым потенциалом. В результате получают следы эквипотенциальных поверхностей, к-рые позволяют приближенно строить траектории.

Распределение потенциала можно найти более точно с помощью электроинтегратора [1]. Здесь находят распределение потенциала в узлах сетки, состоящей из квадратных ячеек, так что наглядного представления об эквипотенциальных поверхностях получить нельзя. Однако полученные цифровые данные достаточно точны для численного интегрирования ур-ний траекторий.

Моделирование траекторий. Моделирование плоских траекторий в электростатич. поле получается обычно при помощи траектографа — автоматически движущейся и управляемой каретки, снабженной двумя зондами, скользящими по поверхности электролита в электролитич. ванне. В ванне закрепляются модели исследуемых устройств. Каретка траектографа движется по бумаге, закрепленной на чертежной доске, расположенной параллельно поверхности электролита в ванне. Поступательное движение каретки осуществляется электродвигателем. Перо, закрепленное под ней, вычерчивает мгновенное значение радиуса кривизны траектории [2].

Др. устройство, при помощи к-рого можно моделировать электронные траектории в плоскостатических полях, — резиновая мем-

брана. Тонкая резиновая мембрана натягивается равномерно на раму. В спец. зажимах устанавливаются увеличенные модели электродов, к-рые вдавливают в растянутую мембрану. Отклонения мембраны от горизонтали пропорциональны приложенным к электродам потенциалам. После деформации мембраны электродами получается нек-рый рельеф, характеризующийся определенной высотой $z = h(x, y)$ отклонения деформированной мембраны от недеформированной $z = 0$. Можно показать, что распределение этих отклонений, если они малы по сравнению с расстояниями между электродами, подчиняется уравнению Лапласа. Этому же уравнению удовлетворяет и распределение потенциала в электронооптич. устройстве, а т. к. и граничные условия в оригинале и модели

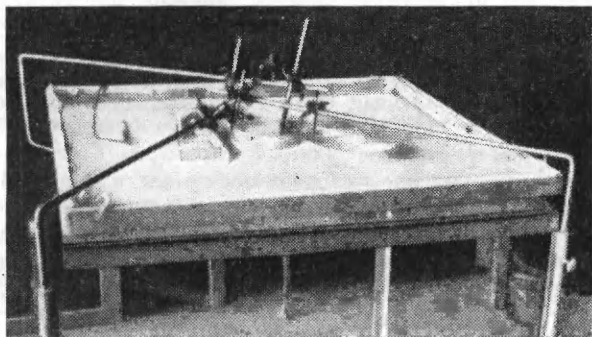


Рис. 2. Устройство для моделирования траекторий методом резиновой мембраны.

согласованы, то можно утверждать, что отклонение $h(x, y)$ пропорционально потенциалу $\phi(x, y)$ в соответствующих друг другу точках модели и оригинала (рис. 2).

Для того чтобы воспроизвести вид электронной траектории в данном электронооптич. устройстве, заставляют небольшой тяжелый шарик скатываться

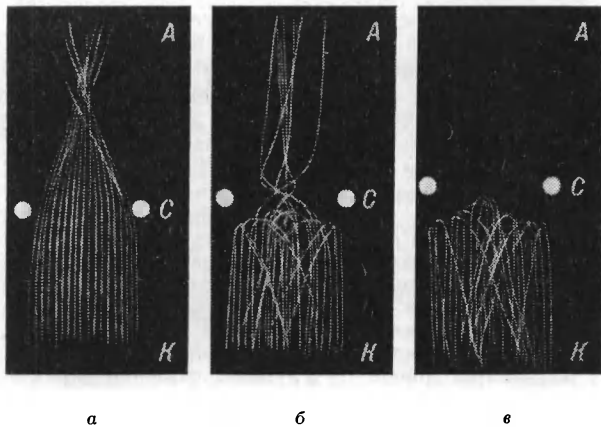


Рис. 3. Моделирование траекторий методом резиновой мембраны. Действие потенциала сетки радиолампы на траектории электронов. А — анод, К — катод, С — сетка. Потенциал, подаваемый на сетку, становится от а к в все более отрицательным: а — электроны фокусируются; б — количество прошедших электронов уменьшается; в — запаривание.

по рельефу мембраны. Это качение должно совпадать с возможно малым трением; деформация мембраны шариком под действием веса последнего должна быть ничтожной. Если начальное направление шарика

совпадает с начальным направлением движения электрона, то их траектории будут подобны. Освещая шарик стробоскопич. методом, можно зафиксировать его движение на фотопленке. Траектория воспроизводится в виде штриховой линии, причем длина штрихов характеризует скорость шарика в той или иной точке, если время вспышек стробоскопич. осветителя неизменно (рис. 3).

Для моделирования электронных траекторий в магнитостатич. полях применяется метод годоскопа (рис. 4). Он основан на аналогии между формой электронной траектории и фигурой равновесия тонкой обтекаемой током металлич. нити, помещенной в исследуемое поле. Аналогия идеальна, если нить идеально гибка и не обладает весом. Основная часть годоскопа — серебряная нить толщиной в 0,02 мм, через к-рую можно пропускать ток до 500 ма.

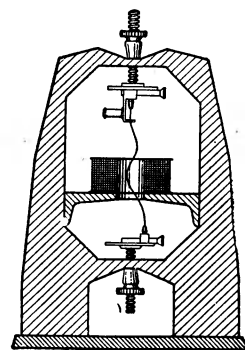


Рис. 4. Общий вид годоскопа.

Лит.: 1) Дер-Шварц Г. В., Нетребенко К. А., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1959, т. 23, № 4, с. 506; 2) Блейва С. И. М., в кн.: Труды конференции по электронике СВЧ, М.—Л., 1959, с. 133. Г. В. Дер-Шварц.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МАШИНЫ (ЭВМ) — широкий класс устройств для автоматич. выполнения сложных и трудоемких вычислений с высокой скоростью. Основные вычислит. блоки ЭВМ строятся на основе электронных элементов (лампы, транзисторов, ферритов и др.); кроме того, используются электромеханич. устройства (для ввода и вывода данных и др.). ЭВМ делятся на два основных типа: аналоговые вычислительные машины (АВМ) [см. *Моделирование математическое*] и цифровые вычислительные машины (ЦВМ). В АВМ числа представляются в виде непрерывных значений нек-рых параметров электрич. сигналов (напр., напряжения). АВМ обладают невысокой точностью и предназначаются для решения сравнит. узкого класса задач (чаще всего — для решения систем дифференциальных ур-ний). В ЦВМ числа представляются в виде наборов дискретных сигналов в позиционных системах счисления (см. *Электронные цифровые машины*). ЦВМ обладают высокой точностью и являются универсальными. А. И. Кутюс.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ — электронные приборы с термоэлектронным катодом и электростатич. управлением электронным потоком, служащие для различных преобразований электрич. сигналов. Двухэлектродные Э. л. (диоды) служат для преобразования переменного тока в постоянный (*жентроны*); приемно-усилительные Э. л. предназначены для усиления электрич. сигналов, *преобразования частоты и детектирования*. К ним относятся также высокочастотные диоды, триоды и пентоды, многосеточные лампы, *электрометрические лампы* и комбинированные Э. л. Мощные Э. л. (триоды, тетроды и пентоды) позволяют генерировать или усиливать мощности до сотен и более *квт*. Для усиления и генерации в области СВЧ применяются спец. Э. л. СВЧ.

Конструктивно Э. л. состоят из баллона (стеклянного, металлокерамического, металлокерамического, керамического), в котором создается вакуум $\sim 10^{-7}$ мм рт. ст., и системы плоских или цилиндрических электродов: катода, анода и неск. сеток. *Катоды термоэлектронные* косвенного или прямого подогрева обеспечивают необходимую эмиссию электронов. Аноды маломощных ламп делают из Ni, Mo и Ta, аноды мощных Э. л. — из Cu или кобальта

с водяным или воздушным охлаждением. Сетки Э. л. (обычно спирали), расположенные между катодом и анодом, покрываются для уменьшения электронной эмиссии Au или др. металлами, увеличивающими работу выхода электронов (см. *Сеточный ток*).

При работе Э. л. в схеме ее анод имеет положит. потенциал $U_a(t)$ относительно катода, благодаря чему в анодной цепи Э. л. течет анодный ток $I_a(t)$:

$$I_a(t) = I_n(t) + C_{ак} \frac{dU_a}{dt}, \quad (1)$$

где $C_{ак}$ — емкость между анодом и катодом, а $I_n(t)$ — наведенный ток, обусловленный перераспределением электр. зарядов на катоде и аноде при движении между ними электронов. Величина I_n (или равного ему конвекционного тока) при работе на высоких частотах определяется гл. обр. инерцией электронов (электроны не мгновенно достигают анода). Время пролета от катода к аноду электронов, находящихся на расстоянии d друг от друга $\tau = 3 \cdot 10^{-8} d/\sqrt{U_a}$ сек; для обычных Э. л. $\tau = 10^{-8} - 10^{-10}$ сек. Если период приложенного к аноду переменного напряжения $T \sim \tau$, то I_a существенно изменится, т. к. за время пролета электронов изменяется U_a . Угол пролета $\theta = 2\pi\tau/T = 2\pi f\tau = \omega\tau$ определяет изменение фазы U_a за время τ . При $\theta < 0,1\pi$ инерция электронов практич. не влияет на I_a . Частоты, на к-рых инерция электронов уже нарушает фазовые соотношения в Э. л., начинаются с диапазона $f = 1/\tau = 10^2 - 10^4$ Мгц, т. е. с области длин волн $\lambda = 300 - 3$ см.

Для низких частот, когда влиянием τ и емкостным током, пропорциональным dU_a/dt , можно пренебречь, для диода $I_a = f(U_a)$. Вид этой ф-ции, наз. вольт-амперной характеристикой, зависит от эмиссионной способности катода (рис. 1). При $U_a < 0$ величина I_a растет экспоненциально, что обусловлено разбросом начальных скоростей электронов. Для полного прекращения анодного тока (запирания Э. л.) требуется поэтому $U_a < 0$. При $U_a = 0$ ток I_a очень мал. При $U_a > 0$ ток $I_a \sim U_a^{3/2}$ («закон $3/2$ »), если начальные скорости электронов $v_0 = 0$, электроды достаточно велики (краевыми полями можно пренебречь) и вблизи катода существует электронный пространств. заряд (в реальных Э. л. закон $3/2$ нарушается). При дальнейшем росте U_a ток I_a достигает предельного значения (ток насыщения); в режиме насыщения все электроны, вылетающие из катода, попадают на анод и пространств. заряд полностью рассасывается. У Э. л. с оксидным катодом насыщения I_a

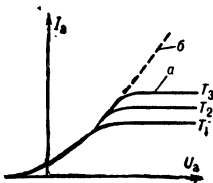


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика диода с вольфрамовым (а) и оксидным (б) катодами.

нет (рис. 1, пунктир) вплоть до полей, разрушающих катод. Обычно для диода при малых анодных напряжениях I_a проп. U_a^2 , а с ростом анодного напряжения: $I_a = S U_a$. Иногда (напр., при расчете выпрямителей) считают $I_a = 0$ при $U_a < 0$ и $I_a = S U_a$ при $U_a > 0$.

Статические характеристики и параметры диода: 1) крутизна вольт-амперной характеристики $S = dI_a/dU_a$ (изменение I в ма на 1 в изменения U_a); 2) внутр. сопротивление $R_i = 1/S$. S и R_i — ф-ции U_a и темп-ры катода; в пределах линейного участка характеристики S и R_i — постоянные; 3) для кенотронов существенны макс. значения выпрямленных напряжения и тока. $I_{a макс}$

определяется эмиссионной способностью катода и тепловым режимом анода, нагреваемого электронной бомбардировкой. Макс. выпрямленное напряжение определяется обратным напряжением $U_{обр}$, к-рое колеблется от 500—2000 в (низковольтные кенотроны 5Ц4С, 5Ц3С, 6Ц5С и др.) и до 100 кв и выше (высоковольтные кенотроны). Помимо выпрямления переменного тока, диоды применяются как детекторы для формирования импульсов, в измерит. схемах и т. п. У таких диодов существенно емкость между анодом и катодом $C_{ак}$, потенциал запирания U_a зап и начальный анодный ток I_{a0} при $U_a = 0$. У совр. высокочастотных диодов: $C_{ак} = 0,1 - 4$ пф, U_a зап от 0 до -5 в, $I_{a0} < 1$ ма. Высокочастотная граница применений диодов, помимо паразитной емкости $C_{ак}$, определяется также и τ , зависящим от расстояния между анодом и катодом и U_a .

В случае триода, у к-рого, помимо катода и анода, имеется управляющая сетка (расположенная вблизи катода) $I_a = f(U_c, U_a)$. Электр. поле между сеткой и катодом изменяет величину I_a : при $U_c > 0$ (относительно катода) оно ускоряет электроны и, следовательно, увеличивает I_a ; а при $U_c < 0$ тормозит их и уменьшает I_a . Зависимость $I_a = f(U_c, U_a)$ (при постоянной темп-ре катода, $T_k = const$) изображается обычно в виде двух семейств статич. характеристик: $I_a = f_1(U_c)U_a = const$ (статич. сеточные характеристики) и $I_a = f_2(U_a)U_c = const$ (статич. анодные характеристики, рис. 2).

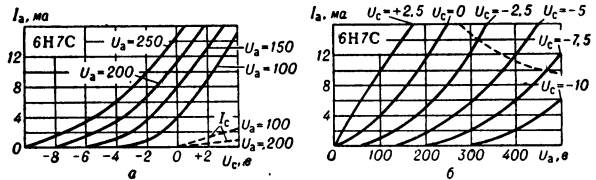


Рис. 2. Семейства статических сеточных (а) и анодных (б) характеристик триода 6Н7С.

Ток, текущий в цепи сетки, I_c мал и обусловлен гл. обр. попаданием электронов на сетку; практически $I_c = 0$ при $U_c < 0$. Зависимости $I_a = f_1(U_c)U_a = const$ и $I_a = f_2(U_a)U_c = const$ обычно могут быть представлены полиномами или аппроксимированы к.-л. ф-циями (напр., тригонометрическими). В нек-рых случаях хорошее приближение дает аппроксимация отрезками прямых, часто применяемая, напр., при расчетах усилителей. Нелинейность характеристики учитывается как поправка, позволяющая оценить нелинейные искажения усилителя или объяснить, напр., устойчивость амплитуды лампового генератора.

Параметры триода: 1) Крутизна сеточной характеристики $S = (\partial I_a / \partial U_c)_{U_a} = const$. 2) Внутр. (дифференциальное) сопротивление $R_i = (\partial U_a / \partial I_a)_{U_c} = const$. 3) Статич. коэфф. усиления $\mu = (\partial U_a / \partial U_c)_{I_a} = const$. Величина S зависит от размеров электродов и расстояния между ними и показывает, на сколько изменяется I_a при изменении U_c на 1 в при $U_a = const$. У существующих триодов $S \sim$ неск. дес. ма/в; разрабатываются Э. л. с $S \sim$ неск. сотен ма/в за счет вторичной электронной эмиссии с дополнит. электрода. R_i представляет собой сопротивление Э. л. переменному току (т. е. для малых изменений U_a) и является ее

выходным сопротивлением $R_{\text{вых}}$. На высоких частотах следует учитывать влияние выходной емкости $C_{\text{вых}}$, т. к. $R_{\text{вых}}$ является комплексным, активная составляющая к-рого R_i , а реактивная $1/\omega C_{\text{вых}}$. Сопротивление R_i следует отличать от сопротивления Э. л. для постоянного тока $R_{\text{п}} = U_a/I_a$. У триодов R_i принимает значения от неск. ед. до неск. дес. ком. Статич. коэфф. усиления μ показывает, во сколько раз действие на I_a приращения U_c эффективнее действия такого же приращения U_a . Для электротриодич. ламп $\mu = 1 - 4$. У триодов, служащих для усиления переменных напряжений, μ достигает неск. десятков.

S , R_i и μ изменяются в зависимости от действующих напряжений на электродах Э. л. Так, напр., при увеличении отрицат. U_c величина S уменьшается, R_i увеличивается, $\mu = \text{const}$. Связь между параметрами Э. л. может быть найдена вычислением полного дифференциала ф-ции $I_a = f(U_c, U_a)$:

$$dI_a = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_c}\right)_{U_a = \text{const}} dU_c + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right)_{U_c = \text{const}} dU_a$$

Если U_c и U_a изменяются так, чтобы $I_a = \text{const}$ (т. е. $dI_a = 0$), то, учитывая, что изменения ΔU_c и ΔU_a при этом различного знака, получим:

$$\left(\frac{\partial I_a}{\partial U_c}\right)_{U_a = \text{const}} - \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right)_{U_c = \text{const}} \cdot \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_c}\right)_{I_a = \text{const}} = 0;$$

$$SR_i = \mu.$$

Аппроксимируя характеристики триода отрезками прямых, имеем $I_a = SU_c + (1/R_i)U_a = (1/R_i)(\mu U_c + U_a)$, откуда видно, что триод м. б. заменен эквивалентным диодом, к аноду к-рого приложено напряжение (управляющее) $U_{\text{упр}} = \mu U_c + U_a$. Полагая $U_{\text{упр}} = 0$, получим $(U_c)_{\text{зап}} = -U_a/\mu$. В действительности триод «запирается» при более высоком отрицат. U_c , т. к. зависимость $I_a = f_1(U_c)U_a = \text{const}$ не является линейной (рис. 3, 4). Предельно допустимая мощность, рассеиваемая анодом за счет его бомбардировки электронами $(P_a)_{\text{расс}} = (I_a)_{\text{макс}}(U_a)_{\text{макс}}$, откуда $(I_a)_{\text{макс}} = (P_a)_{\text{расс}}(U_a)_{\text{макс}}$ (пунктир, рис. 2, б).

5) Межэлектродные емкости: сетка — катод $C_{\text{ск}}$ (входная), анод — сетка $C_{\text{ас}}$ (проходная) и анод — катод $C_{\text{ак}}$ (выходная) существенны при работе Э. л. в обл. высоких частот. Их величина $\sim 1-10$ пф. Для усиления и генерации напряжений малой мощности разработаны спец. Э. л. (типа «жолудь», «пальчиковые» и др.), обладающие межэлектродными емкостями $1-3$ пф.

6) Сеточный ток $I_c = \varphi(U_c, U_a)$; $dI_c = (\partial I_c/\partial U_c)_{U_a = \text{const}} dU_c + (\partial I_c/\partial U_a)_{U_c = \text{const}} dU_a$. Коэфф. $(\partial I_c/\partial U_c)_{U_a = \text{const}}$ и $(\partial I_c/\partial U_a)_{U_c = \text{const}}$ наз. входной и проходной проводимостями Э. л., а обратные величины — входным и проходным сопротивлениями Э. л. $R_{\text{вх}} \sim 10^3 - 10^4$ ом при $U_c > 0$. В этом случае $(\partial I_c/\partial U_c)_{U_a = \text{const}}$ — крутизна характеристики сеточного тока при $U_a = \text{const}$ (пунктир, рис. 2, а). При $U_c < 0$ практически $I_c = 0$ и $R_{\text{вх}}$ определяется сопротивлением утечки по баллону Э. л. (очень велико). Если на входе Э. л. действует переменное напряжение, то при достаточно высоких

частотах следует учитывать реактивную составляющую $R_{\text{вх}} \sim 1/\omega C_{\text{вх}}$, а также реактивную составляющую проходной проводимости, обусловленную проходной емкостью электронной лампы $C_{\text{ас}}$.

Уменьшение $C_{\text{ас}}$ (в 200—300 раз) осуществляется у экранированных Э. л. (тетродов), имеющих вторую экранирующую сетку C_2 между анодом и управляющей сеткой C_1 . Экранирующая сетка, питаемая постоянным напряжением $U_2 \sim (0,5 - 1)U_a$, экранирует электроды лампы от поля анода, ослабляя тем самым влияние U_a на I_a . Это увеличивает μ (в 10—100 раз) и R_i (до $10^5 - 10^6$ ом), а также уменьшает $C_{\text{ак}}$ до $10^{-2} - 10^{-3}$ пф.

Сеточные характеристики тетрода сдвигаются влево, а анодные имеют медленный подъем, связанный с влиянием C_2 (рис. 4). При $U_a < U_2$ на них появляется падающий участок (I_a убывает с ростом U_a), обус-

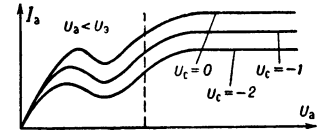


Рис. 4. Анодные характеристики тетрода.

ловленный динаotronным эффектом: вторичные электроны, выбиваемые с анода, попадают на экранирующую сетку ($U_a < U_2$), уменьшают I_a и увеличивают I_2 сетки. Динаotronный эффект имеет место и в триоде, однако внешне он не проявляется, т. к. там отсутствуют положит. электроды между анодом и управляющей сеткой, в связи с чем вторичные электроны возвращаются на анод. Падающий участок на анодной характеристике ограничивает область изменения U_a значениями $U_a > U_2$ и приводит, напр., к самовозбуждению

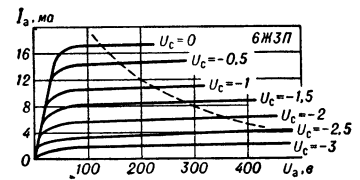


Рис. 5. Семейство анодных характеристик пентода 6Ж3П.

схемы (см. Падающая характеристика). Это устраняется введением антидинаotronной сетки C_3 между C_2 и анодом, находящейся под потенциалом катода и препятствующей проникновению электронов от анода к экранирующей сетке. Трехсеточная Э. л. — пентод — обладает всеми достоинствами тетрода и имеет монотонный рост I_a (рис. 5).

Табл. 1. — Основные параметры некоторых приемно-усилит. триодов и пентодов, применяемых для усиления и генерации сигналов небольшой мощности (1—5 вт).

Тип лампы	S (ма/е)	μ	R_i (ком)	$C_{\text{вх}}$ (пф)	$C_{\text{пр}}$ (пф)	$C_{\text{вых}}$ (пф)
Триод 6С5С, усиление напряжения низкой частоты . . .	2	20	10	3	2	11
Триод 6С3П, усиление напряжения высокой частоты . . .	19,5	50	2,5	6,7	2,4	1,6
Двойной триод 6Н7С, усиление мощности низкой частоты	2	32	16	4,3	2,4	5,4
Пентод 6Ж1Ж «жолудь», усиление и генерирование до частот 500 Мгц . . .	1,4	2000	1400	3,4	0,007	3
Пентод 6Ж3П, усиление и генерирование до частот 400 Мгц	5	4000	800	6,5	0,025	1,8
Пентод 6Ж1П, усиление напряжения высокой частоты . . .	28	1000	36	15	0,04	3,5
Пентод 6К1П, усиление напряжения высокой частоты . . .	1,8	1400	700	3,4	0,01	3

Для усиления мощности применяются лучевые тетроды, сходные по своим характеристикам с пентодами. У них сетка C_2 заменена дополнит.

электродами, фокусирующими электронный поток. Между C_a и анодом образуется объемный заряд электронов, создающий вблизи анода тормозящее поле, препятствующее проникновению вторичных электронов от анода к экранной сетке. Лучевые тетроды имеют малое R_i (неск. дес. ком).

У нек-рых высокочастотных пентодов сеточная характеристика имеет очень пологий нижний участок. Пентоды с удлиненной характеристикой применяются в радиоприемных устройствах для регулировки усиления. Такой вид характеристики обусловлен неравномерным шагом спирали управляющей сетки; при увеличении отрицат. U_c происходит постепенное «выключение» различных участков Э. л. вдоль катода и лампа «запирается» постепенно.

В частотопреобразовательных лампах две управляющие сетки разделены экранной сеткой, уменьшающей емкость между управляющими. Изменение I_a пропорционально произведению напряжений, приложенных к управляющим сеткам, что и обеспечивает получение напряжения комбинационной частоты в анодной цепи Э. л. Основной параметр — крутизна преобразования, показывающая, какую амплитуду тока (в ма) комбинационной частоты создает напряжение сигнала 1 в на первой сетке, при стандартной амплитуде (10 в) на второй управляющей сетке.

Из комбинированных Э. л. (две или более Э. л. в одном баллоне) наиболее распространены двойные диоды, диоды — триоды, двойные триоды и реже триод-пентоды.

Динамические характеристики и параметры Э. л. При работе Э. л. в схеме в ее анодную цепь включается комплексное сопротивление Z_a (нагрузка), а на управляющую сетку подается переменное напряжение и постоянное отрицат. смещение \mathcal{E}_{CO} (рис. 6). Изменение напряжения на сетке U_c вызывает изменение I_a , в связи с чем изменяется U_a (динамич. режим). Если

$Z_a = R_a$, то $U_a = \mathcal{E}_a - R_a I_a$ (нагрузочная характеристика, рис. 7), по к-рой двигается рабочая точка при изменении напряжения на сетке. Т. к. $U_c = U_{ВХ} - \mathcal{E}_{CO}$ и $U_a = \mathcal{E}_a - R_a I_a$, то $I_a = f(U_c, U_a) = f[(U_{ВХ} - \mathcal{E}_{CO}), (\mathcal{E}_a - R_a I_a)]$. Приближенно:

$$I_a \approx f [(-\mathcal{E}_{CO}), (\mathcal{E}_a - R_a I_{a0})] + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_c}\right) U_c = \text{const} + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right) U_c = \text{const} dU_c + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right) U_c = \text{const} dU_a.$$

Т. к. первое слагаемое — постоянная составляющая

$$I_{a0} = f [(-\mathcal{E}_{CO}), (\mathcal{E}_a - R_a I_{a0})],$$

а коэфф. при dU_c и dU_a равны S и R_i , получим (принимая

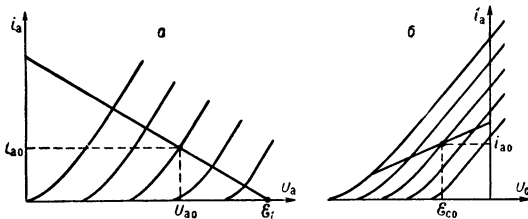


Рис. 7. Статические и динамич. характеристики.

$dI_a = I_a - I_{a0}$ после подстановки $dU_c = dU_{ВХ}$ и $dU_a = -R_a dI_a$, определенных из выражений для U_c и U_a : $dI_a = S dU_{ВХ} - (R_a/R_i) dI_a$, откуда $dI_a = \frac{SR_i}{R_i + R_a} dU_{ВХ} = \mu \frac{dU_{ВХ}}{R_i + R_a}$. Определяя отношение $\frac{dI_a}{dU_{ВХ}} = S \frac{R_i}{R_i + R_a}$, найдем значение динамич. крутизны характеристики:

$S_{дин} = S \frac{R_i}{R_i + R_a} = S \frac{1}{1 + R_a/R_i}$, откуда видно, что $S_{дин} < S$ (при $R_a \neq 0$). Рабочая точка, двигаясь по динамич. характеристике, пересекает семейство статич. характеристик (рис. 7, б). Исключая из соотношений $dU_a = -R_a dI_a$ и $dI_a = \mu \frac{dU_{ВХ}}{R_i + R_a}$ значение dI_a , получим выражение для динамич. коэфф. усиления: $\mu_{дин} = K = \frac{dU_{ВХ}}{dU_{ВХ}} = -\mu \frac{R_a}{R_i + R_a} = -\frac{\mu}{1 + R_i/R_a}$, откуда видно, что $\mu_{дин} < \mu$.

В динамич. режиме изменяется также входная емкость Э. л. При входном гармонич. напряжении $U_{ВХ}$ комплексный входной ток $I_{ВХ}$ разветвляется: $I_{ВХ} = I_{СК} + I_{АС}$, причем $I_{СК} = \frac{U_{ВХ}}{1/j\omega C_{СК}} = i\omega U_{ВХ} C_{СК}$, а напряжение между анодом и сеткой равно $U_{ВХ} + U_{ВЫХ} = U_{ВХ} + KU_{ВХ} = U_{ВХ}(1 + K)$, откуда $I_{АС} = i\omega U_{ВХ}(1 + K)C_{АС}$ (рис. 8). Т. о., $I_{ВХ} = i\omega [C_{СК} + (1 + K)C_{АС}]U_{ВХ}$; $(C_{ВХ})_{дин} = C_{СК} + (1 + K)C_{АС}$. Напр., в случае триоды 6С5С, работающего в усилит. режиме при $K = 15$ и имеющего $C_{СК} = 3$ пф, $C_{АС} = 2$ пф, $(C_{ВХ})_{дин} = 35$ пф. Для пентодов $(C_{ВХ})_{дин}$ незначительно отличается от $C_{СК}$ из-за малости $C_{АС}$.

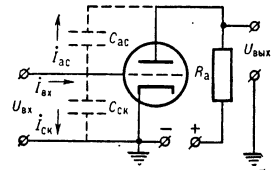


Рис. 8.

Электронные лампы СВЧ.

В области частот $f > 10^8$ гц на работу Э. л. существенно влияют инерция электронов, междуэлектродные емкости и индуктивности вводов. Влияние инерции электронов м. б. иллюстрировано на примере диода, в цепи к-рого действует постоянное напряжение \mathcal{E}_a и гармонич. напряжение с амплитудой $U_a < \mathcal{E}_a$. На низких частотах диод представляет собой активное сопротивление, равное R_i . Для СВЧ — комплексное сопротивление $Z = R - iX$, причем $R = R_i F_1(\theta)$ и $X = = R_i F_2(\theta)$, где θ — угол пролета (рис. 9). При $(\theta < 0,1\pi)$ $R = R_i$, а $X = 0$ и ток диода совпадает по фазе с приложенным напряжением. При повышении частоты R уменьшается и принимает отрицат. значения, фазовые соотношения нарушаются, что обусловлено инерцией электронов. При нек-рых условиях диод может генерировать незатухающие колебания. Индуктивность вводов L_B также изменяет комплексное сопротивление диода на величину $\omega L_B \sim 10^{-8}$ гн.

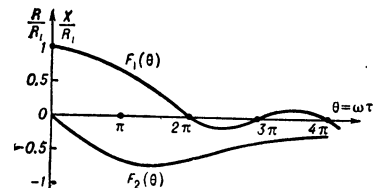


Рис. 9. Зависимость активной и реактивной составляющих комплексного сопротивления диода от угла пролета.

В усилит. Э. л. (триодах, пентодах и др.) при увеличении f уменьшается выходная мощность и увеличивается мощность, расходуемая во входной цепи. Уменьшение эффективности работы Э. л. обусловлено влиянием пролетного времени, междуэлектродных емкостей и индуктивности вводов, в особенности индуктивности катодного ввода L_k , через к-рый осуществляется обратная связь между анодной и сеточной цепями Э. л. Нарушение фазовых соотношений во входной цепи Э. л. приводит к появлению активной составляющей $R_{ВХ} = \alpha/\lambda^2$, где величина α (0,1—3 ком/ма) зависит от конструкции Э. л. и ее режима работы.

На низких частотах $C_{ВХ}$, равная суммарной емкости между управляющей сеткой C и всеми заземленными

электродами (для пентода — катод и C_0), увеличивается при повышении f за счет влияния индуктивностей вводов катода (L_k), управляющей L_y и экранной L_0 сеток. Совместное действие этих емкостей и индуктивностей (рис. 10, а) можно заменить эквива-

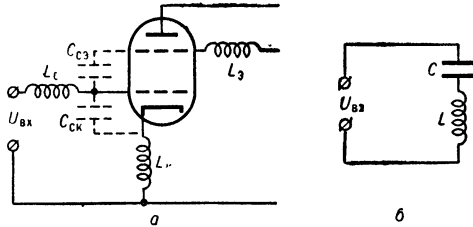


Рис. 10. Эквивалентная схема пентода на СВЧ.

лентным колебат. контуром LC (рис. 10, б). При этом $C_{вх} = C/(1 + [\lambda_0/\lambda]^2)$, где $C = C_{ск} + C_0$, λ_0 — собств. длина волны контура.

За счет фазового сдвига между I_a и напряжением на управляющей сетке крутизна S характеристики Э. л. становится комплексной величиной и зависит от частоты подаваемого на сетку напряжения, а также от L_k и L_y (амплитуда напряжения на промежуточной сетке — катод отличается от входного напряжения за счет падения напряжения на этих индуктивностях). Учет этого фактора и влияния τ приводит к тому, что $S_{дин}$ м. б. больше и меньше $S_{ст}$ в зависимости от частоты и величины L . Выходное сопротивление уменьшается с повышением ω гл. обр. за счет влияния индуктивности ввода L_0 и ток в цепи управляющей сетки будет протекать через емкости $C_{а0}$ и $C_{с0}$. При этом $C_{пр} = C_{ас} - \omega^2 I_{а0} C_{а0} C_{с0}$ и равна 0 при нек-рой частоте (частоте самонейтрализации) в области метровых волн. В области дециметровых волн $C_{пр}$ начинает носить индуктивный характер и нормальная работа нарушается.

Для получения достаточно большого усиления электр. сигналов Э. л. должна иметь большое S , $R_{вх}$ и малую проходную проводимость. Т. к. с повышением ω эти параметры ухудшаются из-за влияния τ , индуктивности вводов и межуэлектродных емкостей, то в Э. л. СВЧ уменьшают межуэлектродные расстояния и размеры электродов (напр., «пальчиковые» Э. л. или «сверхминиатюрные»). Выводы электродов в виде толстых проводников проходят через плоское основание лампы; для уменьшения индуктивности L_k его дублируют неск. проводниками, включенными параллельно. Подобные миниатюрные пентоды хорошо работают в диапазоне метровых волн, но не пригодны для работы в дециметровом диапазоне из-за увеличения проходной проводимости. Кроме того, при повышении ω значительно возрастают собств. шумы пентодов. Более низок уровень шумов у триодов СВЧ, применяющихся на метровых и дециметровых волнах. Основной их недостаток — большая $C_{пр}$ — устраняется особой схемой включения, при к-рой заземляется управляющая сетка, а сигнал подается в катодную цепь (рис. 11). Управляющая сетка экранирует входную цепь от выходной. $C_{пр} = C_{ак}$ у триодов СВЧ равно $10^{-2} - 10^{-3}$ нф. Наиболее совершенные триоды СВЧ (маячковые) имеют плоские электроды с межуэлектродными расстояниями 0,1—0,3 мм. Вводы сетки и катода — кольцеобразные контакты, прижимаемые к контак-

там резонансных коаксиальных устройств, а вывод анода — штырь большого диаметра. Благодаря ничтожной индуктивности вводов, а также небольшим межуэлектродным расстояниям «маячковые» триоды работают до длин волн $\sim 6 - 8$ см. Металлокерамич. триоды аналогичной конструкции (рис. 12) эффективно работают до $\lambda = 3$ см (расстояния сетка — катод 10—15 мк); $S \sim 50$ ма/в.

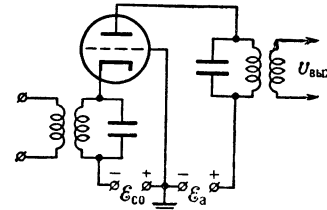


Рис. 11. Схема усилителя с заземленной сеткой.

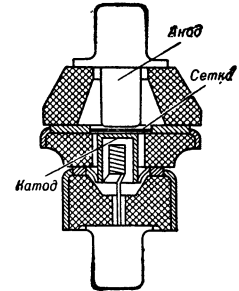


Рис. 12. Металлокерамич. триод.

Эффективность работы частотнопреобразовательных ламп в диапазоне СВЧ также ухудшается. В диапазоне метровых волн еще применяются пентоды и триоды (односеточные смесители), в диапазоне дециметровых волн — спец. смесительные диоды с малым расстоянием между анодом и катодом при очень малых размерах электродов и маячковые диоды с дисковыми контактами.

Шумы Э. л. обусловлены флуктуациями I_a , носящими статистич. характер. Флуктуации I_a обусловлены гл. обр. дробовым эффектом, а также тепловым движением электронов в области пространств. заряда и появлением положит. ионов остаточных газов. В Э. л. с сетками флуктуации I_a возрастают за счет статистич. отклонений от нормального токораспределения между анодом и экранной сеткой, а также за счет флуктуации вторичной эмиссии с электродов, находящихся под положит. потенциалом.

Уровень шумов Э. л. с сетками оценивают эквивалентным шумовым сопротивлением $R_{ш}$, включенным на входе (нешумящей) Э. л. Согласно теореме Найквиста, средний квадрат напряжения шумов, возникающих на зажимах сопротивления $R_{ш}$, определяется соотношением: $\overline{U_{ш}^2} = 4kTR_{ш}\Delta f$, где k — постоянная Больцмана, T — абс. темп-ра. Т. к. $\overline{I_{ш}^2} = S^2 \overline{U_{ш}^2}$, то $R_{ш} \approx 2,5/S$ (для триода) и $R_{ш} = (2,5/S) [I_a/(I_a + I_0)] (1 + 8I_0/I_a)$ (для пентода). У триодов $R_{ш}$ от 0,5 до 1,5 ком, у пентодов от 2 до 5 ком, а в случае спец. малозумящих триодов (с большим S за счет близости расстояния катода к управляющей сетке) $R_{ш}$ достигает 100—300 ом. Уровень шумов Э. л. увеличивается в диапазоне СВЧ за счет флуктуаций входного тока на активной составляющей входного сопротивления. Низкочастотные шумы Э. л. обусловлены неравномерностью эмиссионной способности отдельных участков катода, микрофонным эффектом и пульсациями питающего напряжения; см. также Флуктуации электрические.

Мощные Э. л. Генераторные Э. л. (триоды, тетроды и пентоды) отличаются размерами и конструкцией, обусловленными требованиями высокой выходной мощности при высоком кпд. Большие амплитуды I_a заставляют использовать положит. напряжения на управляющей сетке, в силу чего существенно характеристики сеточных токов. Т. к. кпд $\eta = P_k/(P_k + P_a)$, где P_k — полезная выходная мощность, P_a — мощность, рассеиваемая на аноде, лежит обычно в пределах от 0,5 до 0,7, то для получения большой выходной мощности аноды ламп должны рассеивать мощность приблизительно того же порядка, что и выходная. Различают генераторные Э. л. малой мощности ($P_a < 20$ вт), мало отличающиеся от

приемно-усилительных Э. л.; генераторные Э. л. средней мощности ($P_a < 1 \text{ кет}$, конструируются с воздушным охлаждением); мощные генераторные лампы ($P_a > 1 \text{ кет}$), работающие при U_a до 20 кВ (с водяным или воздушным охлаждением).

В лампах малой и средней мощности применяются оксидные катоды при $U_a = 2 \text{ кВ}$, а при более высоком U_a — плоченные или вольфрамовые катоды (оксидные катоды быстро разрушаются ионной бомбардировкой). Сетки делают из Мо или W проволоки с Au или Zr покрытием (для уменьшения термоэлектронной эмиссии), аноды — из металлов с хорошей лучеспускательной способностью и хорошо поглощающих остаточные газы. Анод мощных ламп (медный цилиндр, внутри к-рого расположены сетка и катод) одновременно служит баллоном лампы. Вся лампа помещается в кожух с проточной водой, причем для нормального теплового режима лампы на 1 кет мощности, рассеиваемой анодом, должно протекать около 1,4 воды в мин. При воздушном охлаждении наружная поверхность анода — радиатор с большой поверхностью. Большинство мощных ламп (до 500 кет) — триоды (у пентодов охлаждение экранной сетки затруднительно). Мощные генераторные триоды (типа ГУ) с мощностью от 3 до 250 кет работают на частотах 25—100 МГц и имеют конструкцию, близкую к маячковой с кольцевым выводом сетки и остальных электродов в виде коротких стержней. Для генерации мощности 500 кет применяются разборные Э. л. при непрерывной откатке ($10^{-7} \text{ мм пр. ст.}$).

Для генерации метровых волн ($\lambda > 6 \text{ м}$) служат гл. обр. пентоды и лучевые тетроды, в конструкции которых учтены требования, сводящиеся к уменьшению пролетного времени, величины межэлектродных емкостей и индуктивностей вводов электродов. В качестве мощных генераторных ламп в этом диапазоне применяются триоды и тетроды с кольцевыми вводами электродов. На дециметровых и сантиметровых волнах применяются гл. обр. триоды с малыми размерами электродов и малыми расстояниями между ними (0,1—0,01 мм). Уменьшение геометрии размеров электродов увеличивает их тепловую нагрузку, снижает полезную мощность и КПД. В генераторах небольшой мощности при $\lambda = 60 \text{ см}$ применяются пальчиковые Э. л. и сверхминиатюрные триоды, в области $\lambda \leq 30 \text{ см}$ — триоды с дисковыми вводами, маячковые лампы, металлокерамические и карандашные с цилиндрич. системой электродов и дисковым выводом сетки. Мощность в неск. сотен вт может быть получена от металлокерамич. триода, в к-ром стекло заменено спец. высококачественной керамикой с малыми диэлектрич. потерями. Малые расстояния между электродами и ничтожные индуктивности вводов позволяют применять эти триоды до $\lambda \approx 8\text{--}6 \text{ см}$, а спец. конструкции до $\lambda \approx 3 \text{ см}$ (мощность неск. дес. ват).

В импульсном режиме (напр., в радиолокации) применяются специальные импульсные генераторные Э. л., рассчитанные на получение импульсной мощности в неск. тыс. кет. При этом, при высокой скажности, возможно применять небольшие Э. л., т. к. средняя мощность, определяющая нагрев анода, значительно меньше импульсной. Специфич. особенности импульсных ламп: оксидные катоды и высокие U_a до 35 кВ (ионизационные процессы не успевают возрасти за время импульса продолжительностью $t < 20 \text{ мксек}$). Высокие напряжения требуют более высокого вакуума и спец. конструкции электродов и их вводов и в то же время уменьшают пролетное время, что позволяет работать на более высоких частотах.

Модуляторные Э. л. — триоды с P_a от 0,1 до 30 кет и U_a от 1 до 10 кВ — применяются для модуляции радиотелефонных передатчиков, а также в выходных ступенях усилительных устройств (напр., трансляционных усилителях). Модуляторные Э. л. с $P_a > 1,5 \text{ кет}$ имеют водяное или воздушное охлаждение и изготавливаются с редкой сеткой для получения сдвинутой влево сеточной характеристики (для неискаженного усиления напряжения с большой амплитудой). Импульсные модуляторные Э. л. выполняют роль ключа в различных импульсных устройствах. Это спец. импульсные тетроды с оксидным катодом, позволяющие получать большие импульсы тока; динаotronный эффект в них подавляется увеличением расстояния между анодом и экранной сеткой. Напр., ГМИ-3 при $U_a \sim 30 \text{ кВ}$ и $U_g \sim 2 \text{ кВ}$ дает импульс $I_a \sim 30 \text{ А}$ и выходную мощность $> 700 \text{ кет}$, при длительности импульса около 2 мксек. Положит. импульс, подаваемый на сетку, для отпирания лампы $> 1 \text{ кВ}$. Импульсные модуляторные Э. л. небольшой мощности — приемно-усилительные триоды.

Долговечность и надежность Э. л. Долговечность (срок службы) — время, в течение к-рого Э. л. может работать непрерывно, сохраняя свои параметры (крутизну, выходную мощность и др., в зависимости от назначения лампы) в пределах 75—80% от исходных. Такая Э. л. наз. стендовой, в отличие от эксплуатационной (при эксплуатации лампы в схеме, подвергающейся, напр., тряске, перегрузкам и пр.).

Надежность характеризуется вероятностью того, что данная лампа будет нормально работать в течение

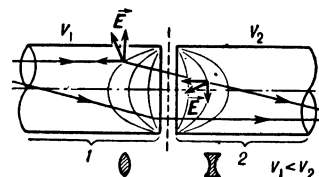
заданного времени. Между надежностью и долговечностью Э. л. имеется определенная зависимость. Надежность совр. отечеств. приемно-усилительных Э. л. характеризуется 99,9% при сроке службы 500 час. и 98% до 10 тыс. часов.

Лит.: 1) Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; 2) Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике, М., 1954; 3) Гурьев Д. С., Справочник по электронным приборам, 3 изд., Киев, 1964; 4) Брудна З., Поустка Й., Каталог электронных ламп, Прага, 1957. А. А. Брандт.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ — электроннооптич.

устройства, создающие квазистатич. электр. и магн. поля, обладающие определенными свойствами симметрии и служащие для фокусировки пучков заряженных частиц. Существуют электростатические, магнитные и комбинированные Э. л. Наиболее распространены осесимметричные Э. л., создающие поля с круговой симметрией. Применяются также цилиндрич. Э. л., создающие плоско-симметричные поля. Все более расширяется область применения квадрупольных Э. л., создающих поля (потенциалы) с двумя плоскостями симметрии и двумя плоскостями антисимметрии [1, 2]. Для коррекции применяются октапольные линзы, поле к-рых имеет 4 плоскости симметрии и 4 плоскости антисимметрии [3].

Электростатич. линзы делятся на иммерсионные, одиночные и катодные. Они состоят из неск. электродов, к к-рым приложены потенциалы. Электроды линзы, создающих осесимметрич. поля, — это металлич. диафрагмы с пер-



форациями круговой формы или отрезки металлич. труб кругового поперечного сечения. Electroдами линз, создающих плоско-симметричные поля, обычно служат металлич. диафрагмы с перфорациями щелевидной формы. Э. л. наз. иммерсионными (рис. 1), если потенциалы крайних электродов различны (по аналогии со световой оптикой, т. к. в электростатич. электроннооптич. системах показатель преломления $\propto \sqrt{\varphi(1+e\varphi)}$, см. ф-лу (6) в ст. Электронная оптика). Если потенциалы крайних электродов линз одинаковы, то такие линзы наз. о д и н о ч н ы м и (рис. 2).

Катодные линзы формируют изображение катода, с поверхности которого выходят электроны или ионы (фотоэлектроны в электроннооптич. преобразователях, термоэлектроны, вторичные электроны и фотоэлектроны в электронных эмиссионных микроскопах, вторичные ионы в ионных эмиссионных системах [4]). Все катодные линзы — иммерсионные, т. к. показа-

Э. л. наз. иммерсионными (рис. 1), если потенциалы крайних электродов различны (по аналогии со световой оптикой, т. к. в электростатич. электроннооптич. системах показатель преломления $\propto \sqrt{\varphi(1+e\varphi)}$, см. ф-лу (6) в ст. Электронная оптика). Если потенциалы крайних электродов линз одинаковы, то такие линзы наз. о д и н о ч н ы м и (рис. 2).

Катодные линзы формируют изображение катода, с поверхности которого выходят электроны или ионы (фотоэлектроны в электроннооптич. преобразователях, термоэлектроны, вторичные электроны и фотоэлектроны в электронных эмиссионных микроскопах, вторичные ионы в ионных эмиссионных системах [4]). Все катодные линзы — иммерсионные, т. к. показа-

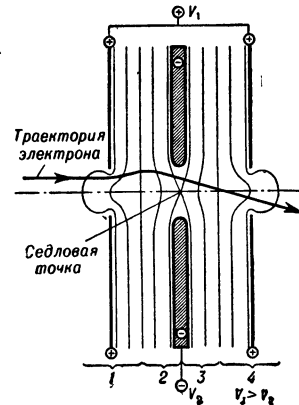


Рис. 2. Одиночная симметричная электростатическая линза. 1 и 4 — области поля, в к-рых электроны рассеиваются; 2 и 3 — области поля, в к-рых электроны фокусируются.

тель преломления при входе в линзу отличен от показателя преломления после выхода из нее. Поэтому их иногда наз. иммерсионными объективами (рис. 3).

Магн. линзы по способу возбуждения магн. поля делятся на электромагнитные и магнитостатические. Магн. линзы с магнитопроводом наз. бронированными или панцирными. Для

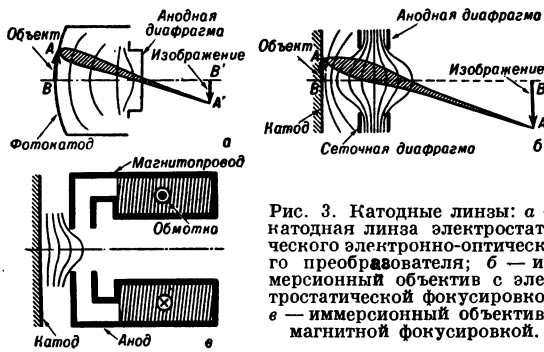


Рис. 3. Катодные линзы: а — катодная линза электростатического электронно-оптического преобразователя; б — иммерсионный объектив с электростатической фокусировкой; в — иммерсионный объектив с магнитной фокусировкой.

большей концентрации магн. поля и для придания магн. линзам строгой геометр. формы они снабжаются полюсными наконечниками из магнитно-мягких материалов с большой индукцией насыщения. Для получения большой оптич. силы (малое фокусное расстояние) почти все линзы совр.

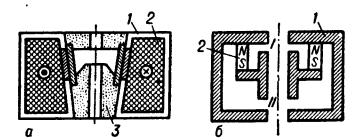


Рис. 4. Магнитные линзы, а — бронированная линза с электромагнитным возбуждением и полюсным наконечником; 1 — магнитопровод, 2 — обмотка, 3 — полюсный наконечник; б — магнитостатич. линзы с встречным возбуждением линз I и II: 1 — магнитопровод, 2 — постоянный кольцевой магнит.

Э. л. ограничена осевая протяженность осесимметричной Э. л. предмет и его изображение находятся вне поля, то построение изображения можно выполнить без учета реального хода траектории. Для этого

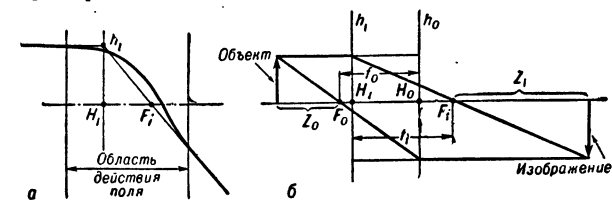


Рис. 5. а — определение положения главной плоскости и фокуса, б — построение изображения по кардинальным элементам предмета (индекс о) и изображения (индекс i).

ренциального ур-ния (12) в ст. *Электронная оптика*]. Одна из них входит в поле Э. л. параллельно оптич. оси из пространства предметов, а другая — из пространства изображений. Пересечение асимптотич. касательных к траектории дает (рис. 5, а) положение главной плоскости h_i пространства изображений (если траектория параллельна оси в пространстве предметов). Пересечение с осью асимптотич. касательной к той части траектории, к-рая находится в пространстве изображений, дает положение фокуса пространства изображений F_i . Если выполнить такое же построение для траектории, параллельной оси в про-

странстве изображений, то можно найти положение главной плоскости h_0 и фокальной точки F_0 пространства предметов. Порядок следования главных плоскостей (главных точек H_0 и H_i) в Э. л. обратен порядку следования этих плоскостей в светооптич. линзах.

Порядок построения изображения ясен из рис. 5, б. Если предмет и его изображение расположены вне поля, то ур-ние Ньютона для световых линз $Z_0 Z_i = f_0 f_i$ распространяется и на Э. л. Z_0 — расстояние предмета от F_0 , а Z_i — расстояние между изображением и F_i . Под фокусными расстояниями f_0 и f_i понимают расстояния между соответствующими главными и фокальными точками.

Если предмет и его изображение находятся вне поля, то, пользуясь ф-лой (13) ст. *Электронная оптика*, можно показать, что для иммерсионных линз:

$$-f_i [\Phi_i (1 + \epsilon \Phi_i)]^{-1/2} = f_0 [\Phi_0 (1 + \epsilon \Phi_0)]^{-1/2}.$$

Поскольку в одиночных и магн. линзах энергия частиц при входе в линзу равна энергии частиц после выхода из нее, то для них $-f_i = f_0$. В отличие от магн. осесимметричных линз, в к-рых поле воздействует на заряженные частицы так, что их скорость меняется только по направлению, скорость частиц, движущихся в поле электростатич. Э. л., меняется как по направлению, так и по величине. В электростатич. линзах, предназначенных для сквозного прохождения частиц, всегда имеются области поля, в к-рых частицы рассеиваются, и области поля, в к-рых они собираются. Однако если частицы могут пройти сквозь все поле линзы, то всегда преобладает собирающее действие. В магн. осесимметричных линзах рассеивающих областей поля не существует. Поэтому все осесимметричные Э. л., предназначенные для сквозного прохождения частиц, — собирающие.

Если иммерсионная линза может считаться тонкой (т. е., если ее фокусное расстояние f значительно больше протяженности поля линзы в осевом направлении), то ее оптич. силы (в нерелятивистском приближении) можно рассчитать по ф-лам

$$1/f_i = \int_{-\infty}^{\infty} (\Phi'_i/\Phi_i)^2 dz, \quad (1)$$

где Φ_i — потенциал пространства изображений, Φ_0 — потенциал пространства предметов, $\Phi(z)$ — осевое распределение потенциала, $\Phi'(z)$ — осевое распределение производной от потенциала. Потенциалы измеряются от той точки, в к-рой энергия частиц равна нулю. Фокусные расстояния пространства предметов f_0 и пространства изображений f_i могут сильно различаться, если $|\Phi_i| \gg |\Phi_0|$, однако их произведение есть величина постоянная. $f_0 = f_i$, если $\Phi_i = \Phi_0$, т. е. если линза становится одиночной. Выращения (1) показывают, что фокусные расстояния электростатич. линз не зависят от удельного заряда частиц. Др. словами, одновалентные ионы описывают траектории, идентичные траекториям электронов.

В тех случаях, когда предмет действительный, его нельзя поместить в электростатич. поле, не искажая симметрии последнего. Поэтому для изображения действительных предметов применяются одиночные линзы, работающие в режиме тонких линз и обладающие сравнительно малой оптич. силой. Напротив, неферромагнитные предметы можно помещать в магн. поле, не искажая его. Поэтому при фокусировке электронов магн. Э. л. обладают большей оптич. силой, чем одиночные электростатич. Э. л.

Оптич. сила тонкой магн. линзы равна: $1/f = (e/8m_0 U^*) \int_{-\infty}^{\infty} B_z^2 dz$, где e — заряд частицы, m_0 —

ее масса покоя, $U^* = U(1 + \varepsilon U)$, $\varepsilon = e/2m_0c^2 = 0,98 \cdot 10^{-6} \text{ e}^{-1}$, c — скорость света, B_z — осевое распределение осевой составляющей индукции.

Т. о., фокусное расстояние магн. линзы зависит от уд. заряда частицы (e/m_0). Для электронов фокусное расстояние значительно меньше, чем для ионов, если $\int_{-\infty}^{\infty} B^2 dz = \text{const}$.

Если предмет и его изображение расположены вне поля, то для оценки оверстной хроматич. aberrации одиночных линз сверху может служить выражение (см. *Электронная оптика*)

$$\delta r_{\text{хр}} \leq \alpha_0 l_{\text{д}} \frac{2\Delta V [1 + 1/|M|]}{\Phi_{\text{мин}}^{3/4} \Phi_0^{1/4}}, \quad (2)$$

где $\delta r_{\text{хр}}$ — радиус кружка рассеяния, обусловленный оверстной, хроматич. aberrацией и отнесенный к плоскости предмета; ΔV — разброс энергии и электронов, участвующих в изображении; Φ_0 — разность

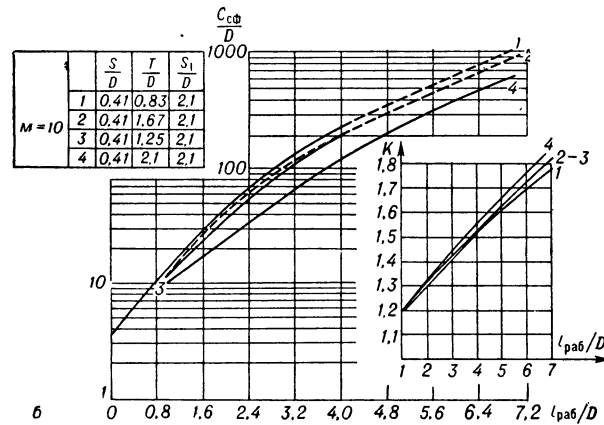
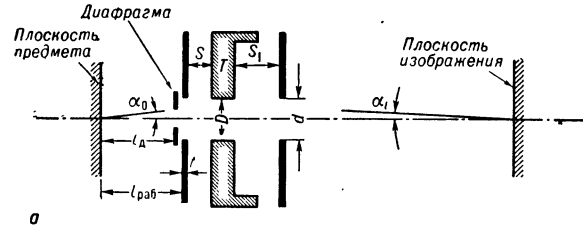


Рис. 6. а — Размеры одиночной несимметричной линзы, характеризующие ее работу; D — диаметр отверстия среднего электрода, T — толщина среднего электрода, S и S_1 — зазоры между электродами линзы. Если $d \approx D$, то диаметр отверстия внешних электродов слабо влияет на изображающие свойства линзы. Толщина t внешних электродов также мало влияет на ее изображающие свойства. б — зависимость $C_{\text{сф}}/D$ несимметричных одиночных линз от относ. рабочего отрезка $l_{\text{раб}}/D$. Зависимость эксплуатационного параметра $k = U_{\text{ка}}/U_{\text{кл}}$ от $l_{\text{раб}}/D$.

потенциалов, к-рую прошла частица, чтобы попасть в пространство предмета (или изображения); $\Phi_{\text{мин}}$ — разность потенциалов, к-рую прошла частица, двигаясь в поле линзы до той точки, в к-рой она (частица) имеет минимальную энергию; M — увеличение. Остальные обозначения ясны из рис. 6, а.

На рис. 6, б показано изменение постоянной сферич. aberrации $C_{\text{сф}}$ в зависимости от рабочего отрезка l при $M = 10$. Все размеры нормированы на D (см. 6, а). У всех линз 1, 2, 3, 4 $t/D = 0,08$; $D_1/D = 3,75$; $d/D = 1$. Радиус кружка рассеяния, обусловленный сферич. aberrацией в плоскости изоб-

ражения Гаусса и отнесенный к плоскости предмета, рассчитывается по ф-ле

$$\delta r_{\text{сф}} = \alpha_0^3 C_{\text{сф}}. \quad (3)$$

Минимальный кружок рассеяния, отнесенный к плоскости предмета, равен $\delta r_{\text{сф мин}} = 1/4 \delta r_{\text{сф}}$. В правом нижнем углу рис. 6, б дан эксплуатационный параметр

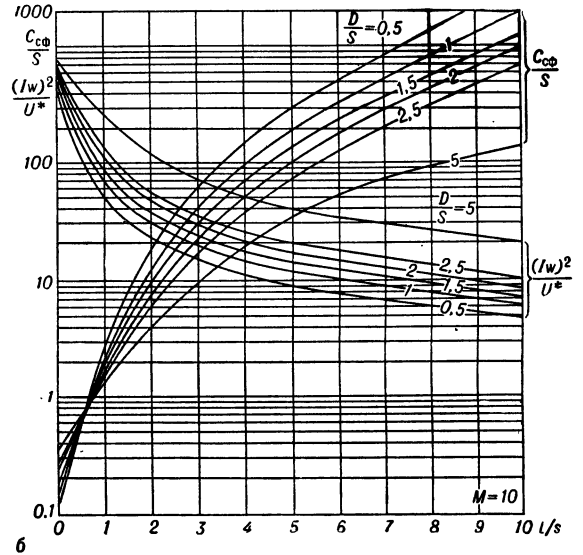
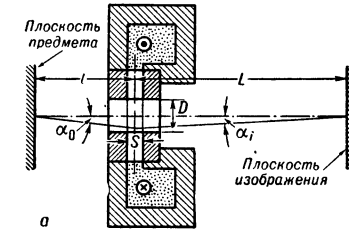


Рис. 7. а — Размеры симметричной магнитной бронированной линзы с полюсным наконечником, характеризующие ее работу; D — диаметр канала полюсного наконечника, S — ширина немагнитного зазора между башмаками, l — передний отрезок, L — задний отрезок, α_0 — угол входа, α_i — угол выхода; б — зависимость $C_{\text{сф}}/S$ симметричных ненасыщенных бронированных линз с полюсным наконечником для разных параметров формы D/S , в зависимости от относительного отрезка l/S для постоянного увеличения $M = 10$. Зависимость эксплуатационного параметра $(Iw)^2/U^*$ от l/S при $M = 10$.

$k = U_{\text{ка}}/U_{\text{к-л}}$ в зависимости от рабочего отрезка $l_{\text{раб}}$ ($U_{\text{ка}}$ — разность потенциалов между катодом и анодом, $U_{\text{к-л}}$ — разность потенциалов между катодом и средним электродом линзы). Пользуясь этим графиком, можно определить $U_{\text{к-л}}$, если известны $l_{\text{раб}}$ и $U_{\text{к-а}}$.

Аналогичная (2) оценка хроматической aberrации магн. линзы:

$$\delta r_{\text{хр}} < \alpha_0 [\Delta V/U^* - 2\Delta I/I] l(l/L + 1), \quad (4)$$

где $\Delta I/I$ — относительная нестабильность источника тока, питающего линзу; ΔV — разброс энергии электронов, принимающих участие в изображении (рис. 7, а). Сопоставление (2) и (4) показывает, что магн. линзы обладают по крайней мере в 2 раза меньшей хроматич. aberrацией, чем электростатические. Если $\Phi_{\text{мин}} \ll \Phi_0$, то хроматич. aberrация одиночных линз может быть очень велика. Это связано с тем,

что в этом случае электроны, проходящие через седловую точку поля одиночной линзы, — медленные. Они сильно расходятся, если они не монохроматичны. На рис. 7, б представлено изменение $C_{\text{сф}}$, отнесенной к зазору S линзы, в зависимости от относит. переднего отрезка l/S для разных линз (параметр формы $0,5 \leq D/S \leq 5$) при $M = 10$. На рис. 7, б даны графики изменения эксплуатационного параметра $(Iw)^2/U^*$ для этих линз. Зная параметр формы, один из размеров линзы (D или S) и ускоряющее напряжение, можно определить намагничивающую силу Iw , необходимую для достижения данного режима (т. е. данного $M = 10$ при фиксированном l). При составлении графиков считалось, что ферромагнитный материал линз не насыщен. Насыщение ферробальтовых сплавов не наблюдается, если $Iw \leq 1100 S$ (S дано в мм); для чистого железа насыщения нет, если $Iw \leq 1000 S$ [5].

Теория катодных линз неск. отличается от теории прочих осесимметричных электронооптич. систем. Принципиальное отличие в том, что частицы, выходящие из поверхности (из катода в случае электронов), к-рую они изображают, имеют определенный энергетич. разброс и определенное угловое распределение. Для того чтобы изобразить эмиттирующую поверхность, необходимо создать на ней большую напряженность электрич. поля и либо придать электродам такую форму, либо приложить к ним такие потенциалы, чтобы получить действительное изображение эмиттирующей поверхности. В противном случае изображение будет мнимым, т. к. катодные линзы, в отличие от прочих осесимметричных линз, могут быть рассеивающими. Хорошая катодная линза должна сильно «шнуровать» пучок частиц, вышедший с оптич. оси. Тогда частицы описывают траектории, близкие к оси, но их наклоны в области, близкой к эмиттирующей поверхности, велики и ур-ние (15) ст. *Электронная оптика* выполняется только для частиц, вышедших с оптической оси под углом 90° по отношению к последней [6]. Место пересечения этой «предельной» траектории с оптич. осью определяет положение плоскости Гаусса в эмиссионной системе. Ур-ние Гельмгольца — Лагранжа, связывающее угловое и поперечное (M) увеличения, видоизменяется:

$$M = -\sqrt{\Delta V/U} (\sin \alpha_0 / \text{tg} \alpha_i),$$

где ΔV — разброс энергии частиц, U — ускоряющее напряжение (углы α_0 и α_i см. на рис. 6, а). Аберрация при изображении осевой точки предмета обусловлена как геометрич., так и энергетич. факторами. Она наз. сферохроматической. Радиус кружка размытия этой ошибки $\delta r = k\Delta V/E_0$, где k зависит от энергетич. распределения излучения и от того, в какой плоскости размытие определяется (в плоскости Гаусса или в плоскости лучшей видимости). $e\Delta V$ — наиболее вероятная работа выхода частицы, эмиттируемой поверхностью, E_0 — напряженность у эмиттирующей поверхности. В связи с тем, что в иммерсионных объективах с чисто электростатич. фокусировкой и плоским предметом (рис. 3, б) приходится уменьшать напряженность поля у катода с тем, чтобы сфокусировать пучок (получить действительное изображение), нашли распространение иммерсионные объективы с магн. фокусировкой (рис. 3, в). Применение таких объективов позволило получать в эмиссионных микроскопах разрешение $\delta = 150-200 \text{ \AA}$ [7].

Фокусирующее действие осесимметричных полей слабое, так как оно проявляется как дифференциальный эффект, обусловленный аксиальным движением частиц. В ускорителях, где частицы приобретают очень большие скорости, такой эффект недостаточен. Для преодолении этого недостатка можно пользоваться квадрупольными линзами, у к-рых поле направлено

поперечно относительно направления движения [8]. Существуют квадрупольные линзы с электростатич. и с магн. фокусировкой. Одна квадрупольная линза не может создать действительное стигматич. изображение осевой точки предмета. Она действует в одной меридианной плоскости как собирающая линза, а в другой — ей перпендикулярной — как рассеивающая. Однако две последовательно расположенные линзы — т. н. дублет, создают стигматич. изображение [9]. При этом увеличения в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, проходящих через оптич. ось, различны. Чтобы получить систему, эквивалентную осесимметричной, нужны 2 дублета, расположенные последовательно [14]. В отличие от осесимметричных линз такое устройство можно сделать ахроматичным в отношении отверстиевой хроматич. ошибки [15]. Симметричные и несимметричные квадрупольные линзы применяются также в качестве корректоров осевого астигматизма.

Лит.: 1) Страшкевич А. М., *Электронная оптика электростатических полей, не обладающих осевой симметрией*, М., 1959; 2) Кельман В. М., Явор С. Я., *Электронная оптика*, 2 изд., М.—Л., 1963; 3) De l t g a r J. H. M., в кн.: *Proceedings of the Third European conference on electron microscopy*, Prague, 1964, v. 1, [Prague, 1965], p. 45; 4) Кастен Р., Слодзиан Г., «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 2, с. 348; 5) Du r a n d e a u P., в кн.: *Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Toulouse*, 1957, p. 48—49; 6) Арцимович Л. А., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1944, т. 8, № 6, с. 313; 7) Соа Е. А., «Optik», 1965, Bd 22, № 1, S. 66; 8) Courant E. D. [a. o.], «Phys. Rev.», 1952, v. 88, № 5, p. 1190; 9) Енге Н. А., «Rev. Scient. Instrum.», 1959, v. 30, № 4, p. 248; 10) Дымников А. Д., Фишкова Т. Я., Явор С. Я., «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1963, т. 27, № 9, с. 1131; 11) Шпак Е. В., Явор С. Я., «ЖТФ», 1964, т. 34, № 6, с. 1037.

Г. В. Дер-Шаурц.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЦИФРОВЫЕ МАШИНЫ (ЭЦМ) — вычислит. машины, построенные на электронных элементах и предназначенные для обработки информации, представленной в дискретной (цифровой) форме.

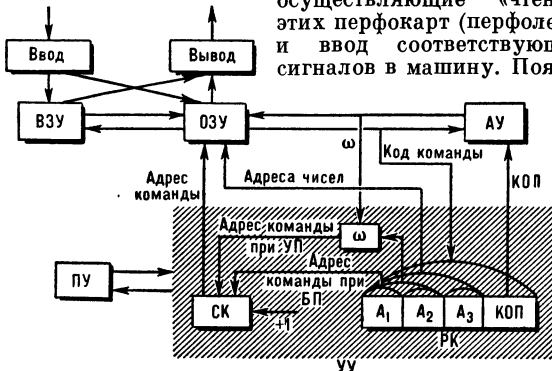
ЭЦМ отличаются от других вычислительных машин (настоенных счетно-ключевых машин, счетно-перфорационных машин и др.) двумя принципиальными особенностями: полной автоматизацией вычислительного процесса, обеспечиваемой применением программного управления (см. *Программирование*), и наличием *запоминающих устройств* (ЗУ) большой емкости.

ЭЦМ широко применяются в экономике, науке и технике и обеспечили успех в таких областях, как ядерная техника, ракетостроение и космонавтика, а также в автоматизации технологич. процессов, в экономич. анализе и управлении. Применение ЭЦМ значительно повышает качество и скорость обработки информации.

Основные принципы устройства ЭЦМ. ЭЦМ состоит из след. основных частей (см. рис.): устройства ввода информации в машину; устройства вывода информации из машины; внешнего ЗУ (ВЗУ); оперативного ЗУ (ОЗУ); арифметич. устройства (АУ); устройства управления (УУ) (о назначении его основных блоков, показанных на рис., см. ниже); пульта управления (ПУ). Указанные устройства соединены между собой магистралями, по к-рым передаются данные и сигналы, управляющие работой устройств.

Устройства ввода и вывода информации. Перед решением задачи на ЭЦМ должны быть подготовлены программа и исходные данные. Эта информация записывается программистом на спец. бланках, с к-рых перфораторчик печатает ее на спец. приборе (перфораторе) в виде пробивок на стандартных листах картона (перфокартах) или бумажных лентах (перфолентах). Перфокарты (перфоленты) вставляются в «читающее» устройство (про-

щупывающее с помощью фотоэлементов или механич. контактов пробитые отверстия), к-рое превращает пробивки в электр. сигналы, поступающие в машину. Т. о., к устройствам ввода относятся как внешние устройства, служащие для подготовки перфокарт (перфолент), так и собственно устройства ввода, осуществляющие «чтение» этих перфокарт (перфолент) и ввод соответствующих сигналов в машину. Появи-



Блок-схема цифровой вычислительной машины.

лись различные новые устройства ввода, читающие оптич. способом обычный и цифровой текст стандартного шрифта и преобразующие его в сигналы, а также читающие буквенные и цифровые тексты, приготовленные спец. способом (в виде записей магнитными чернилами на чеках, в виде графитовых отметок на спец. ведомостях, нарядах и т. п.).

Устройства вывода информации в большинстве машин осуществляют перфорацию выводимых данных на перфокарты (перфоленты) или печать этих данных на бумажные ленты. Иногда данные выдаются в виде графиков или готовых документов.

Запоминающие устройства ЭЦМ состоят из отдельных ячеек, в каждой из к-рых может храниться одно число. ЗУ делятся на 2 основных вида: внешние (ВЗУ) и оперативные (ОЗУ). ОЗУ имеют сравнительно небольшую емкость (4—64 тыс. ячеек), но обладают высоким быстродействием и, главное, позволяют обращаться к отдельным ячейкам в любой последовательности. Все ячейки ОЗУ перенумерованы подряд, и каждой из них присвоен постоянный номер, наз. ее адресом. Для обращения к определенной ячейке необходимо указать ее адрес, после чего в эту ячейку может быть внесено новое число или «прочитано» (выдано в виде кода, представленного электр. сигналами) то число, к-рое там до этого хранилось. ОЗУ работают, как правило, по принципу замещения, при к-ром любое вновь записываемое в ячейку число автоматически стирает прежнее. ОЗУ служат для непосредственной совместной работы с АУ. Из двух ячеек ОЗУ выбирается одно за другим 2 числа, к-рые по очереди поступают в АУ, где над ними выполняется требуемая операция; результат посылается в определенную (свободную) ячейку ОЗУ. Затем выбираются следующие числа из ОЗУ и т. д. Подобный процесс повторяется многократно по заданной программе, в к-рой для каждого такого этапа работы (т. н. такта работы ЭЦМ) имеется одна команда. Команда указывает адреса ячеек, из к-рых должны быть выбраны числа, код нужной операции (сложение, вычитание, умножение и др.) и адрес ячейки ОЗУ, в к-рую должен быть послан результат операции.

Наиболее распространены ОЗУ на магнитных ферритовых сердечниках с прямоугольной петлей гистерезиса. Каждый сердечник может находиться в одном из двух устойчивых состояний, пока внешний сигнал не переведет его в противоположное состояние. Од-

ному состоянию ставится в соответствие значение 0, а другому — 1, и, т. о., каждый сердечник может хранить одну, т. н. двоичную, цифру (см. ниже). Применяются также ОЗУ на электроннолучевых трубках (см. *Запоминающие устройства*). Начали применяться ОЗУ на тонких магнитных пленках, криотронах, туннельных диодах и др.

ВЗУ обладают большой емкостью (сотни тысяч и миллионы ячеек), но они не допускают произвольного обращения к отдельным ячейкам. ВЗУ строятся в основном на магнитных лентах (МЛ). Данные на МЛ запоминаются в ячейках, объединенных в зоны, и отдельные адреса (номера) имеют зоны, а не ячейки; поэтому ВЗУ обеспечивают возможность только группового считывания или записи. ВЗУ непосредственно не связано с АУ и в вычислениях не участвует; оно служит резервом для ОЗУ; с МЛ переписываются по мере надобности исходные данные для обработки, и на МЛ выводятся результаты вычислений. Перепись данных из ОЗУ в ВЗУ или обратно осуществляется сразу целыми зонами (в среднем по 500—1000 ячеек).

Широко применяются в ЭЦМ также ЗУ на магнитных барабанах (МБ) и магнитных дисках (МД), к-рые занимают по своим характеристикам промежуточное положение между ОЗУ и МЛ. На МБ и МД хранятся обычно большие программы, к-рые по частям переписываются в ОЗУ для выполнения, а также часто используемые таблицы данных и результаты промежуточных вычислений. Принцип работы МЛ, МБ и МД см. в ст. *Магнитные запоминающие устройства*.

Арифметическое устройство о служит для выполнения операций над числами. В АУ поступают из ОЗУ исходные числа (два или одно), а также указание (из УУ), какую операцию нужно выполнить. АУ выполняет эту операцию и выдает число (результат), к-рое записывается в ОЗУ по нужному адресу. Любая ЭЦМ имеет строго фиксированный набор операций, выполняемых АУ. Каждой операции присвоен постоянный номер, наз. кодом операции (КОП), к-рый и поступает в АУ, определяя вид выполняемой операции. Существует много различных вариантов построения АУ. Основное деление АУ идет в зависимости от применяемой системы счисления (двоичная или десятичная) и от способа работы (параллельный или последовательный). АУ с двоичной системой счисления проще по конструкции, но требует преобразования исходных данных из общепринятой десятичной системы в двоичную и обратного преобразования результатов вычислений. Подобно тому как любое число в десятичной системе счисления представляется в виде суммы степеней основания 10 с соответствующими коэффициентами (0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9), в двоичной системе любое число может быть представлено в виде суммы степеней основания 2 с соответствующими коэффициентами (0, 1).

Напр., в десятичной системе

$$265 = 2 \cdot 10^2 + 6 \cdot 10^1 + 5 \cdot 10^0,$$

а в двоичной —

$$265 = 1 \cdot 2^8 + 0 \cdot 2^7 + 0 \cdot 2^6 + 0 \cdot 2^5 + 0 \cdot 2^4 + 1 \cdot 2^3 + 0 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0 = 100001001.$$

В двоичной системе очень просто выполняются арифметич. операции, напр. таблицы умножения и сложения имеют вид:

$$\begin{array}{r} 0 \times 0 = 0 \\ 0 \times 1 = 0 \\ 1 \times 0 = 0 \\ 1 \times 1 = 1 \end{array} \quad \begin{array}{r} 0 + 0 = 0 \\ 0 + 1 = 1 \\ 1 + 0 = 1 \\ 1 + 1 = 10. \end{array}$$

Действия над многоразрядными числами производятся так же, как и в десятичной системе, с учетом переносов между разрядами. Примеры сложения и умножения пятиразрядных двоичных чисел:

$$\begin{array}{r} + 11011 \\ + 10010 \\ \hline 101101 \end{array} \quad \begin{array}{r} \times 11011 \\ \times 10010 \\ \hline 110110 \\ 1101100 \\ \hline 111100110 \end{array}$$

Обычно в ЭЦМ используются двоичные числа, соответствующие по точности 10—12-разрядным десятичным числам. Это соответствует приблизительно 40—50-разрядным двоичным числам, под к-рые и рассчитываются ячейки ЗУ. Размер всех ячеек и, следовательно, разрядность чисел, с к-рыми оперирует машина, является фиксированным.

АУ с десятичной системой счисления обычно применяются в ЭЦМ для экономич. расчетов, т. е. перевод многочисленных исходных данных и результатов расчетов из десятичной системы в двоичную и обратно потребовал бы слишком много времени работы машины. Операции в десятичной системе выполняются в АУ в основном по тем же правилам, что и при ручном счете, но отдельные цифры десятичных чисел представляются все же в двоичной системе. Помимо более сложного устройства, десятичные АУ обладают меньшей скоростью работы, чем двоичные.

Технически АУ представляют собой комплекс переключат. схем (счетчиков, регистров, клапанов, реле и т. д.) на электронных лампах или полупроводниковых элементах (диодах, триодах). Основа таких схем — триггер, т. е. схема с двумя устойчивыми состояниями для запоминания: 1 и 0. Важнейшую роль играют схемы клапанов, т. е. такие схемы, к-рые выдают сигнал на выходе при наличии определенной комбинации (или неск. комбинаций) сигналов на входах.

АУ параллельного действия воспринимает из ОЗУ исходные числа и выполняет над ними действия сразу по всем разрядам, в то время как АУ последоват. действия производит эти операции последовательно, разряд за разрядом, начиная с младших. Первые АУ более быстродействующие, но и более сложные.

Устройство управления ЭЦМ служит для последоват. выборки команд программы и управления работой всех устройств ЭЦМ в процессе выполнения каждой команды. УУ на рис. содержит два основных блока: счетчик команд (СК) и регистр команд (РК). СК осуществляет последоват. счет выполняемых команд и выдает каждый раз номер очередной команды, являющийся адресом ячейки ОЗУ, в к-рой хранится эта команда. Выбранный из этой ячейки код очередной команды поступает из ОЗУ на РК для исполнения. С РК выдаются для выполнения последовательно отдельные части команды. Сначала выдается в ОЗУ адрес одного числа (А1), участвующего в операции. После выборки из ОЗУ этого числа и передачи его в АУ из РК выдается в ОЗУ адрес второго участвующего в операции числа (А2), к-рое также поступает из ОЗУ в АУ. В этот же момент в АУ с РК поступает код операции (КОП), к-рая должна быть выполнена. Затем в ОЗУ подается адрес (А3) ячейки, в к-рую записывается результат операции. На этом такт выполнения очередной команды заканчивается, в СК прибавляется единица и увеличенный на единицу адрес поступает в ОЗУ. Затем производится выборка и выполнение след. команды программы.

Часто бывает необходимо изменить указанный последоват. порядок выполнения команд и перейти к к.-н. внеочередной команде. Такие переходы делаются по спец. командам и могут быть заранее полностью заданы в программе [т. н. безусловные переходы (БП)] или зависеть от нек-рых условий [т. н. условные переходы (УП)]. Команда безусловного перехода передает один из своих адресов (напр., А1) не в ОЗУ для выборки числа, а на РК, откуда он поступает в ОЗУ уже как адрес след. команды. Команда условного перехода может передавать на РК один из двух адресов (А1 или А2), причем передача их происходит непосредственно на РК, а через спец. клапан ω , управляемый сигналом, поступающим от АУ. Характер этого сигнала зависит от результата выполненной операции и заранее не известен программисту; напр., при вычитании двух чисел этот сигнал при положительн. знаке результата будет пропускать с РК на СК первый адрес, А1, а при отрицат. знаке — второй адрес, А2. С помощью команды условного перехода можно

менять ход вычислений в зависимости от получающихся результатов, а также возвращаться к повторению одних и тех же участков программы для различных исходных данных.

Мы рассмотрели работу УУ для случая трехадресной команды, т. е. такой команды, к-рая содержит в себе, помимо кода операции, еще 3 адреса. Существуют также ЭЦМ с одно-, двух-, а также четырехадресными командами, принцип работы к-рых аналогичен описанному.

П у л ь т у п р а в л е н и я ЭЦМ служит для пуска и остановки ЭЦМ и контроля за ее работой, а также используется при проведении профилактич. и ремонтных работ.

Основные типы ЭЦМ. По назначению и особенностям конструкции ЭЦМ делятся на 3 основных типа машин: для научно-технич. вычислений; для обработки экономич. информации; для управления технологич. процессами.

ЭЦМ для научно-технич. вычислений характеризуются высокой точностью вычислений (представлением чисел в ячейках с большим количеством разрядов и большим диапазоном изменения чисел), большим объемом ОЗУ, наличием небольшого числа (2—4) МБ и МЛ, сравнительно небольшим количеством устройств ввода и вывода данных (для научно-технич. вычислений характерен большой объем счета при сравнительно небольшом объеме вводимых и выводимых данных). Эти машины работают, как правило, в двоичной системе.

ЭЦМ для обработки экономической информации характеризуются большим количеством МБ и МЛ, разветвленной системой устройств ввода и вывода (сюда входят разнообразные устройства для печати готовых документов и устройства для восприятия информации с первичных документов). Эти машины работают, как правило, в десятичной системе, что связано с большими объемами вводимых и выводимых данных.

ЭЦМ для управления технологическими процессами — т. н. управляющие машины — характеризуются прежде всего наличием устройств сопряжения машины с различными физич. датчиками первичной информации (датчики темп-ры, давления, перемещения, скорости, регистрации количества изделий и т. п.), а также с каналами связи, связывающими ЭЦМ с источниками информации и управляемыми органами. На основе поступающей информации о фактич. состоянии управляемых объектов ЭЦМ по имеющейся в ней программе периодически рассчитывает необходимые команды и выдает их органам управления. Особенность структуры управляющих ЭЦМ — наличие системы прерывания работы машины для вводов новой информации и выдачи команд управления, а также системы оперативной связи человека-оператора с машиной, позволяющей ему получать в наглядной форме информацию о ходе процесса управления и вводить корректуры в решения, вырабатываемые ЭЦМ.

Машины всех указанных типов в зависимости от производительности (быстродействие, емкость ЗУ, количество устройств ввода и вывода) делятся на 3 класса: большие машины (быстродействие от неск. сотен до миллионов операций в 1 сек, ОЗУ 50—100 тыс. ячеек), средние машины (быстродействие от 10 до 100 тыс. операций в 1 сек, ОЗУ 4—16 тыс. ячеек), малые машины (быстродействие до 10 тыс. операций в 1 сек, ОЗУ 1—4 тыс. ячеек). Стали выпускаться ЭЦМ, построенные по агрегатному принципу и допускающие наращивание производительности присоединением дополнит. блоков и устройств.

Примеры конкретных образцов ЭЦМ: ЭЦМ М-20 (типовая ЭЦМ для научно-технич. вычислений) — машина средней производительности, построенная на ламповых и полупроводниковых элементах. Среднее быстродействие — 20 тыс. операций в 1 сек; система команд трехадресная; ОЗУ — на ферритовых сердечниках, емкость 4096 ячеек по 45 двоичных разрядов. Имеется 3 МБ емкостью по 4096 ячеек каждый и 4 МЛ, на каждую из к-рых может быть записано 256 зон. В зоне может быть до 4096 двоичных 45-разрядных кодов. Ввод и вывод данных осуществляется с помощью перфокарт и соответствующих устройств, считывающих данные с перфокарт и перфорирующих их на перфокарты. Для нанесения первичных исходных данных и программ на перфокарты имеется ручное перфорирующее устройство с клавиатурой, к-рое работает отдельно от машины. Вывод результатов решения может производиться из машины также в виде печатных цифровых таблиц с помощью печатающего устройства, присоединенного к машине.

ЭЦМ Минск-22 (машина для экономич. задач) — машина малой производительности, построенная на полупроводниковых элементах. Среднее быстродействие — 5—6 тыс. операций в 1 сек. Система команд двухадресная. Имеется еще третий короткий адрес, указывающий одну из первых 16 ячеек

ОЗУ, к-рая может использоваться для преобразования адресов команд (см. Программирование). ОЗУ — на ферритовых сердечниках, емкостью в 8 тыс. 37-разрядных двоичных ячеек. Имеется внешнее на МП общей емкостью в 1,6 млн. двоичных чисел (по 37 разрядов). Ввод и вывод данных может производиться с помощью перфокарт и бумажных перфолент. Кроме того, имеются 2 устройства вывода — печатающее устройство в виде чисел (13 цифр в строке) и в виде буквенного и числового текста (по 128 символов в строке). Для автономной ручной подготовки перфокарт и перфолент имеются соответствующие перфорирующие и контрольные устройства. Особенности структуры — наличие режима прерывания вычислений для ввода и вывода данных с последующим автоматич. продолжением работы с прерванного места.

Э Ц М «Д н е р» — управляющая машина широкого назначения; по своей производительности относится к классу малых машин. Она построена полностью на полупроводниковых элементах. Среднее быстродействие — 15–20 тыс. операций в 1 сек. Система команд двухадресная. ОЗУ — на ферритовых сердечниках, емкостью 512 ячеек по 26 разрядов. Кроме того, имеется специальная нестираемая память емкостью 3072 ячейки по 26 двоичных разрядов для хранения программ или констант. В этой памяти коды команд или констант записаны постоянно путем соответствующей прошивки проводами сердечников. Важная часть машины — спец. устройство сопряжения ее с внешними объектами, являющимися источниками и получателями данных. В устройстве сопряжения имеются схемы, осуществляющие опрос до 250 датчиков непрерывных сигналов и ввод этих сигналов в цифровой форме в машину.

Лит.: 1) Китов А. И., Крилицкий Н. А., Электронные цифровые машины и программирование, 2 изд., М., 1961; 2) Система обработки информации «Минск-22», [Минск], 1963; 3) Ющенко Е. Л. [и др.], Управляющая машина широкого назначения «Днепро» и программирующая программа к ней, Киев, 1964. А. И. Китов.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ — совокупность «свободных» электронов (электронов проводимости) в кристалле, т. е. электронов, способных участвовать в переносе тока (см. *Теплое тело*, *Металлы*).

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАХВАТ — см. *К-захват*.

ЭЛЕКТРОННЫЙ КОММУТАТОР (электронно-лучевой коммутатор) — электронно-лучевой прибор, служащий для распределения сигналов между многими независимыми каналами или для синтеза сигналов, поступающих по многим каналам. Простейший Э. к. с электронным пучком круглого сечения содержит *электронный прожектор*, формирующий пучок и *отклоняющую систему*, направляющую пучок поочередно

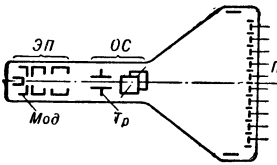


Рис. 1. Коммутатор с круглым электронным пучком; ЭП — электронный прожектор; ОС — отклоняющая система; П — ламели.

выходных сигналов, к-рые могли бы без усиления управлять элементами схем. Более совершенны Э. к. с ленточным пучком, создаваемым не торцевым, а цилиндрическим катодом. Пучок формируется и поочередно направляется на выходные пластины с помощью бегущего электрич. или магн. поля.

Разновидностью Э. к. с ленточным пучком является *трохотрон*, в к-ром формирование и переключение пучка производится совместным действием взаимноперпендикулярных электрич. и однородного магн. полей. В таких полях электроны движутся по трохойдам вдоль эквипотенциальной линии, потенциал к-рой близок к потенциалу катода (рис. 2). Электрич. поле образуется между отрицат. (относительно катода) направляющим электродом Р (рельсом) и совокупностью положит. электродов: анода А, выходных пластин P_1, \dots, P_n и переключающих электродов L_1, \dots, L_n (лопаток). Нулевая эквипотенциальная линия проходит от катода в пространстве между Р

и остальными электродами и уходит в зазор между P_1 и L_1 . Понижением потенциала n -й лопатки можно заставить нулевую эквипотенциальную линию пройти перед ней, в результате чего пучок направится в n -ю камеру, попадая частично на L_n , в основном на P_n . Введением нагрузочного сопротивления в цепь лопатки (за счет возникновения на нем отрицат. падения напряжения) можно такое состояние (возникнувшее, напр., под действием отрицат. импульса на L_n) сохранять сколько угодно долго до момента разблокирования положит. импульсом.

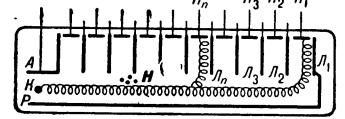


Рис. 2. Схематич. изображение линейного трохотрона: К — цилиндрич. катод, Н — магн. поле, Р — рельс, А — анод, P_1, \dots, P_n — выходные пластины, L_1, \dots, L_n — лопатки.

Если обычный Э. к. можно представить эквивалентной схемой рис. 3, а, то схема линейного трохотрона дается рис. 3, б (схема рис. 3, а осуществляется также кольцевым трохотроном). В бинарном трохотроне коммутация происходит по схеме рис. 3, в.

Э. к. можно представить эквивалентной схемой рис. 3, а, то схема линейного трохотрона дается рис. 3, б (схема рис. 3, а осуществляется также кольцевым трохотроном). В бинарном трохотроне коммутация происходит по схеме рис. 3, в.

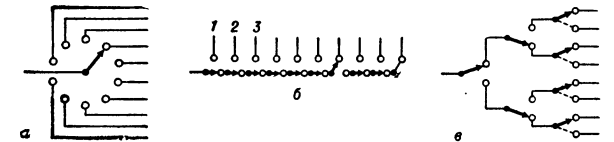


Рис. 3. Эквивалентные схемы электронно-лучевых коммутаторов; а — с круглым пучком, б — линейного трохотрона, в — бинарного трохотрона.

Десятикамерные трохотроны применяются в быстродействующих (частота следования импульсов до 5 Мгц) пересчетных устройствах для счета импульсов. Последоват. включение неск. трохотронов позволяет создать коммутаторы на большое количество каналов. На линейных трохотронах можно построить *совпадения схемы* на большое число каналов, напр., когда импульс на П может возникнуть лишь при одновременной подаче на лопатки всех остальных камер положит. импульсов. Бинарные трохотроны удобны для работы в сумматорах двоичных чисел. Др. применениями трохотронов могут быть делители частоты, схемы смещения в одном канале импульсов от многих каналов и др.

Лит.: 1) Муляров М. Я., Электронно-лучевые приборы, М. — Л., 1954; 2) Ложников А. П., Харченко А. М., Импульсные устройства на трохотронах, М. — Л., 1963. В. Л. Герус.

ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП — прибор для получения с очень большим увеличением изображений микрообъектов, в к-ром, в отличие от светового микроскопа, вместо световых лучей используются пучками быстролетающих в вакууме электронов, ускоренных электрич. напряжением в неск. десятков (а иногда и сотен) тысяч в, а вместо стеклянных линз — *электронными линзами*. Принципиально разрешение Э. м. могло бы превосходить разрешение светового микроскопа в сотни тысяч раз, т. к. длины волн де Бройля для электронов при вышеупомянутых ускоряющих напряжениях примерно в сотни тысяч раз короче, чем световые волны (предельная разрешающая способность светового микроскопа $\delta = \lambda/2$). Однако в Э. м. разрешение определяется не только явлениями дифракции, но и различными (почти не корректируемыми) абберациями электронных линз, к-рые (за исключением присоединяемого астигматизма) исправляются гл. обр. диафрагмированием и применением электронных пучков малых апертур (10^{-2} – 10^{-3} радиан). Поэтому разрешение лучшего совр. Э. м. просвечиваю-

щего типа, достигающие 4,5—5 Å, всего в неск. сот раз превосходит разрешение лучшего светового микроскопа (2000—2500 Å). Тем не менее возможность визуального изучения частиц во много раз меньших, чем еще наблюдаемые в световом микроскопе, возможность управления движением электронов с помощью электрич. и магн. полей и возможность создания интенсивных электронных пучков даже при малых апертурах (в тысячи раз меньших, чем апертуры световых микроскопов) обусловили широкое применение Э. м., несмотря на сложность их эксплуатации.

В зависимости от рода линз Э. м. подразделяются на магнитные (электромагнитные или магнито-статические), электростатические и комбинированные. По характеру проводимых исследований Э. м. подразделяются на просвечивающие Э. м., Э. м. для прямого исследования массивных объектов (эмиссионные, отражательные, растровые и зеркальные) и т. н. в. е. Наиболее распространены электромагн. Э. м. просвечивающего типа, что объясняется прежде всего их высокой разрешающей способностью.

Просвечивающие Э. м.

В просвечивающих Э. м. изображение объекта создается прошедшими через него электронами. Таким Э. м. можно исследовать не только тонкие (неск. сот Å) объекты (прямой способ), но и поверхности массивных объектов (методом отпечатков — косвенный способ). Основные части (рис. 1) трехлинзового просвечивающего Э. м.: осветит. система, камера объектов, фокусирующая система, блок регистрации конечного изображения (фотокамера с экраном, покрытым люминофором). Узлы Э. м. вакуумно сочленены друг с другом и образуют колонну микроскопа, внутри к-рой на всем пути прохождения электронов поддерживается давление 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст. Для создания высокого ускоряющего напряжения и питания электромагн. линз применяются электрич. питающие устройства высокой стабильности. Осветит. система Э. м. обстоит из электронной пушки и 1 или 2 конденсорных линз; она формирует и фокусирует на объекте электронный пучок необходимой интенсивности, апертуры и сечения. В наиболее простых

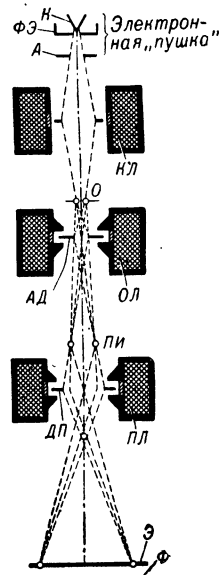


Рис. 1. Схема просвечивающего электронного микроскопа. К — катод, ФЭ — фокусирующий электрод, А — анод, КЛ — конденсорная линза, О — объект, ОЛ — объективная линза, АД — апертурная диафрагма, ПИ — плоскость изображения, ПЛ — проекционная линза, ДП — диафрагма поля зрения, Э — экран, Ф — фотолампа.

Э. м. осветит. система состоит только из длиннофокусной электронной пушки. Проекционная система Э. м. состоит из объективной линзы и 1—2 и иногда 3 проекционных линз. Объективная линза создает первое увелич. электронное изображение — т. н. промежуточное (с увеличением $\sim 100\times$), для наблюдения к-рого в плоскости изображения объективной линзы помещается экран, покрытый люминофором. Часть электронов, создающих изображение, проходит через отверстие, находящееся в центре экрана, и попадает в снабженную диафрагмой поля зрения проекционную

линзу, к-рая создает второе конечное увелич. изображение. Если проекционных линз две, то первая из них наз. промежуточной. Она дает второе промежуточное изображение, а вторая проекционная линза — конечное на конечном экране. Для фотографирования изображения под экраном располагается кассета с фотоластинкой. Образование изображения происходит в основном за счет различия в рассеянии электронов в разных участках объекта (и в значит. меньшей степени за счет поглощения). Это различие вызывается различием толщины и массы соответствующих участков. В результате через узкую апертурную диафрагму (контрастную апертуру), стоящую перед объективом и определяющую физич. апертуру объективной линзы, проходит, в зависимости от степени рассеяния, различное количество электронов. Контраст различных точек изображения определяется отношением той части числа рассеянных на микро-участке объекта электронов, к-рые прошли через апертуру, к общему числу рассеянных этим микро-участком электронов.

В случае Э. м., состоящего из объективной линзы и одной проекционной, макс. увеличение $M_{\text{макс}} = l^2/4f_1f_2$ (f_1 и f_2 — фокусные расстояния объективной и проекционной линз, l — расстояние от объекта до конечного экрана). Следовательно, в Э. м. также как в световом, для получения больших увеличений следует брать очень короткофокусные объективы и проекционные линзы и располагать их на большом расстоянии друг от друга. По конструктивным соображениям даже в больших Э. м. l берется не более 1—2 м. Величины фокусных расстояний даже для магн. линз в лучшем случае равны 1,5—2 мм; тогда при двух линзах объектива и проектива $M_{\text{макс}} = 20\,000$ — $40\,000$.

Однако при $\delta \approx 5\text{Å}$ полезное увеличение $M_{\text{полезн}} = 0,2/\delta = 400\,000$, где δ — разрешение в мм, 0,2 мм — разрешение нормального человек. глаза при расстоянии наилучшего зрения $D = 25\text{ см}$. Для получения столь больших увеличений прибегают не к увеличению длины колонны l , а к использованию промежуточной линзы небольшого увеличения, что позволяет получать в современных Э. м. увеличения от неск. сот до неск. сот тысяч раз. Полезное увеличение Э. м. может быть достигнуто либо непосредственно, т. е. целиком за счет электронооптич. увеличения, либо частично за счет электронооптич. увеличения, а частично за счет последующего оптич. увеличения снимков, полученных в Э. м. В общем случае: $M_{\text{полезн}} = M_{\text{эл. опт}} \times M_{\text{опт}}$. Обычно $M_{\text{опт}} = 5$ — 10 .

При получении изображений достаточной яркости непосредственно в Э. м. с увеличением в неск. сот тысяч раз плотность тока на объекте должна достигать неск. $a/\text{см}^2$. Чтобы предотвратить неизбежный при этом нагрев объекта, требуется сильно уменьшить облучаемую область (тем более что при больших увеличениях нет необходимости облучать весь объект в целом); для уменьшения облучаемой области в Э. м. высокого разрешения пользуются двойным конденсором, что позволяет получать на объекте пучок диаметром в неск. мк .

Применение в Э. м. малых апертур приводит к необычайно большой глубине резкости изображения T ($T = \delta/a$, a — апертура). Если определять T в ед. разрешаемого расстояния, то окажется, что она превосходит глубину резкости светового микроскопа почти на 3 порядка. В Э. м. объекты, протяженные в направлении оптич. оси, хорошо фокусируются на экране даже при значит. толщине объектов.

На рис. 2 изображен схематич. разрез колонны Э. м. типа УЭМВ — 10.

Просвечивающие Э. м. можно разделить по разрешению на 3 класса: Э. м. 1-го класса имеют разреше-

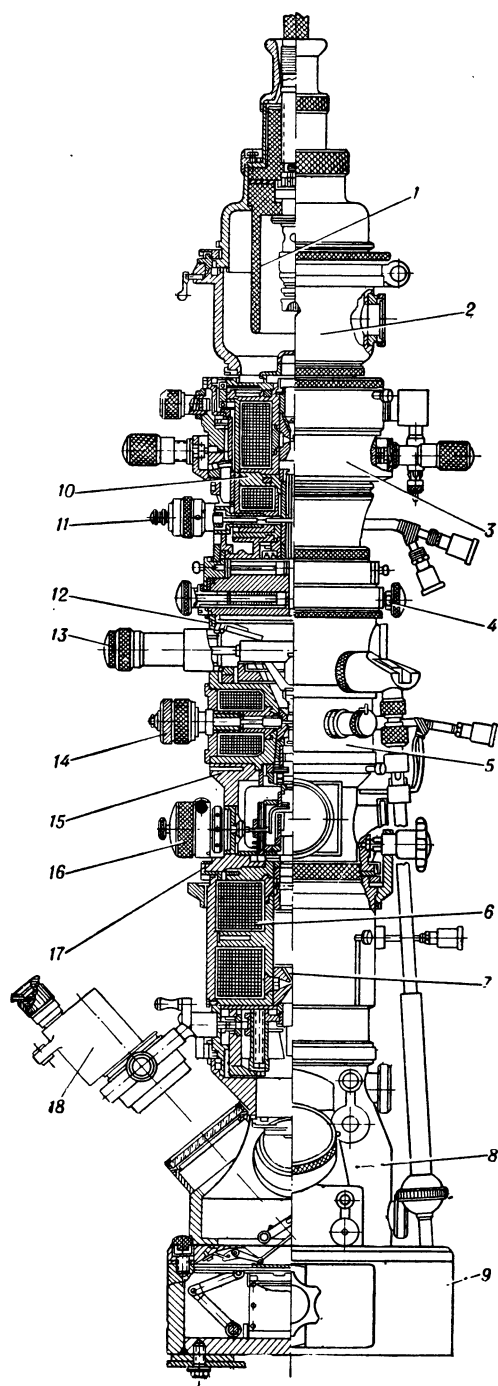


Рис. 2. Схематический разрез колонны электронного микроскопа УЭМВ-100. 1 — высоковольтный изолятор электронной пушки, 2 — электронная пушка, 3 — двойной конденсор, 4 — корректор фокусировки, 5 — объективная линза, 6 — промежуточная проекционная линза, 7 — фотокамера, 8 — стигматор конденсора, 9 — подвижная диафрагма конденсорной линзы, 10 — камера объектов, 11 — шлюз камеры объектов, 12 — апертурная диафрагма, 13 — стигматор объективной линзы, 14 — механизм перемещения селективной диафрагмы, 15 — стигматор промежуточной линзы, 16 — бинокулярный микроскоп.

ние 5—10 Å; ускоряющее напряжение U_y обычно ~100 кВ. Э. м. 2-го класса проще по конструкции и имеют разрешение 12—15 Å; U_y обычно 60 кВ, реже 80—100 кВ. Э. м. 3-го класса наиболее просты и дешевы; они имеют разрешение 30—100 Å и могут применяться как для самостоят. исследований, так и для вспомогат. целей (напр., для предварит. просмотра объектов перед их исследованием в Э. м. 1-го и 2-го классов). U_y ~40—50 кВ.

Просвечивающий Э. м. как электронограф. В принципе каждый Э. м. может служить электронографом. Для этого в конструкциях большинства Э. м. предусматривается возможность проведения электронографич. исследований как на просвет, так и на отражение. В Э. м., фокусирующая система к-рых состоит из 3 линз (объектив, промежуточная и конечная проекционные линзы), можно проводить микродифракционные исследования. При переходе к микродифракционным исследованиям сначала с помощью селективной диафрагмы, находящейся в плоскости изображения объектива (плоскость предмета для промежуточной линзы), выбирается нужный участок. Изменяя силу тока промежуточной линзы, ее перефокусируют на дифракционное изображение объекта, к-рое находится в задней фокальной плоскости объектива. Предметом для промежуточной линзы будет служить то небольшое первичное дифракционное изображение объекта, к-рое соответствует участку обычного изображения, вырезанного селективной диафрагмой. Это дифракционное изображение и проектируется промежуточной и конечной проекционной линзой на конечный экран или фотопластинку. При хорошей центровке линз и диафрагм удается таким методом получать дифракционную картину отдельных кристалликов или кристаллич. областей размером ~1 мк.

Предельное разрешение просвечивающего Э. м. определяется ошибками электронных линз, в основном сферич. и хроматич. аберрацией, дифракцией и присоевм астигматизмом.

Хроматич. аберрации всех видов подавляются применением высокостабильных источников питания, а также нек-рыми электронооптич. приемами. Присоевм астигматизм устраняется применением стигматоров. Ошибка, вызванная сферич. аберрацией, возрастает пропорционально кубу апертурного угла; ошибка, вызванная дифракцией, обратно пропорциональна 1-й степени апертурного угла. Следовательно, существует нек-рое оптимальное значение этого угла, при к-ром ошибка, вызываемая обоими этими факторами, минимальна. Величина разрешения, соответствующая этому случаю, определяет приборное предельное теоретич. разрешение Э. м. Поскольку разрешение объектива ограничивается сферич. аберрацией и при данной апертуре определяется только коэфф. сферич. аберрации $S_{сф}$, становится актуальным созданием объектива с минимальным $S_{сф}$. Такой объектив был рассчитан Глазером, к-рый показал, что $S_{сф}$ снижается до минимума, если объект расположен в максимуме магн. поля объектива. В этом случае половина поля, расположенная перед объективом, представляет собой короткофокусную линзу, к-рая работает, как конденсор, а все поле в целом — как конденсор и объектив. При использовании конденсор-объектива при средних ускоряющих напряжениях предельное разрешение близко к 2 Å, а при напряжениях 1000 кВ — к 1 Å. Т. о., с ростом ускоряющего напряжения δ снижается. Однако чтобы, напр., уменьшить δ в 2—2,5 раза, следует увеличить U_y в 10 раз.

Хоппе [10] предложил скорректировать сферич. аберрацию при помощи зонной диафрагмы (вместо обычной апертурной диафрагмы). Применение зонных пластин может позволить довести разрешение Э. м. на 100 кВ со стандартным объективом до 1,1—1 Å. Ширина зоны в зонной пластинке Хоппе ~1 мк. Поскольку предел разрешения зависит от макс. индукции магн. поля на оси объектива, постольку, чем выше это значение, тем лучше разрешение Э. м. В связи с этим обсуждается проблема создания линз в виде катушек из сверхпроводящих сплавов, охлаждаемых до соответствующей темп-ры и питаемых током, возбуждающим фокусирующие магн. поля. Таким способом уже реализованы магн. поля с индукцией в максимуме поля 100 000 гс — в 4 раза больше макс. индукции, получаемой в самых сильных магн. линзах. Катушки из сверхпроводящего сплава, охлаждаемые до гелиевых темп-р, можно будет применять и в обычных панцирных линзах, что приведет к сокращению их веса и габаритов.

С проблемой предельного разрешения тесно связана проблема контраста. Повышение разрешающей способности методом коррекции сферич. аберрации неизбежно связано с ухудшением контраста. Для наблюдения малоконтрастных объектов Ленц предложил видеозаменить идею Хоппе и применить зонную пластинку, к-рая бы отсекала ту долю электронного излучения, к-рая приходит в точку изображения не в фазе (как у Хоппе), а в противофазе с параксиальной частью волны.

Проблема разрешения отдельных атомов вещества в Э. м. Чтобы получить изображение атома, необходимо достигнуть раз-

решения 1 Å. Вероятный путь достижения такого разрешения и обеспечения достаточного контраста — создание Э. м. с конденсор-объективом, коррекция сферич. aberrации при помощи зонной диафрагмы Хоппе и использование темнопольного метода получения изображения.

Исключительно важное значение в Э. м. предельного разрешения приобретает проблема увеличения яркости изображения.

Э. м. для прямого исследования массивных объектов

1. Эмиссионный Э. м. дает изображение объекта в электронах, к-рые эмитирует сам объект. Эмиссия электронов объектом может осуществляться в результате нагрева (термоэлектронная эмиссия), освещения (фотоэлектронная эмиссия), бомбардировки электронами или ионами (вторичная электронная и ионноэлектронная эмиссия) и, наконец, в результате действия сильного электрич. поля (автоэлектронная эмиссия). Увелич. изображение объекта в электронных лучах получается затем при помощи электростатич. или магн. линз и рассматривается на экране или фотографируется. Разрешение эмиссионного Э. м. $\delta = 0,6\Delta e/E$. Здесь Δe — средняя энергия эмиттированных электронов, E — напряженность поля у катода (у объекта). При термоэлектронной эмиссии ($T = 2800^\circ K$) и напряженности поля $E = 3 \cdot 10^4$ в/см, $\delta = 200$ Å. Образование изображения в эмиссионном Э. м. получается за счет различной эмиссии электронов различными участками объекта (вариации работы выхода) и влияния на формирование изображения микрорельефа; локальных электрич. или магн. полей и др. причин, видоизменяющих электростатич. поле объектива у поверхности объекта. Наилучшая разрешающая способность достигает при фотоэмиссионных исследованиях в эмиссионном Э. м. ~ 800 Å, при вторичноэмиссионных ~ 1000 Å, при ионноэлектронной эмиссии $\sim 500-1000$ Å.

Существенный электронооптич. элемент эмиссионного Э. м. — иммерсионный объектив, к-рый формирует первое увелич. изображение и является либо только электростатическим, либо комбинированным электростатическим и электромагнитным.

Область применения эмиссионных Э. м. — исследование катодов электровакуумных приборов (катодная электроника), физика металлов (визуализация фазовых переходов и др.), физика полупроводников (визуализация $p-n$ -переходов). При металлургических исследованиях применяют эмиссионные Э. м. с ионноэлектронной эмиссией, при к-рой получают, из-за специфики взаимодействия ионов с веществом, наиболее пластичные и рельефные изображения поверхностей металлов и к-рая позволяет одновременно осуществлять ионное травление и окисление образца. Бомбардировка исследуемой поверхности ионами осуществляется с помощью ионной пушки.

Отража т е л ь н ы й э л е к т р о н н ы й м и к р о с к о п — Э. м., в к-ром изображение объекта получается в отраженных (рассеянных) им электронах. Поверхность массивного образца (металл, полупроводник, металлизированный диэлектрик) облучается в отражат. Э. м., так же как в просвечивающем, быстрым пучком электронов. Схематич. ход электронных лучей у объекта и объективной линз отражат. Э. м., дающей первое изображение объекта, показан на рис. 3. Распределение отраженных (рассеянных) электронов по углам и по энергиям при заданной скорости облучающих электронов существенно зависит от углов ϕ_1 (угла облучения) и ϕ_2 (угла наблюдения) и от материала объекта. Образование изображения в отражат. Э. м. обусловлено различием рас-

сеяния в разных точках объекта в зависимости от материала и микрорельефа. При больших углах ϕ изображение поверхности получается с плохим разрешением при любом угле наблюдения, из-за большого разброса по скоростям рассеянных электронов, что приводит к большой хроматич. aberrации. Весьма малое в этих условиях отношение числа рассеянных электронов к числу упавших приводит еще и к очень слабой плотности тока в изображении. При малых углах ϕ_1 (\sim неск. градусов) рассеянные электроны сосредоточиваются в сравнит. узком угле (десятки градусов), и полярная кривая диффузного распределения имеет отчетливо выраженный, хотя и не очень резкий, максимум при $\phi_2 = \phi_1$. При этом характер распределения, в отличие от больших углов облучения ϕ_1 , таков, что большинство рассеянных электронов лежит в плоскости падения. Разброс по скоростям рассеянных электронов равен при углах ϕ_2 , близких к ϕ_1 , неск. сотням $e\phi$. Предел разрешения отражат. Э. м. определяется в основном его отверстией хроматич. aberrацией, а при малых апертурах и дифракционной ошибкой. Наилучшее практически достигнутое разрешение $\delta = 350-300$ Å ($\phi_1 = 2^\circ, \phi_2 = 23^\circ$). Малое значение ϕ_1 приводит к тому, что всякий выступ на поверхности объекта отбрасывает длинную тень, величина к-рой на конечном изображении связана определенным соотношением с величиной выступа на поверхности. Если выступы не очень велики, то благодаря теням изображение поверхности получается весьма контрастным. Наличие теней позволяет обнаруживать и оценивать величину микровыступов. Особенность отражат. Э. м. — различие увеличений в различных направлениях вдоль плоскости объекта, обусловленное наклоном объекта по отношению к оптической оси микроскопа. Увеличение отражательно-

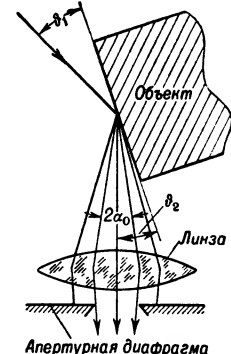


Рис. 3. Схема отражательного микроскопа. ϕ_1 — угол облучения, ϕ_2 — угол наблюдения, α_0 — апертурный угол.

ного Э. м. характеризуется увеличением M_{\perp} — в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения электронов, и увеличением $M_{\parallel} = M_{\perp} \sin \phi_2$ в плоскости падения.

Промышленные отражат. Э. м. пока (1965 г.) не выпускаются. Однако нек-рые просвечивающие Э. м. имеют приставки для исследования массивных объектов в отраженных лучах. На рис. 4 приведены микрофотографии, снятые в отражат. Э. м.

В растровых Э. м. исследуемый образец сканируется по точкам узким электронным зондом, обегаящим за период развертки исследуемую поверх-



Рис. 4. Микрофотография перлита, снятая в отражательном электронном микроскопе ($M_{\perp} = 7500$).

ность. Электронный зонд создается осветит. системой из 1 или 2—3 электронных линз, дающих сильно уменьшенное изображение источника электронов. В каждой точке соприкосновения зонда с объектом возникает неск. видов излучения: вторичные электроны, рассеянные электроны, электроны, вошедшие в объект, электроны, вышедшие из объекта (если он тонкий), рентгеновские лучи (белые и характеристические) и, наконец, световое излучение (люминофоры, полупроводники). Эти излучения используются для получения увелич. изображений на экранах электроннолучевых трубок. Электронные пучки сканируют поверхность экранов трубок синхронно с электронным зондом, сканирующим поверхность исследуемого образца. Образование изображений на экранах трубок происходит вследствие того, что интенсивность электронных пучков модулируется усиленными сигналами соответствующих излучений. Напр., характеристич. рентгеновское излучение выделяется из общего потока спец. рентгеновским кристаллич. спектрометром. По выходе из последнего оно улавливается счетчиком Гейгера и преобразуется в электр. сигнал. После усиления этот сигнал модулирует яркость электронного луча, сканирующего экран электроннолучевой трубки, предназначенной для воспроизведения изображений в рентгеновских лучах. Интенсивность всех излучений, улавливаемых соответствующими приемниками и используемых для получения изображений, по-разному зависит от рельефа и от состава микроучастков, а для электронов также и от наличия микрополей. Поэтому изображения, полученные на экранах трубок, несут в себе информацию о самых разнообразных свойствах исследуемой поверхности: о распределении на ней того или иного элемента (с помощью характеристич. рентгеновских лучей и электронов, вошедших в объект), о наличии в исследуемой зоне $p-n$ -перехода (вторичные электроны) или рекомбинационного излучения (световое излучение), о картине микрорельефа (вторичные и рассеянные электроны). Принципиальная схема растрового Э. м., в к-ром для получения изображения используются вторичные и рассеянные электроны и характеристич. рентгеновские лучи, приведена на рис. 5. Наряду с исследованием металлов и полупроводников в растровых Э. м. могут исследоваться и диэлектрики, поверхность к-рых металлизуют, чтобы избежать зарядки объекта и искажения картины. Всякий растровый Э. м., дающий возможность получать изображения в рентгеновских характеристич. лучах, одновременно позволяет производить локальный рентгеновский количеств. анализ микроучастков образца, регистрируя число импульсов рентгеновских квантов, идущих от участка, на к-ром остановлен зонд, и сравнивая это число с числом импульсов, даваемых подведенным под тот же зонд эталоном соответствующего вещества. И то и другое число импульсов сосчитывается спец. пересчетным устройством, а также записывается на ленту самописца.

Разрешение растровых Э. м. определяется диаметром электронного зонда и при получении изображений в рентгеновских лучах, по физич. соображениям, не может превышать $1-0,5 \text{ мк}$ (при исследовании массивных объектов). При получении изображений в электронных лучах теоретич. разрешение $\sim 100 \text{ \AA}$; реально достигнутое в промышленных приборах разрешение $300-500 \text{ \AA}$. Увеличение растрового электрон-

ного микронного прибора определяется как отношение высоты кадра H на экране трубки наблюдения к ширине сканируемой поверхности объекта: $M = H/a$. Лучшую физич. характеристику увеличения дает, однако, т. н. зондовое увеличение: отношение диаметра d электронного пучка в трубке,

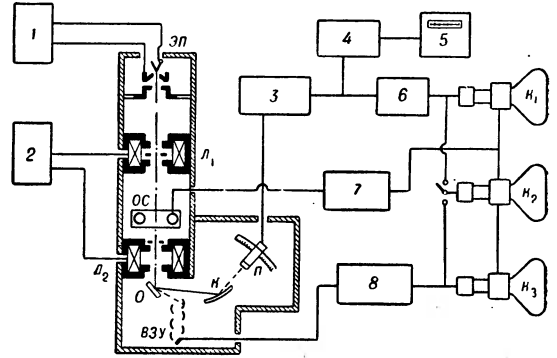


Рис. 5. Принципиальная скелетная схема растрового электронного микроскопа рентгеновского микроанализатора: 1 — высоковольтный выпрямитель; 2 — блок питания линз; 3 — предварительный усилитель; 4, 5, 6 — регистрирующая аппаратура; 7 — блок разверток; 8 — блок усилителей видеосигналов; K_1, K_2 — блок индикаторов; K_3 — блок фотограф. регистрации; ЭП — электронная пушка; L_1 — первая линза; L_2 — вторая линза; ОС — отклоняющая система; O — объект; К — кристалл-анализатор; П — газоразрядный счетчик, ВЭУ — вторично-электронный умножитель.

воспроизводящей изображение к диаметру δ зонда $M_{\text{зонд}} = d/\delta$. При этом предполагается, что наблюдатель рассматривает изображение на таком расстоянии, на к-ром пятно диаметром d без труда разрешается невооруженным глазом. Возможность успешного применения растровых микронных приборов в металлургии и металлофизике, полупроводниковой технике и химии (в том числе и химии волокон) делают эти приборы весьма перспективными. Большой интерес представляет сочетание растрового Э. м. с электронно- и ионнолучевыми технологич. установками, позволяющими вести в вакууме наблюдение за изготовлением микросхем.

Кристаллич. спектрометры, к-рые употребляются в растровых Э. м. — рентгеновских микроанализаторах, дают возможность использовать характеристич. излучение в диапазоне от 13 \AA до $0,5 \text{ \AA}$. Между тем большой интерес представляет выявление в исследуемом материале (получение изображений, количественный анализ) таких легких элементов, как С, Ве, В

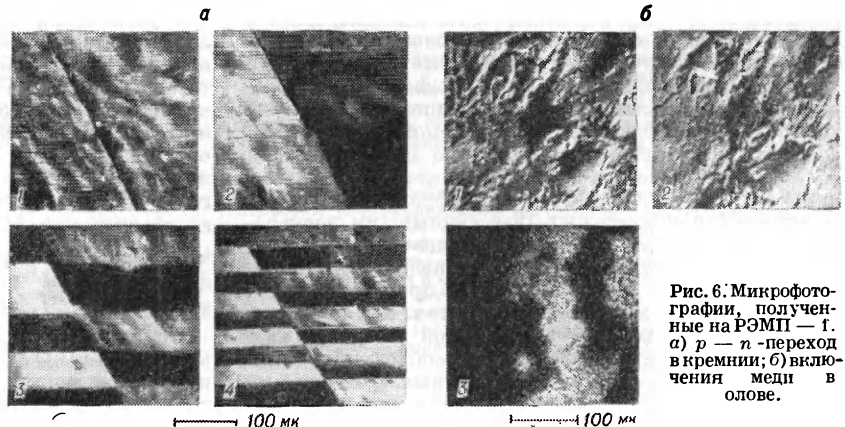


Рис. 6. Микрофотографии, полученные на РЭМП — 1. а) $p-n$ -переход в кремнии; б) включение меди в олове.

и др., к-рые излучают сравнительно длинноволновые характеристич. лучи и к-рые в силу этого не поддаются анализу с помощью кристаллов с малой постоянной решетки. В этом случае для получения изображения и количественного анализа при-

меняются спец. безкристалльные методы, основанные на использовании счетчиков (с проточным газом, имеющих очень тонкие входные окна) и электронных импульсных дискриминаторов. На рис. 6 приведены микрофотографии, полученные на РЭМП-1.

Теневой электронный микроскоп. Так же, как в растровом Э. м., в теневом Э. м. электронные линзы служат только для получения тонкого электронного зонда, остающегося, однако, в данном случае неподвижным. Лучи, исходящие из зонда, служат для получения увеличений теневого изображения объекта, расположенного в непосредственной близости от зонда. На рис. 7 приведена схема действия теневого Э. м.

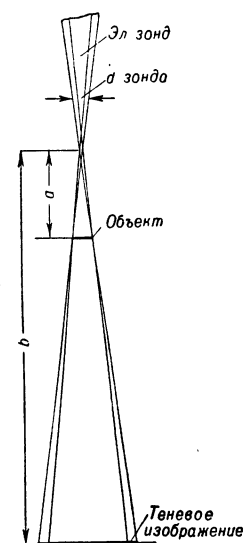


Рис. 7. Принцип получения изображения в теневом электронном микроскопе.

Разрешение теневого Э. м. определяется диаметром зонда d и дифракционными явлениями. Применение предельно малых зондов ограничивается невозможностью получать в силу малости тока достаточно большое увеличение. Последнее определяется из чисто геометрич. соображений и равно $M = b/a$ (рис. 7). Образование изображения в теневом Э. м. определяется различным рассеянием и поглощением электронов в различных участках объекта. Интенсивность конечной картины значительно уступает интенсивности конечного изображения в просвечивающем Э. м. Поэтому для наблюдения изображений в теневом Э. м. перспективно применение усилителей света (напр., электронооптич. преобразователей).

Практически теневые электронномикроскопич. изображения среднего разрешения используются только в электронографах.

О зеркальном Э. м. см. Зеркальный электронный микроскоп.

Электрические питающие устройства Э. м. обладают высокой стабильностью $\Delta U/U$ ($5 \cdot 10^{-6}$). Сила потребляемого тока электронного луча при этом невелика ($< 100 \text{ мка}$).

Обмотки линз Э. м. питаются стабилизированным до $\Delta I/I$ ($2-3$) $\cdot 10^{-6}$ выпрямленным переменным током.

Вакуумная система Э. м. Общий вакуумный объем колонны Э. м. $5-10 \text{ л}$. Требуемое разрежение ($5 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$) в колонне определяется длиной свободного пробега электронов и отсутствием электрич. пробоя. Более высокое разрежение ($10^{-6}-10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$) требуется в эмиссионных Э. м.

Методы электронной микроскопии. При прямом способе электронномикроскопич. исследований исследуемый объект вносится непосредственно в Э. м. Для просвечивающего Э. м. объект приготавливается либо в виде тонкой пленки (лаки, резины, пленки металлов на подложках, ультратонкие срезы и др.), либо в виде тонко диспергированных частиц. В просвечивающих Э. м. на $50-100 \text{ мк}$ толщина объекта не должна превышать $100-200 \text{ \AA}$ для неорганич. веществ и 1000 \AA для органических, что диктуется необходимостью избежать заметного неупругого рассеяния электронов, а следовательно, и значит. хроматич. aberrации. Объекты размещаются на пленках-подложках, к-рые приготавливаются из целлолозы и др. пластинок, кварца, окиси алюминия и т. д. Пленки-подложки должны быть механически и термически стойкими и не должны иметь собственной структуры. При косвенном способе в Э. м. исследуется не сам объект, а его копия. К этому способу прибегают в просвечивающей электронной микроскопии при исследовании массивных объектов, а также в Э. м. всех систем — при исследовании объектов, не стойких к электронному лучу. Единственный метод получения копий — метод отпечатков (метод реплики). Отпечаток представляет собой прозрачную для электронов пленку того или иного вещества, к-рая сначала наносится на объект, а затем отделяется от него; она воспроизводит микрорельеф поверхности. Отпечатки бывают естест-

венные (тонкие слои окислов, образующихся на материнском металле в результате химич. или электрохимич. процессов, напр., пленки Al_2O_3) и искусственные, к-рые образуются на объекте напылением, осаждением и пр. пленок кварца, углерода и др. Пленки-отпечатки должны не иметь собственной структуры, возможно точнее воспроизводить микрорельеф изучаемой поверхности, быть механически и термически прочными и т. д. С помощью отпечатков можно достигнуть разрешения до 10 \AA (в случае угольных отпечатков). Различают одноступенчатые и двухступенчатые отпечатки (после получения первичного отпечатка и его отделения от образца на его стороне, примыкавшей к поверхности последнего, создается вторичный отпечаток, к-рый и является объектом исследования). Двухступенчатый методикой пользуются в тех случаях, когда трудно получить механически прочные одноступенчатые отпечатки. В качестве первичных отпечатков используют пластич. вещества и некие металлы, в качестве вторичных — те же вещества, что и для одноступенчатых отпечатков. В качестве одноступенчатых отпечатков чаще всего используются угольные пленки и пленки из монооксида кремния (SiO). Образование изображения происходит за счет различной толщины и формы отпечатков (рис. 8 и 9).

Наиболее универсальный метод усиления контраста — метод оттенения. На исследуемый объект или его отпечаток напыляется в вакууме, под малым углом скольжения, тонкий слой металла с большим атомным номером и незначит. мигрирующей способностью по поверхности оттеняемого образца (Cr, Pt, сплав Au с Pd и др.). Покрывая выпуклые места объекта или отпечатка, тяжелый металл образует своеобразные области геометрич. теней позади этих выпуклостей. В результате сильного рассеяния электронов на участках объекта, более сильно оттененных металлом, создается контрастное изображение. При изучении косвенным способом топографии поверхности кристаллов эффективно напыление металлич. слоев ($3-5 \text{ \AA}$), коагулирующих при попадании на нагретую поверхность кристалла. Коагулирующие частицы располагаются по ступеням склона атомных размеров, усиливая контраст изображения. Этот метод наз. методом декорирования.

В темнопольном методе изображение формируется только электронами, рассеянными за пределы отверстия обычной апертурной диафрагмы. Чтобы получить изображение в этих электронах, можно прибегнуть к наклонно осветит. системы, благодаря чему слабо рассеянные и совсем не рассеянные электроны не пройдут через отверстие диафрагмы, а сильнее рассеянные — пройдут. В результате участки, слабо рассеивающие электроны, получатся на изображении темными, а сильно рассеивающие — светлыми.

Получение двух стереоскопич. микрофотографий в просвеч. Э. м. получается наклоном на $\pm 5^\circ$ плоскости объекта по отношению к оси осветит. системы. Сходным образом получают стереомикрофотографии в растровом и отражательном Э. м. Стереоскопич. метод позволяет не только получать качественное пространственное представление об исследуемом объекте, но и дает возможность воспроизвести его объемную топографию (определяет величину выступов на поверхности и т. д.).

Исследование влажных объектов (в том числе живых клеток) или изучение процессов взаимодействия газа с частицами твердого тела или пленкой металла можно выполнять с помощью газовой микрокамеры — исследуемый объект помещается в вакуумно-изолированный небольшой объем, наполненный газом.

Помимо непосредственного наблюдения кристаллич. решеток (в лучших соврем. Э. м. разрешаются решетки с межплоскостными расстояниями $1,5-2 \text{ \AA}$), возможно косвенное наблюдение кристаллич. решеток, межплоскостное расстояние к-рых лежит за пределами разрешения Э. м., достигаемого при непосредственном наблюдении. Известны 2 способа получения муаровых картин в Э. м. Первый основан на наложении друг на друга двух параллельно ориентированных кристаллов вещества, неск. отличающихся величинами межплоскостных расстояний. Расстояние между муаровыми полосами $D = d_1 d_2 / (d_1 - d_2)$, где d_1 и d_2 — соответственно межплоскостные расстояния в наложенных решетках. Во втором способе применяются кристаллы одного и того же соединения или металла, сдвинутые один относительно другого на небольшой угол ϵ . В этом случае $D = d/\epsilon$; очевидно, что вели-

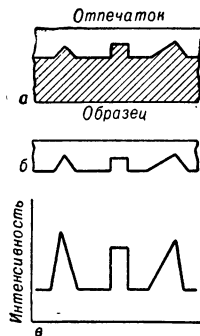


Рис. 8. Схема образования пластического отпечатка: а) образование отпечатка на поверхности образца; б) отделенный отпечаток; в) распределение интенсивности на конечном экране.

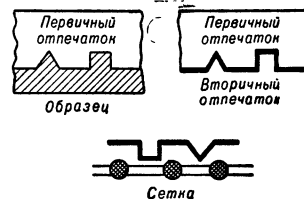


Рис. 9. Схема образования двухступенчатого отпечатка.

чины $d_2/(d_1 - d_2)$ и $1/\epsilon$ дают «муаровое увеличение» величин d_1 и d_2 .

Возникшие муаровые картины имеют дифракционное происхождение. Появление в них искажений свидетельствует о наличии в решетке дислокаций определенного типа.

Лит.: 1) Электронная микроскопия, под ред. А. А. Лебедева, М., 1954; 2) Лейзерганг Э., Электронная микроскопия, пер. с нем., М., 1960; 3) Haine M. E., The electron microscope, N. Y., 1961; 4) Siegel B. M. [ed.], Modern developments in electron microscopy, [N. Y. — L.], 1964; 5) Magpan C. E. a.], Traité de microscopie électronique, v. 1—3, P., 1962; 6) Норре W., «Optik», 1963, Bd 30, S. 599—606; 7) Ленз F., «Z. Phys.», 1963, Bd 172, H. 5, S. 498—502; 8) Laberrigie A., Levinson P., «Compt. rend.», 1964, t. 259, № 3, p. 530—32; 9) Кушнир Ю. М. [и др.], Растровый электронный микроскоп — рентгеновский микроанализатор с магнитной электронной оптикой, «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1963, т. 27, № 9, с. 1166—72; 10) Heidenreich R. D., Fundamentals of transmission electron microscopy, N. Y., 1964. Ю. М. Кушнир.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС — резонансное поглощение энергии радиочастотного поля в веществах, содержащих парамагнитные частицы (молекулы, атомы, ионы, слабо связанные с атомами электроны, обладающие постоянным магн. моментом), при наложении статич. магнитного поля H . Благодаря возможности различных ориентаций магн. момента по отношению к полю H основной энергетич. уровень парамагнитных частиц расщепляется на ряд зеемановских подуровней (см. *Зеемана явление*), квантовые переходы между к-рыми под влиянием осциллирующего магн. поля вызывают появление одной или неск. линий резонансного поглощения.

Э. п. р. открыт Е. К. Завойским в 1944 г. Первые наблюдения были произведены на солях элементов группы Fe. В дальнейшем значительно расширился круг изучаемых веществ и были найдены важные научные и технич. применения.

Особенности Э. п. р. проще всего могут быть выявлены на примере частиц с чисто спиновым магнетизмом. Различным ориентациям спина электрона s соответствует энергия $g\beta H M$, где $g = 2,0023$ (см. *Спин*), β — магнетон Бора, а M — магнитное квантовое число, принимающее $(2s + 1)$ значений: $s, s - 1, \dots, -s$. Благодаря правилу отбора для магнитных дипольных переходов M может изменяться только на ± 1 и, следовательно, переходы могут возбуждаться лишь осциллирующим магнитным полем, перпендикулярным H и имеющим частоту ν , удовлетворяющую резонансному условию:

$$h\nu = g\beta H. \quad (1)$$

Вероятность перехода под влиянием радиочастотного поля с к.-л. уровня на вышележащий равна вероятности обратного перехода. Если совокупность парамагнитных частиц находится в состоянии теплового равновесия, так что нижние уровни заселены сильнее верхних, то вещество в целом поглощает энергию радиочастотного излучения. Происходящее при этом нарушение равновесного распределения парамагнитных частиц по магнитным энергетич. уровням восстанавливается благодаря процессам парамагнитной релаксации, превращающим поглощенную энергию в тепло.

Парамагнитная релаксация. Восстановление теплового равновесия в парамагнетиках во многих случаях представляет собой двухступенный процесс: сначала равновесие устанавливается внутри спин-системы — системы магн. моментов всех парамагнитных частиц, а затем происходит обмен энергией между спин-системой и колебаниями кристаллической решетки в кристаллах или броуновским движением частиц в жидкостях. Скорость релаксации внутри спин-системы характеризуется временем спин-спиновой релаксации T_2 , ско-

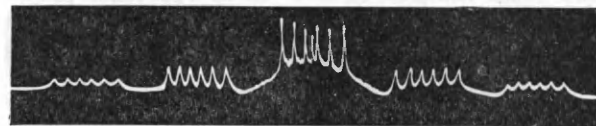
рость восстановления равновесия между спин-системой и колебаниями решетки — временем спин-решеточной релаксации T_1 . Такое рассмотрение возможно, если спин-спиновые взаимодействия сильнее спин-решеточных взаимодействий; при этом, очевидно, $T_1 > T_2$. Величина T_2 почти не зависит от темп-ры и определяется гл. обр. концентрацией парамагнитных частиц, T_1 с понижением темп-ры быстро возрастает.

Если зеемановское расщепление энергетич. уровней намного больше энергии спин-спиновых взаимодействий, то большую роль начинают играть перекрестная релаксация (кроссрелаксация), заключающаяся в обмене зеемановской энергией между двумя или неск. парамагнитными частицами, вызываемом спин-спиновыми взаимодействиями. Время кроссрелаксации T_{21} имеет промежуточ. величину: $T_2 < T_{21} < T_1$.

В веществе, в к-ром наблюдается Э. п. р., установившееся состояние мало отличается от равновесного, если мощность радиочастотного поля мала; если же эта мощность велика и релаксационные процессы не в состоянии восстановить равновесное распределение, то наступает насыщение, обнаруживаемое по уменьшению эффекта Э. п. р. Насыщение Э. п. р. используется для измерения времен парамагнитной релаксации.

Тонкая и сверхтонкая структура. Допущение о чисто спиновой природе парамагнетизма для большинства изученных веществ является хорошим приближением, т. к. в конденсированных фазах сильные межатомные взаимодействия настолько искажают движение внешних электронов парамагнитных частиц, что орбитальный магнетизм оказывается замороженным. Однако из-за малой величины зеемановских расщеплений учет орбитального магнетизма в высших приближениях теории возмущений приводит к существенному изменению спектра Э. п. р. Если $s = 1/2$, то (1) остается справедливым, но g -фактор неск. отличается от значения для спина свободного электрона; в монокристаллах g -фактор становится тензором. Если $s > 1/2$, то зеемановские уровни перестают быть эквидистантными, простые правила отбора нарушаются и возникает тонкая структура спектра Э. п. р., т. е. вместо одной линии поглощения появляется группа линий, положение и интенсивность к-рых в монокристаллах сильно зависит от ориентации поля H .

Линии Э. п. р. часто имеют сверхтонкую структуру, обусловленную взаимодействием



Спектр Э. п. р. ионов Mn^{2+} в апатите при $\lambda \approx 3$ см; каждая из 5 линий тонкой структуры расщеплена на 6 сверхтонких компонент (в центре третьей группы узкая линия принадлежит свободному радикалу).

между электронным и ядерным магнитными моментами. Если ψ -функция электронов с нескомпенсированным спином охватывает лишь одно ядро со спином I , то сверхтонкая структура проста: спин ядра создает в месте нахождения неспаренных электронов магн. поле $H_{яд}$, и если $H_{яд} < H$, то соответственно $2I + 1$ возможным ориентациям спина ядра возникает $2I + 1$ эквивалентных сверхтонких компонент линии поглощения. Иногда необходимо учесть взаимодействие квадрупольного электрич. момента ядра с электрич. полем окружающих частиц, под влиянием

к-рого сверхтонкие компоненты перестают быть эквидистантными. Картина сверхтонкой структуры значительно сложнее, если ψ -ф-ция магнитного электрона охватывает неск. ядер со спинами $\neq 0$. В этом случае по числу, расположению и интенсивности сверхтонких компонент можно судить о распределении электронного облака и характере химической связи.

Форма линий. Естеств. ширина спектральных линий в радиочастотном диапазоне ничтожна (см. *Радиоспектроскопия*). Существенное влияние на форму линий Э. п. р. могут оказать: 1) спин-решеточные взаимодействия, вызывающие уширение $\sim 1/T$; 2) спин-спиновые взаимодействия, к к-рым относятся: магнитные дипольные взаимодействия между парамагнитными частицами, *обменные взаимодействия* парамагнитных частиц, взаимодействия электронных магнитных моментов с магнитными моментами ядер диамагнитных частиц; 3) неразрешенная тонкая и сверхтонкая структуры; 4) анизотропия g -фактора в кристаллич. порошках и жидких парамагнитных растворах; 5) дефекты кристаллич. решетки, вызывающие разброс возможных значений g -фактора и др. параметров, определяющих положение резонансных линий; 6) *скин-эффект* и движение парамагнитных частиц в металлах и нек-рых др. веществах; 7) насыщение Э. п. р.; 8) неоднородность поля H . Большинство перечисленных факторов вызывает расширение спектральных линий. Обменные силы и движение парамагнитных частиц в металлах и жидкостях обычно уменьшают как магнитные дипольные взаимодействия между одинаковыми парамагнитными частицами, так и тонкую и сверхтонкую структуры; в результате происходит сужение спектральных линий.

Различными способами можно избавиться от нек-рых источников уширения. В ряде веществ сильные спин-решеточные взаимодействия при комнатной темп-ре полностью размывают линии Э. п. р., однако при темп-ре жидкого гелия эффект легко наблюдается. Влияние магнитных дипольных и обменных взаимодействий может быть сделано незначительным путем уменьшения концентрации парамагнитных частиц в твердых и жидких растворах парамагнитных веществ.

Методы измерения. Из (1) вытекает, что $gH\lambda = 21,419$, если H выражено в кэ, а длина волны λ — в см. Для практически легкодоступных полей λ лежит в радиодиапазоне, что позволяет для изучения Э. п. р. пользоваться высокочувствительной радиоаппаратурой. Для измерения спектров Э. п. р. применяются радиоспектроскопы, в к-рых частота сигнала поддерживается постоянной, а в широких пределах изменяется поле H , создаваемое электромагнитом. Наиболее распространенные радиоспектроскопы имеют след. устройство: образец объемом в неск. мм³ помещается в резонатор, настроенный на $\lambda \sim 3$ см. Радиочастотное излучение генерируется отражательным *клизотроном*, подводится к резонатору и отводится от него (с помощью *волноводов*) к кристаллич. кремнево-вольфрамовому детектору. Парамагнитное поглощение может быть детектировано по уменьшению постоянного тока, если детектор соединить с гальванометром. Большая чувствительность достигается модуляцией поля H переменным полем с амплитудой ~ 100 э и частотой ~ 50 гц. Сигнал после прохождения через низкочастотный усилитель может быть развернут на экране осциллографа (см. рис.). В высокочувствительных радиоспектроскопах пользуются супергетеродинным детектированием, *двойной модуляцией* поля H и др. (см. *Радиоприемные устройства*). Совр. радиоспектроскопы позволяют обнаружить Э. п. р. при комнат-

ной темп-ре в образцах, содержащих до 10^{12} парамагнитных частиц. Если вещество содержит достаточное количество парамагнитных частиц, Э. п. р. все же может не наблюдаться по след. причинам: 1) уширение спектральных линий чрезвычайно велико; 2) число электронов парамагнитной частицы четно и поэтому, согласно теореме Крамерса, энергетич. уровни полностью расщеплены даже в отсутствии поля H и при этом расщепление превышает $h\nu$; 3) магн. дипольные переходы между нижними достаточно заселенными уровнями запрещены.

Ионные кристаллы. Э. п. р. наиболее изучен в *ионных кристаллах*, носителями парамагнетизма в к-рых являются элементы переходных групп. Если можно пренебречь *ковалентными связями*, то влияние окружающих ионов на парамагнитный ион принято представлять как действие внутр. электростатич. поля определенной симметрии и величины $E_{кр}$ (кристаллическое поле). Энергетич. спектр парамагнитного иона существенно зависит от сравнительной величины $E_{кр}$ и внутриатомных взаимодействий. Кристаллич. поле наз. слабым, если оно не нарушает связь орбитального момента электронной оболочки L со спиновым моментом S , так что квантовое число $J = L + S$ является хорошим квантовым числом. Этот случай осуществляется у редкоземельных ионов, парамагнетизм к-рых обусловлен глубоколежащими $4f$ -электронами. Характер расщепления кристаллич. полем $2J + 1$ -кратного уровня определяется симметрией этого поля. Интервалы между подуровнями ~ 100 см⁻¹. Из-за сильной спин-решеточной связи Э. п. р. удается наблюдать только при низких темп-рах. Исключение составляют ионы Gd³⁺ и Eu²⁺, находящиеся в S -состоянии и поэтому обнаруживающие эффект при комнатной темп-ре.

Кристаллич. поле наз. средним, если его действие сильнее спин-орбитальной связи, но слабее взаимодействия между отдельными электронами. Этот случай осуществляется в большинстве соединений группы Fe. Кристаллич. поле обычно полностью снимает $2L + 1$ -кратное вырождение орбитального уровня свободного иона, в результате чего орбитальный момент «заморожен» и поэтому $g \sim 2$. Полное расщепление орбитального уровня $\sim 10^4$ см⁻¹. В зависимости от расположения орбитальных подуровней в кристаллич. поле ионы подразделяются на 2 группы: у ионов с электронной конфигурацией d^3 , d^4 , d^5 , d^8 и d^9 интервал между двумя нижними подуровнями Δ намного больше величины спин-орбитального взаимодействия V . У этих ионов Э. п. р. связан с переходами между $2S + 1$ спиновыми подуровнями; при $S > 1/2$ наблюдается тонкая структура. Спин-решеточные взаимодействия слабы и эффект наблюдается при комнатной темп-ре. У ионов с конфигурацией d^1 , d^2 , d^6 и d^7 интервал $\Delta \sim V$ и поэтому после совместного действия кристаллич. поля и спин-орбитального взаимодействия уровни распадаются на дублеты и синглеты. Тонкая структура отсутствует. Спин-решеточные взаимодействия сильны и Э. п. р. наблюдается только при низких темп-рах.

Кристаллич. поле наз. сильным, если оно нарушает взаимодействие электронов, приводящее к образованию *терма*. Такое поле встречается в нек-рых соединениях группы Fe, у элементов группы Pd ($4d$ — конфигурация) и группы Pt ($5d^2$ — конфигурация). Ионная модель в этих случаях — плохое приближение; большую роль играют ковалентные связи, приводящие к появлению у линий Э. п. р. дополнительной сверхтонкой структуры, обусловленной влиянием ядерных спинов атомов, окружающих атом переходного элемента.

У ионов группы U, парамагнетизм к-рых связан с 5f-электронами, сходство с редкоземельными элементами нарушается из-за необходимости учитывать сильные ковалентные связи с соседними атомами.

Жидкости и стекла. Э. п. р. наблюдался в растворах, содержащих ионы VO_2^{2+} , Cr^{3+} , Mn^{2+} , Fe^{3+} , Cu^{2+} и нек-рых др. элементов переходных групп. (Растворители — вода, спирты, глицерин, ацетон и др.). Резонансные линии одиночные, но иногда имеют сверхтонкую структуру. Тонкая структура не разрешается и лишь уширяет линии поглощения. Исследование Э. п. р. в нек-рых переохлажденных растворах (стеклах) позволяет судить о валентности парамагнитных ионов, о строении сольватных оболочек и т. п.

Металлы. Все металлы содержат носители парамагнетизма — электроны проводимости; в переходных металлах к тому же парамагнетизм порождается незаполненными *d*- и *f*-оболочками. Э. п. р., однако, наблюдался в немногих случаях из-за больших трудностей: 1) скин-эффект значительно уменьшает величину эффекта; 2) небольшие ферромагнитные включения приводят к ошибочным результатам; 3) спин-решеточные взаимодействия часто очень велики даже при относительно низких темп-рах. Уверенный эффект на электродах проводимости наблюдался в Li, Na, K, Be и Cs. Ширина линии определяется спин-решеточными взаимодействиями; спиновые взаимодействия не существуют из-за быстрого движения электронов. Форма линии сильно искажается из-за скин-эффекта и диффузии электронов. Из переходных металлов Э. п. р. наблюдался в сплаве Cu—Mn и нек-рых редкоземельных элементах.

Примесные полупроводники. В Si, легированном ($> 10^{18}$ атомов) Li или P, As, Sb, и в нек-рых др. полупроводниках в широком интервале темп-р наблюдался Э. п. р., обусловленный электронами проводимости и поэтому сходный с эффектом в металлах; $T_1 < 10^{-3}$ сек. При малых концентрациях примесей и низких темп-рах наблюдается также Э. п. р., вызываемый электронами, связанными с донорами. Линия поглощения обнаруживает при этом сверхтонкую структуру, обусловленную ядерным спином примесного атома. T_1 очень велико и измеряется в нек-рых случаях минутами.

Дефекты решетки. Типичные примеры дефектов кристаллич. решетки, изучаемых методом Э. п. р.: 1) центры окраски в галогенидах щелочных металлов; 2) примеси Al в кварце, становящиеся парамагнитными под воздействием рентгеновских лучей; 3) разорванные ковалентные связи атомов в алмазе после облучения нейтронами. Измерение Э. п. р. дает информацию о природе дефектов; напр., ширина линии Э. п. р. на *F*-центрах определяется неразрешенной сверхтонкой структурой, связанной с взаимодействием локализованного электрона с ядерными спинами окружающих атомов; по форме линии можно непосредственно судить о распределении электронного облака.

Свободные радикалы — важнейшие объекты исследования методом Э. п. р. Особенности эффекта в твердой фазе: *g*-фактор близок к значению для свободного электрона и ширина линии чрезвычайно мала (~ неск. э), что указывает на сильные обменные взаимодействия. Из-за этих качеств один из наиболее устойчивых свободных радикалов — α -дифенил- β -пикрилгидразил, у к-рого $g = 2,0036 \pm 0,003$, широко используется как стандарт при различных измерениях Э. п. р. В растворах свободных радикалов наблюдается сверхтонкая структура, дающая сведения о времени пребывания дelokализованного электрона с неспаренным спином около различных ядер. Э. п. р. изучен во мн. органич. веществах (органич. производные двухвалентного азота, с е м и х и н о н ы,

соединения перекисного типа, хромароматич. соединения «сандвичевого» строения, бирадикалы и т. д.). Большой интерес имеют исследования свободных радикалов в биологич. объектах.

Газы. Э. п. р. был изучен в газах O_2 , NO и NO_2 . Сложный вид спектров объясняется тем, что наряду со спиновым магнетизмом электронов необходимо учесть орбитальный магнетизм, ротационное движение молекул и сверхтонкие взаимодействия с ядерным спином N.

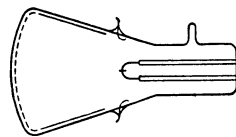
Двойной резонанс, имеющий место при одновременном резонансном воздействии на вещество переменными электромагнитными полями двух различных частот, нашел разнообразие и важные применения. Э. п. р. в совокупности с ядерным магнитным резонансом лежит в основе *Оверхаузера эффекта* и др. динамич. методов поляризации ядер. Основой парамагнитных *квантовых усилителей* является Э. п. р. на двух различных частотах. Весьма плодотворны также исследования Э. п. р. в оптически возбужденных веществах.

Акустический парамагнитный резонанс. Если в условиях, позволяющих наблюдать Э. п. р., вместо переменного магн. поля на вещество воздействовать звуком той же частоты, то в силу спин-решеточной связи возникает резонансное поглощение звука. Изучение этого эффекта — прямой метод измерения величины спин-решеточного взаимодействия.

Лит.: 1) Zavoisky E., Spin-magnetic resonance in paramagnetics, «J. Phys.», 1945, т. 9, № 3; 2) Завойский Е., Парамагнитная абсорбция в перпендикулярных полях для некоторых солей, «ЖЭТФ», 1946, т. 16, вып. 7; 3) Альтшулер С. А., Козырев В. М., Электронный парамагнитный резонанс, М., 1961; 4) Инграм Д., Спектроскопия на высоких и сверхвысоких частотах, пер. с англ., М., 1959; 5) Лоу В., Парамагнитный резонанс в твердых телах, пер. с англ., М., 1962; 6) Инграм Д., Электронный парамагнитный резонанс в свободных радикалах, пер. с англ., М., 1961; 7) Альтшулер С. А., Кочелав В. И., Лешин А. М., Парамагнитное поглощение звука, «УФН», 1961, т. 75, вып. 3. С. А. Альтшулер.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПРОЕКТОР — простейший вид эмиссионного электронного микроскопа, использующий для получения изображения автоэлектронную эмиссию. Основные части Э. п.: катод в виде металлич. острия с радиусом кривизны в неск. десятых долей *мк*, помещенный в центре стеклянной сферической или конусообразной колбы, дно к-рой покрыто слоем люминофора, и анод в виде проводящего слоя на стенках колбы (рис.) или проволочного кольца, окружающего катод. Прибор откачивается до давления 10^{-9} — 10^{-11} мм рт. ст. При подаче на анод положит. потенциала в неск. *кв* относительно катода у поверхности острия создается напряженность электрич. поля в 10^7 — 10^8 в/см, достаточная для возникновения автоэлектронной эмиссии. При прогреве острия кончик его становится монокристаллическим и приобретает округленную форму. Электроны, ускоряясь в радиальном направлении, проектируют на экране увеличенное эмиссионное изображение поверхности катода, отражающее симметрию кристаллич. структуры острия. Типичную картину эмиссии чистого W (объемноцентрированная решетка) см. на рис. 2 в ст. *Ионный микропроектор*.

Увеличение в Э. п. определяется отношением $R/\beta r$, где R — расстояние катод-экран, β — радиус кривизны острия, а r — фактор сжатия эмиссионной картины, характеризующий отклонение поля от сферического. Обычно в Э. п. достигаются увеличения в 100—200 тысяч раз. Разрешающая способность Э. п. ограничена тангенциальными составляющими скоростей автоэлектронов, а также дифракцией, играющей менее важную роль, и оценивается в 25 Å.



Э. п. применяется для исследования автоэлектронной эмиссии преимущественно тугоплавких металлов (W, Mo, Ta, Ni, Zr, Ti, Fe), для наблюдения фазовых превращений, изучения явлений адсорбции и миграции атомов металлов и газов на металлич. поверхности, определения работы выхода различных граней монокристалла, наблюдения дислокаций на поверхности монокристаллов, изучения автоэлектронной эмиссии с полупроводников и т. д.

Аналогичный прибор, в к-ром изображение получается с помощью ионов H или He, наз. ионным проектором или ионным микропроектором.

Лит.: 1) Царев В. М., «УФН», 1948, т. 36, вып. 2, с. 181; 2) Электронная микроскопия, под ред. А. А. Лебедева, М., 1954, гл. 6, § 7; 3) Müller E. W., «Ergebn. exakt. Naturwiss.», 1953, Bd 27, S. 290—360; 4) Good R. H., Müller E. W., в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd 21, В. — [u. a.], 1956.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПРОЖЕКТОР — электроннооптическое устройство для формирования электронных пучков и управления их интенсивностью. Э. п. состоит из катода и одной или неск. электронных линз (см. *Электронная оптика*). Э. п. — один из основных элементов *электроннолучевых приборов* и ряда СВЧ приборов (*кастронов, ламп безуцель волны* и др.). В зависимости от назначения и конструкции Э. п. может формировать электронные пучки сплошные и полые, круглого сечения или ленточные, сходящиеся или расходящиеся и т. д. См. также *Электронная пушка*.

ЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ — электровакуумный прибор, усиливающий слабые электронные или ионные токи за счет вторичной электронной эмиссии (см. *Фотоэлектронный умножитель*).

ЭЛЕКТРОННЫЙ ФОТОТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ — появление эдс в однородном проводнике (*полупроводнике или металле*), помещенном в магнитное поле *H*, обусловленное поглощением электромагнитного излучения свободными носителями заряда.

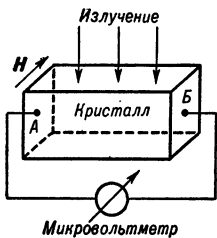


Схема эксперимента для наблюдения электронного фототермомангнитного эффекта.

Поле *H* должно быть перпендикулярно потоку излучения (см. рис.). Э. ф. э. возникает независимо от наличия градиента темп-ры кристаллич. решетки проводника и градиента концентрации свободных носителей заряда и объясняется след.: в результате поглощения излучения свободными носителями заряда изменяется их энергетич. спектр (средняя энергия увеличивается), причем это изменение уменьшается в направлении затухания излучения. Возникает 2 потока носителей: более «горячие» движутся в направлении затухания излучения, более «холодные» — в противоположном. Т. к. время свободного пробега носителей (время релаксации импульса) зависит от их энергии, то поле *H* по-разному отклоняет оба потока. В результате этого противоположные грани проводника *A* и *B* заряжаются одна относительно другой, вследствие чего возникает эдс.

Эдс Э. ф. э. имеет наибольшую величину в невырожденных полупроводниках с малой эффективной массой носителей заряда, охлажденных до низкой (гелиевой) темп-ры. Инерционность Э. ф. э., определяемая временем передачи избыточной энергии от носителей заряда кристаллич. решетке, мала; напр., в полупроводнике InSb при *T* ~ 4° К это время ~ 10⁻⁷ сек. Э. ф. э. может служить для создания высокочувствит. (до 10⁻¹³ вт · сек^{1/2}) приемников длинноволнового инфракрасного излучения.

Лит.: «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, № 6, с. 994. Т. М. Лифшиц.

ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ ПРОСЧЕТЫ при регистрации случайных событий. Счет случайно распределенных во времени событий лежит в основе многих методов измерений, особенно в области ядерной физики и физики элементарных частиц. Применяющиеся для этой цели различные счетчики частиц и электронные системы обладают ограниченной способностью разрешать следующие друг за другом через малые интервалы времени события. Поэтому в счетных системах появляются П. (потеря части событий); в системах, выделяющих совпадение во времени двух или неск. событий, появляются случайные (не истинные) совпадения не связанных с исследуемым процессом событий и т. д.

Минимальный интервал времени τ_0 между следующими друг за другом и регистрируемыми раздельно событиями наз. разрешающим временем счетного элемента или счетной системы. В тех случаях, когда счетный элемент (или система) при каждом срабатывании полностью теряет на время τ чувствительность, это время наз. «мертвым». Счетные элементы такого рода (условно — элементы 1-го рода) — самогасящиеся счетчики ($\tau_0 \sim 10^{-4}$ сек), электронные схемы релейного типа, триггеры (τ_0 до ~ 10⁻⁷ сек) и др.

Существуют еще счетные элементы, не теряющие после срабатывания чувствительности к последующим событиям, но не регистрирующие их, если не прошло времени τ_0 после момента возникновения предыдущего события (счетные элементы 2-го рода). При этом сохранение чувствительности к последующим событиям проявляется в том, что каждое из них удлиняет интервал времени до восстановления способности счетного элемента зарегистрировать новое событие. Положим для простоты, что удлинение происходит (всегда) на величину τ_0 от момента возникновения каждого события. Интервал времени от момента срабатывания до момента восстановления способности к регистрации следующего события наз. в р е м е н е м в о с с т а н о в л е н и я τ_c . Приблизительно такими свойствами обладают электромехан. счетчики (ЭМС), срабатывающие от кратковременных ($\ll \tau_0$) импульсов тока ($\tau_0 \sim 10^{-2}$ сек).

В системах 1-го рода $\tau_c = \tau_0$. В системах 2-го рода в случае просчета (потери) события $\tau_c > \tau_0$. Идеальных (с указанными выше свойствами) систем 1-го и 2-го рода не существует. В системах 1-го рода обычно изменяется при увеличении скорости счета *n* на 10—20%. В системах 2-го рода τ_0 обычно имеет «мертвую» составляющую $\tau'_0 < \tau_0$, а удлинение τ_c на величину $\tau'_0 < \tau_0$ зависит от интервала τ между событиями.

Среднее число событий в ед. времени $\bar{n}_0 = \lim_{t \rightarrow \infty} N_0/t$

наз. частотой событий или интенсивностью. Среднее число регистрируемых счетной системой событий $n = \lim_{t \rightarrow \infty} N/t$ наз. скоростью

счета. Из опыта можно получить лишь оценку скорости счета $n^* = N_1/t_1$, где t_1 — время измерения, а N_1 — число зарегистрированных за это время событий.

Вероятность попадания *N* событий на отрезок времени t_1 определяется законом Пуассона $p(N) = (n_0 t_1)^N \exp(-n_0 t_1)/N!$ и вероятность появления интервала между событиями от τ до $\tau + d\tau = p(\tau)d\tau = \exp(-n_0 \tau) n_0 d\tau$.

Закон распределения вероятностей для событий конечной длительностью τ_0 отличается от закона Пуассона. Именно этот случай имеет место, когда случайные события регистрируются счетным элементом 1-го рода с разрешающим временем τ_0 . События конечной длительности наз. импульсами или сигналами. Ве-

роятность попадания N событий длительностью τ_0 в интервал времени t_1 целиком или какой-то своей начальной частью на конец этого интервала определяется ф-лой

$$p(N, t_1, \tau_0) = \exp[-(t_1 - N\tau_0)n_0] \sum_{k=0}^N \frac{[(t_1 - N\tau_0)n_0]^k}{k!} - \exp\{[-t_1 - (N-1)\tau_0]n_0\} \sum_{k=0}^{N-1} \frac{[(t_1 - (N-1)\tau_0)n_0]^k}{k!}. \quad (1)$$

Эта ф-ла пригодна для всех значений N от $N=0$ до $N=N_m$, где N_m — целая часть дроби $q = t_1/\tau_0$. Т. к. при попадании N_m импульсов внутрь интервала t_1 он плотно не заполняется, возможно попадание еще одного импульса какой-то своей начальной частью на конец интервала t_1 . Вероятность такого события

$$p(N_m + 1, t_1, \tau_0) = 1 - \exp[-(t_1 - N_m\tau_0)n_0] \times \sum_{k=0}^{N_m} \frac{[(t_1 - N_m\tau_0)n_0]^k}{k!}. \quad (1')$$

Нетрудно убедиться, что $\sum_{N=0}^{N_m+1} p(N, t_1, \tau_0) = 1$.

Среднее число (математич. ожидание) импульсов, попадающих целиком или начальной частью в интервал времени t_1 , определяется ф-лой

$$\bar{N} = \sum_{N=0}^{N_m+1} N p(N, t_1, \tau_0) = N_m + 1 - \{\exp(-t_1 n_0) + \exp[-(t_1 - \tau_0)n_0] \sum_{k=0}^1 \frac{[(t_1 - \tau_0)n_0]^k}{k!} + \exp[-(t_1 - 2\tau_0)n_0] \sum_{k=0}^2 \frac{[(t_1 - 2\tau_0)n_0]^k}{k!} + \dots + \exp[-(t_1 - N_m\tau_0)n_0] \sum_{k=0}^{N_m} \frac{[(t_1 - N_m\tau_0)n_0]^k}{k!}\}. \quad (2)$$

Когда $t_1 \leq \tau_0$

$$\bar{N} = 1 - e^{-qx} = qx - \frac{1}{2}(qx)^2 + \frac{1}{6}(qx)^3 - \dots,$$

где $x = \tau_0 n_0$ и $q = t_1/\tau_0$. Когда $\tau_0 < t_1 \leq 2\tau_0$

$$\bar{N} = 2 - \{e^{-qx} + [1 + (q-1)x]e^{-(q-1)x}\} = qx - \left(q - \frac{1}{2}\right)x^2 + \dots$$

Для решения многих практич. задач полезно иметь разложение ф-лы (2) по степеням x :

$$\bar{N} = qx - \left(q - \frac{1}{2}\right)x^2 + \left(q - \frac{1}{6}\right)x^3 - \dots = qx \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2q}\right)x + \left(1 - \frac{1}{6q}\right)x^2 - \dots\right]. \quad (3)$$

Отсюда средняя частота импульсов (или скорость счета системы 1 рода)

$$\bar{n} = \bar{N}/t_1 = n_0 \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2q}\right)x + \left(1 - \frac{1}{6q}\right)x^2 - \dots\right]. \quad (4)$$

При увеличении длительности измерения \bar{n} стремится к пределу

$$\bar{n} = \lim_{t_1 \rightarrow \infty} (\bar{N}/t_1) = n_0 [1 - x + x^2 - \dots] = n_0/(1+x). \quad (5)$$

Ф-ла (5) — асимптотич. ф-ла зависимости \bar{n} от n_0 для счетной системы 1-го рода. Относительной погрешностью счета или просто П. наз. величина $\delta = (n_0 - \bar{n})/n_0$. Для систем 1-го рода в асимптотич. приближении $\delta_\infty = x/(1+x)$. Сравнение (4) и (5) показывает, что при конечной длительности измере-

ния $t_1 \bar{n}/n_0 > 1$ и $\delta < \delta_\infty$. Однако уже при $q = t_1/\tau_0 > 10$ этим различием можно пренебрегать.

Так же как \bar{N} , можно найти и дисперсию

$$D(N) = \sum_{N=0}^{N_m+1} (N - \bar{N})^2 p(N, t_1, \tau_0).$$

Это выражение громоздко и для практич. расчетов удобно пользоваться его разложением в ряд

$$D(N) = n_0 t_1 \left\{ 1 - \left(3 - \frac{3}{2q}\right)x + \left(6 - \frac{17}{3q}\right)x^2 - \left(10 - \frac{55}{4q}\right)x^3 + \dots \right\}.$$

При увеличении длительности измерения, когда $q = t_1/\tau_0$ становится очень большим числом, $D(N)$ стремится к асимптотическому пределу (при $q \rightarrow \infty$): $D(N) \simeq n_0 t_1 \{1 - 3x + 6x^2 - 10x^3 + \dots\} = \frac{n_0 t_1}{(1+x)^3}$.

Относительная величина среднеквадратичной флукутации $\delta(N) = \frac{\sqrt{D(N)}}{\bar{N}} = \frac{1}{\sqrt{n_0 t_1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau_0 n_0}}$.

Для идеальной системы 2-го рода асимптотич. зависимость \bar{n} от n_0 определяется ф-лой

$$\bar{n} = n_0 \exp(-x). \quad (6)$$

Из опыта, по результату одного измерения (или сумме неск. измерений), нельзя найти точное значение n , а можно найти только оценку, полагая, что $n \simeq n^* = N_1/t_1$. В качестве оценки n_0 в случае счетной системы 1-го рода можно пользоваться величиной

$$n_0^* = N_1/(t_1 - N_1\tau_0) = n^*/(1 - \tau_0 n^*) = n^* [1 + \tau_0 n^* + (\tau_0 n^*)^2 + \dots], \quad (7)$$

а в случае счетной системы 2-го рода

$$n_0^* = n^* \left[1 + \tau_0 n^* + \frac{3}{2}(\tau_0 n^*)^2 + \dots\right]. \quad (8)$$

Погрешность этих оценок n_0 определяется не только величиной погрешности оценки n , равной $\Delta n^*/n^* \simeq 1/\sqrt{N_1}$ (если t_1 измеряется с достаточно высокой точностью, а n невелики: $\delta = (n_0 - n)/n_0 \ll 1$), но и погрешностью в τ_0 . Т. к. «идеальных» систем 1-го и 2-го рода нет и погрешность в измерении τ_0 трудно сделать малой, ф-лами (7) и (8) не следует пользоваться, когда различие n_0^* и n^* превышает 30—50%.

Для более сложной системы, в к-рой на входе работает счетный элемент 1-го рода с разрешающим временем τ_0 , а на выходе — счетный элемент 1-го рода с разрешающим временем $\tau_1 > \tau_0$, средняя скорость счета

$$\bar{n} = n_0 / [(1 + \tau_0 n_0)(1 + \bar{\Delta}n)], \quad (9)$$

где $\bar{\Delta}n$ — среднее число сигналов (длительности τ_0), пропускаемое (потерянное) выходным устройством при каждом срабатывании. Величина Δn определяется по ф-лам (2) или (4), если в них положить $t_1 = \tau_1 - \tau_0$. Ф-ла (9) асимптотическая и пригодна при условии, что время измерения T_1 много больше τ_0 и τ_1 . Когда П. невелики ($\delta \ll 1$), для вычисления величины Δn можно взять два члена в ф-ле (4); в этом случае

$$n \simeq n_0 / [1 + (\tau_1 + \tau_0^2 n_0 / 2) n_0]. \quad (10)$$

Для счетной системы, на входе к-рой работает счетный элемент 1-го рода с τ_0 , а на выходе — счетный элемент 2-го рода с $\tau_1 > \tau_0$:

$$n = n_0 e^{-\tau_1 n_0} [e^{\tau_0 n_0} / (1 + \tau_0 n_0)]. \quad (11)$$

Ф-лы (10) и (11) неудобны для определения оценок n_0 по оценке $n \simeq n^* = N_1/t_1$, получаемой из опыта. Можно, конечно, разложить их в ряды по степеням n (с заменой n на n^*), как это сделано в (7) и (8). Другой

путь: с помощью ф-лы (10) [или (11)] находится величина просчетов

$$\delta = 1 - n/n_0 = (\tau_1 + 1/2\tau_0^2 n_0) n_0 / [1 + (\tau_1 + 1/2\tau_0^2 n_0) n_0].$$

Далее находится первая приближенная оценка δ^* величины δ путем подстановки $n_0 \cong n^*$, а затем $n_0 \cong n^*/(1 - \delta^*)$ и т. д.

В счетных системах, применяющихся для измерения очень больших интенсивностей n_0 между выходным счетным элементом, обладающим большим τ_1 (обычно $\sim 10^{-2}$ сек) и входным счетным элементом с малым τ_0 (напр., $\sim 10^{-7}$ сек), включается электронный редуктор — пересчетная схема, уменьшающий число сигналов на выходном элементе по отношению к их числу во входном элементе в m раз. m наз. пересчетным коэффициентом или коэффициентом редукции. Если на входе и выходе такой системы работают счетные элементы 1-го рода и регистрируемая выходным элементом скорость счета равна n_m , то измеряемая частота сигналов на входе

$$n = mn_m = n_0 / [(1 + \sigma)]. \quad (12)$$

Здесь $x_0 = \tau_0 n_0$, $\sigma = S_m + S_{2m} + S_{3m} + \dots$,

$$S_m = e^{-x_1} \sum_m x_1^k / k!, \quad S_{2m} = e^{-x_2} \sum_{2m} x_2^k / k!, \dots$$

где $x_1 = (q - m)x_0$, $x_2 = (q - 2m)x_0, \dots$ и $q = \tau_1/\tau_0$. Эта ф-ла получается из закона распределения (1) и (1') для сигналов конечной длительности. Когда просчеты невелики [$\delta = (n_0 - n)/n_0 \ll 1$], имеет место соотношение: $1 \gg S_m \gg S_{2m} \gg S_{3m} \gg \dots$. В этом случае

$$n \cong [n_0 / (1 + x_0)] [1 / (1 + S_m(x_1))]. \quad (13)$$

В худшем случае, когда $m = 2$, погрешность в $\delta = 1 - n/n_0$, определяемой по ф-ле (13), не превышает 3% до значений $S_m \cong 0,13$. Для практич. расчетов ф-ла (13) достаточно точна, т. к. она нужна лишь для оценок макс. допустимых значений $x_1 = (q - m)x_0 = (\tau_1 - m\tau_0) n_0$ (и, след., интенсивностей n_0), при к-рой просчеты δ становятся уже существенными (напр., 1—2%), а также для правильного выбора m при заданном отношении $q = \tau_1/\tau_0$. Поправки же на П. при работе с пересчетными схемами обычно не вносятся, а измерения производят при таких n_0 , когда П. можно не учитывать.

Для системы, на входе к-рой работает счетный элемент 1-го рода, а на выходе — счетный элемент 2-го рода, связь между n и n_0 определяется ф-лой

$$n = [n_0 / (1 + x_0)] \exp(-x_1) \sum_{k=0}^{m-1} x_1^k / k! \quad (14)$$

Когда П. малы ($\delta < 0,02$), ф-лы (13) и (14) дают практически одинаковые n .

m	δ			m	δ		
	0,005	0,01	0,02		0,005	0,01	0,02
2	0,1037	0,1492	0,2166	100	76,13	78,25	80,62
4	0,6732	0,8257	1,0225	128	100,75	103,20	105,93
8	2,573	2,911	3,320	256	216,7	220,3	224,3
10	3,720	4,137	4,634	512	455,6	460,9	466,8
16	7,571	8,191	8,914	1000	920,5	928,0	936,4
24	19,31	20,34	21,52	10000	9744	9769	9797
36	45,28	46,89	48,72				

Для большинства практич. расчетов полезна табл., в к-рой для разных m даны $x_1 = (q - m)x_0$, соответствующие П. в 0,5; 1 и 2%. Если П. в счетной системе обусловлены П. только во входном и выходном элементах (пересчетная схема не просчитывает), то полная величина П. находится по ф-ле

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 - \delta_1\delta_2, \quad (15)$$

где $\delta_1 = x_0 / (1 + x_0)$ и $\delta_2 = \sigma / (1 + \sigma) = S_m(x_1) / [1 + S_m(x_1)]$.

Задавшись величиной δ_2 по табл., можно найти x_1 , а затем и величину $x_0 = x_1 / (q - m)$ (необходимую для определения δ_1) и соответствующую этому случаю интенсивность $n_0 = x_0/\tau_0$.

В методе совпадений электронная система выделяет совпадения во времени сигналов от неск. датчиков. В методе сдвинутых совпадений выделяются случаи, когда сигналы от датчиков смещены во времени относительно друг друга строго определенным образом. В методе антисовпадений выделяются такие случаи, когда в нек-рой определенной части датчиков сигналы возникают одновременно (или с заданным сдвигом), а в другой части датчиков при этом ничего не происходит. Если в одном из датчиков 2-й группы (группа антисовпадений) при этом возникает сигнал, то такой случай электронной системой отбрасывается. Так как сигналы от датчиков имеют конечную длительность, одновременность событий устанавливается с нек-рой неопределенностью τ (разрешающим временем схемы совпадений).

Наряду с истинными совпадениями, происходящими в тех случаях, когда сигналы во всех датчиках возбуждаются исследуемыми событиями, могут возникать и «лишние» случайные совпадения (с точностью до τ) сигналов от сторонних событий (часто взаимно не связанных). Если длительности сигналов в m каналах схемы совпадений равны $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m$ и частоты попаданий частиц в датчики от сторонних источников равны n_1, n_2, \dots, n_m , то скорость счета случайных совпадений n_{mc} будет определяться выражением:

$$n_{mc} = \prod_{i=1}^m (1 - e^{-\tau_i n_i}) \sum_{k=1}^m n_k / (1 - e^{-\tau_k n_k}). \quad (16)$$

Если $\tau_i n_i \ll 1$, то

$$n_{mc} \cong \prod_{i=1}^m \tau_i n_i \sum_{k=1}^m 1/\tau_k = \left(\prod_{k=1}^m \tau_k \sum_{i=1}^m 1/\tau_i \right) \prod_{k=1}^m n_k. \quad (17)$$

Из ф-лы (17) можно найти скорость счета случайных двойных совпадений $n_{2c} = (\tau_1 + \tau_2) n_1 n_2$. Если $\tau_1 = \tau_2 = \tau_3 = \dots = \tau_m = \tau$, то

$$n_{mc} = m\tau^{m-1} n_1 n_2 \dots n_m. \quad (18)$$

Т. к. счетные системы, применяющиеся для регистрации импульсов, поступающих со схем совпадений, могут срабатывать от импульсов длительностью больше нек-рой минимальной θ_1 , то во всех приведенных выше ф-лах вместо $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m$ следует подставлять: $\tau_1^* = \tau_1 - \theta_1, \tau_2^* = \tau_2 - \theta_1, \dots$. Напр., для скорости счета случайных двойных совпадений $n_{2c} = (\tau_1^* + \tau_2^*) n_1 n_2 = (\tau_1 + \tau_2 - 2\theta_1) n_1 n_2$.

При использовании метода антисовпадений случайные совпадения в группе датчиков, включенных на совпадение, создают преувеличение скорости счета исследуемых событий. Скорость счета случайных совпадений в этом случае вычисляется по приведенным выше ф-лам и вычитается из измеряемой скорости счета. С другой стороны, случайные совпадения сигналов от сторонних источников, возникающих в группе датчиков антисовпадений, с сигналами истинных совпадений приводят к ложным выключениям сигналов совпадений, следовательно, к преуменьшению скорости счета от исследуемых событий. Скорость счета случайных антисовпадений

$$n_{ca} = (\bar{\tau}_a - \bar{\tau}_c + 2\theta) n_c n'_a, \quad (19)$$

где n_c — частота истинных совпадений, n'_a — частота сигналов (точнее — попаданий частиц) от сторонних источников в группе датчиков антисовпадений, $\bar{\tau}_c$ — средняя длительность сигналов совпадения, $\bar{\tau}_a$ —

средняя длительность сигналов в группе антисовпадений и θ — минимальное перекрытие сигнала совпадений сигналом антисовпадений, при к-ром регистрация уже не происходит. Частота истинных совпадений определяется из соотношения:

$$n_c = n'_c / [1 - (\bar{\tau}_a - \bar{\tau}_c + 2\theta) n'_c], \quad (20)$$

где n'_c — регистрируемая системой частота совпадений, исправленная на число случайных совпадений в группе датчиков, включенных на совпадения. Ф-лы (19) и (20) достаточно точны при $\bar{\tau}_a n'_c \ll 1$ и $\bar{\tau}_c n_c \ll 1$.

В тех случаях, когда счетные системы работают с импульсными источниками излучений, для вычисления П. можно пользоваться всеми приведенными выше ф-лами, если $\tau_0 \ll T_u$, где τ_0 — разрешающее время входного элемента системы, а T_u — длительность импульса излучения. Когда это условие не выполняется, для нахождения n нужно пользоваться ф-лой (4), полагая $q = T_u/\tau_0$.

Если импульсы излучения периодически повторяются с периодом T_0 , для определения П. необходимо знать, какая доля периода занята импульсом излучения, т. е. величину $\kappa = T_u/T_0$ (т. н. коэфф. заполнения). Импульсы излучения от циклических ускорителей могут состоять из большого числа очень коротких импульсов с паузами, поэтому истинная длительность T_u может быть в неск. раз меньше длительности, занимаемой всей группой, а пауза $T_n - T_0 = T_u$ — больше пауз между этими группами. Если импульс излучения $T_u < \tau_0$ — разрешающего времени входного счетного элемента системы, средняя скорость счета

$$n = [1 - \exp(-n_0 T_u)]/T_0. \quad (21)$$

Средняя частота событий n_0 на протяжении T_u здесь предполагается неизменной. Воспользовавшись получаемой из опыта оценкой: $n \approx n^* = N_1/t_1$, где t_1 — время измерения, из (21) получим ф-лу для отыскания оценки:

$$n_0^* = -\ln(1 - n^* T_0)/T_u = n^* (1 + 1/2 x_1 + 1/3 x_1^2 + \dots)/\kappa,$$

где $x_1 = n^* T_u/\kappa$. Когда $T_u > \tau_0$, средняя скорость счета определяется из соотношения $n = \kappa \bar{N}_1/T_u$, а \bar{N}_1 по (2) или (3), где полагаем $q = T_u/\tau_0$. Оценка n_0^* по экспериментальной оценке $n \approx n^* = N_1/t_1$ в этом случае находится указанным выше методом последовательных приближений.

Скорость счета случайных совпадений, выраженная через средние частоты попадания в датчики частиц от сторонних источников $n_1^1, n_2^1, \dots, n_m^1$, будет $n_{cc} = m (\tau/\kappa)^{m-1} n_1^1 n_2^1 \dots n_m^1$. Если импульсы излучения имеют микроструктуру (от циклич. ускорителей): $n_{cc} = (\tau/\kappa)^{m-1} n_1^1 n_2^1 \dots n_m^1$. О П. в многоканальных анализаторах и др. системах и о П. с источниками переменной интенсивности см. прилагаемую лит-ру. При решении таких задач нужно пользоваться законами распределения для сигналов конечной длительности.

Лит.: Гольданский В. И. [и др.], Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, М., 1959.

М. С. Козодаев.

ЭЛЕКТРОНОГРАММА — изображение дифракционной картины, возникающей при рассеянии ве-

ществом ускоренных электронов. Э. можно зарегистрировать на фотопластинке или записать при помощи электронной схемы в виде кривой зависимости интенсивности рассеянного излучения от угла рассеяния. Вид Э. зависит от условий съемки, агрегатного состояния, химич. состава и степени упорядоченности вещества объекта. Э. можно получать методом прохождения электронов через тонкие слои или струю пара исследуемого вещества (рис. 1—3) или методом отражения от поверхности массивного образца (рис. 3 в ст. Дифракция электронов).

Э. от газов, жидкостей и аморфных тел — совокупность непрерывного фона, интенсивность к-рого быстро убывает с увеличением угла рассеяния, и ряда диффузных центрич. максимумов и минимумов.

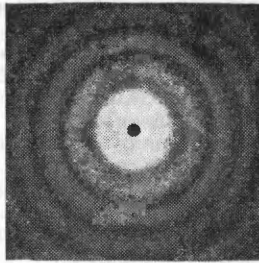


Рис. 1. Электронограмма от паров четыреххлористого углерода.

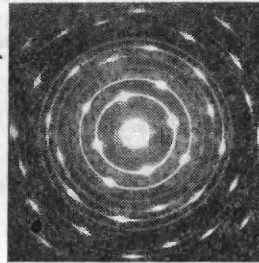


Рис. 2. Электронограмма от препарата PbTe.

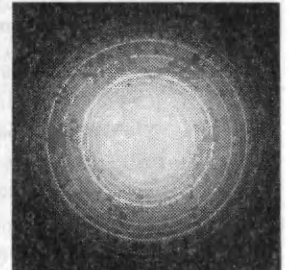


Рис. 3. Электронограмма от поликристалла хлористого аммония.

Фон на Э. возникает в результате рассеяния электронов атомами, безотносительно к их взаимному расположению. Э., состоящие из одного только фона атомного рассеяния, можно получить от одноатомных газов при низком давлении. Последовательность дифракционных максимумов и минимумов возникает при наличии в исследуемом объекте набора повторяющихся межатомных расстояний. Центрич. форма максимумов и минимумов обусловлена отсутствием упорядоченности в расположении атомов и молекул в веществе. В результате теплового движения интенсивность дифракционных максимумов и минимумов уменьшается с увеличением угла рассеяния. Такие Э. применяются при исследовании строения молекул (в парах и газах), а также жидкостей и аморфных твердых тел. Применение секторного метода съемки в сочетании с фотометрич. оценкой интенсивности рассеянного излучения позволяет определять межъядерные расстояния в молекулах с точностью 0,005—0,01 Å.

Э. от кристаллич. твердых тел. а) Т о ч е ч н ы е Э. (рис. 2) возникают, когда препарат исследуемого вещества — монокристалл или мозаика из отдельных кристаллич. блоков, кристаллографич. оси к-рых параллельны друг другу. При надлежащей юстировке препарата точечные Э. представляют собой одну из плоскостей обратной решетки, проходящих через начало координат. Точечные Э. наиболее удобны для структурных исследований. Они позволяют проводить полное определение элементарной ячейки и оценивать интенсивность рассеянного излучения.

б) Э. от текстур (дифракционные максимумы в виде колец или дуг) получаются от препаратов, представляющих собой совокупность кристаллич. блоков, у к-рых определенные грани параллельны друг другу, но сами блоки беспорядочно распределены по азимуту (рис. 5 в ст. Дифракция электронов). На этих Э., так же как и на точечных, наблюдается разделение максимумов, соответствующих отдельным узлам обратной решетки. На одной Э. от текстуры

отображается вся или почти вся обратная решетка. Большое количество дифракционных максимумов, расположенных по определенным правилам, облегчает индентирование таких Э. Одновременное присутствие на снимках от текстур всех отражений способствует более точной оценке интенсивностей, чем в случае точечных Э., поэтому Э. от текстур широко применяются в структурной электронографии.

в) Э. от поликристалла (дифракционные максимумы в виде резких колец) получают от препаратов с хаотич. расположением кристаллич. блоков (рис. 3). Геометрия Э. этого типа определяется набором межплоскостных расстояний, присущих данной решетке. Э. от поликристаллов применяются для исследования высокосимметричных структур, особенно кубических, для установления фазового состава исследуемого вещества, для уточнения параметров элементарной ячейки, полученных из Э. типа а и б, для измерения величины кристаллич. блоков и исследования дефектов кристаллич. строения.

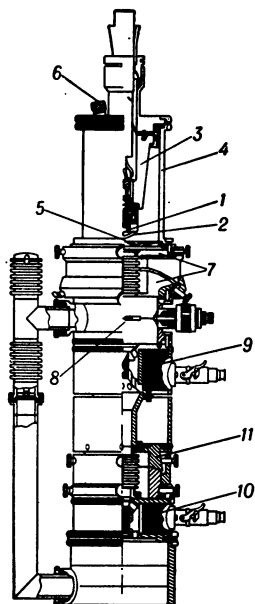
Часто исследуемые препараты имеют упорядоченность, промежуточную между перечисленными выше основными типами. Э. от них менее удобны для структурных исследований. При возрастании размеров блоков в монокристалльных образцах характер рассеяния изменяется от кинематического к динамическому (см. Дифракция электронов). Значительное увеличение размеров блоков приводит к появлению на Э. т. н. линий Кикучи и полюс (см. рис. 3 в ст. Дифракция электронов). Наиболее четко этот эффект наблюдается при съемках на отражение от граней достаточно совершенного кристалла. По таким Э. можно судить о степени совершенства исследуемого кристалла, но для определения атомной структуры вещества они, как правило, непригодны.

Лит.: 1) Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М. — Л., 1949; 2) Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; 3) Броквей Л. О., Микрофотометрический метод сектора в электронографии, в сб.: Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 5, М., 1957; 4) Рамбид и Н. Т. [и др.], «Ж. структурной химии», 1963, т. 3, № 3, с. 347—375. Н. В. Алексеев.

ЭЛЕКТРОНОГРАФ — прибор для получения и регистрации дифракционных картин, возникающих при рассеянии ускоренных электронов веществом. Э. состоит из след. основных узлов: 1) осветительной системы, 2) дифракционной камеры, 3) регистрирующего блока, 4) питающего устройства, 5) вакуумной системы.

Осветительная система, создающая и формирующая

Рис. 1. Осветительная система электронографа ЭГ-100А: 1 — катод; 2 — фокусирующий колпачок (Венельев цилиндр); 3 — проходной изолятор; 4 — корпус пушки; 5 — анод; 6 — механизм смещения катода относительно отверстия в фокусирующем колпачке; 7 — механизм перемещения пушки; 8 — диафрагма; 9, 10 — электромагнитные линзы; 11 — механизм перемещения линз.



электронный пучок, представляет собой сочетание *электронной пушки* — источника быстрых электронов — и электромагнитных линз или диафрагм, выделяющих достаточно тонкий пучок ускоренных электронов (см. рис. 1 и 2).

Сформированный электронный пучок поступает в дифракционную камеру, в к-рой располагается объектодержатель, позволяющий изменять ориентацию препарата исследуемого вещества по отношению к электронному пучку. Разработаны держатели об-

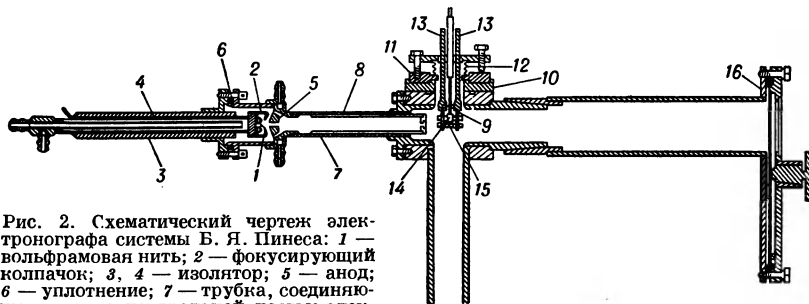
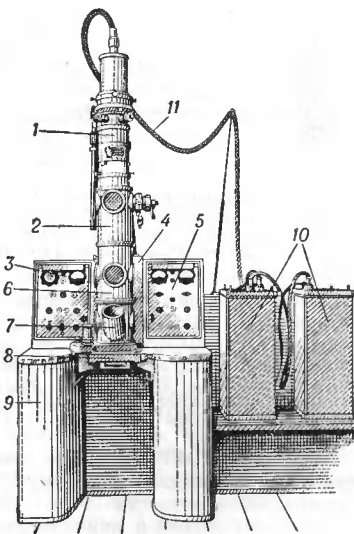


Рис. 2. Схематический чертеж электронографа системы Б. Я. Пинеса: 1 — вольфрамовая нить; 2 — фокусирующий колпачок; 3, 4 — изолятор; 5 — анод; 6 — уплотнение; 7 — трубка, соединяющая анод с центральной частью электронографа; 8 — блок диафрагм; 9, 13 — токоподводы; 10, 11, 12 — механизм перемещения объектодержателя; 14 — термopapa; 15 — нагрев. элемент; 16 — фотокамера.

разца, позволяющие производить съемку «на просвет», «на отражение», производить нагрев образца до 2000° С и выше и охлаждение до темп-ры жидкого гелия. Иногда в дифракционной камере размещаются различные приспособления для обработки образца (напр., установка для *ионного травления*, напылительное устройство, термозонд и т. д.). При исследовании строения свободных молекул в парах или газах в камере размещается устройство для создания струй пара исследуемого вещества. Т. о., производилось исследование строения молекул веществ с температурой испарения вплоть до 2500° С.

К дифракционной камере примыкает регистрирующий блок, в к-ром разме-

Рис. 3. Общий вид электронографа ЭГ-100А: 1 осветительная система; 2, 6, 7 — дифракционные камеры; 3, 5 — панели управления; 4 — панель управления вакуумной системой; 8 — фотозатвор и фотомагazin; 9 — стeнд; 10 — высоковольтные блоки; 11 — высоковольтный кабель.



щаются флуоресцирующий экран и приспособление для регистрации дифракционной картины. При исследовании строения молекул в регистрирующий блок вводят секторное устройство. В конструкцию приборов вводятся различные приспособления, позволяющие производить съемку ряда дифракционных картин на одну фотопластинку (неподвижную или движущуюся), заменять снятую фотопластинку новой без нарушения вакуума и т. д.

Наряду с фотографич. методом регистрации применяются и электрический, позволяющий зафиксировать дифракционную картину, обладающую аксиаль-

ной симметрией, в виде кривой зависимости интенсивности от угла рассеяния. Электрический метод регистрации широко применяется при исследовании рассеяния медленных электронов, т. е. электронов с энергией от неск. десятков до неск. сотен эв (см. *Дифракция электронов*).

Питающее устройство Э. вырабатывает эл. напряжение для питания осветительной системы и конструктивно не отличается от применяемых в электронной микроскопии. Диапазон ускоряющих напряжений — от 10—15 до 100 кв. Отдельными исследователями изготовлены лабораторные образцы приборов до 400 кв.

Для осуществления дифракции медленных электронов требуется вакуум $\sim 10^{-7}$ мм рт. ст. и выше, для дифракции быстрых электронов — $\sim 10^{-4}$ — 10^{-5} мм рт. ст. Э. для медленных электронов — приборы сравнительно небольших размеров, размещаемые внутри вакуумной камеры, Э. для быстрых электронов часто достигают весьма значительных размеров и веса. Так, Э. ЭГ-100А имеет размеры $980 \times 1500 \times 3000$ мм³ и вес около 1,2 т (рис. 3). Вакуум создается внутри т. н. колонны Э., к-рая состоит из осветительной системы, дифракционной камеры и блока регистрации (рис. 3 и 4). Промышленность

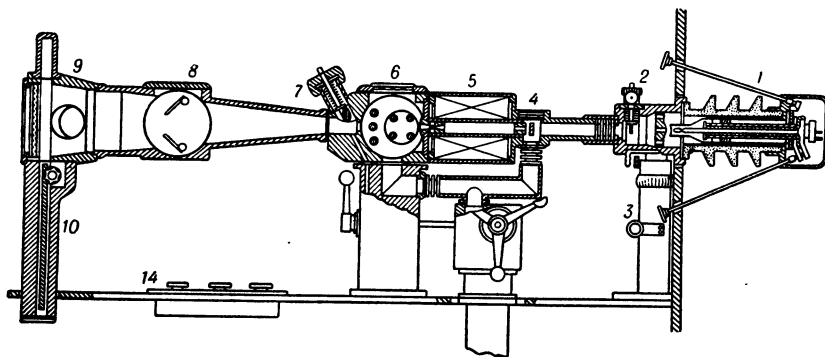


Рис. 4. Схематический чертеж электронографа ЭГ: 1 — пушка; 2 — анодный блок; 3 — механизм перемещения пушки; 4 — промежуточный экран; 5 — электромагнитная линза; 6, 8 — дифракционные камеры; 7 — вакуумный клапан; 9 — фотокамера; 10 — фотокассета; 14 — панель управления электронографом.

СССР и ряда зарубежных стран выпускает серийные образцы Э. (В СССР ЭМ-4, ЭГ, ЭГ-100А и ЭВР-1).

Лит.: 1) Пинскер З. Г., «ПТЭ», 1959, № 1, с. 3; 2) Пинес Б. Я., Лекции по структурному анализу, 2 изд., Харьков, 1957; 3) Попов Н. М., Звягин Б. Б., «Кристаллография», 1958, т. 3, № 6; 4) Вабад-Захряпин А. А. [и др.], «УФН», 1962, т. 76, с. 727.

Н. В. Алексеев.

ЭЛЕКТРОНОГРАФИЯ — метод исследования строения вещества, основанный на дифракции электронов. Особенности этого метода по сравнению с рентгенографией и нейтронографией: 1) значительно более сильное (на неск. порядков величины) взаимодействие электронов с веществом, в силу чего «на просвет» можно исследовать препараты толщиной 10^{-5} — 10^{-7} см. При съемках на отражение глубина проникновения электронов в вещество 30—50 Å. При исследовании строения молекул объектом является струя пара при низком давлении (неск. десятков мм рт. ст.). 2) Возможность определять (значительно проще, чем в нейтронографии) положение легких атомов в присутствии более тяжелых (Н в присутствии В, С, N и т. д.; N в присутствии Fe, С, W). 3) Возможность исследовать весьма мелкодисперсные объекты, обусловленная малостью длины волны электронного излучения. 4) Большая (на неск. порядков величины) светосила, обусловленная возможностью применения электронооптич. методов для

формирования острого первичного пучка высокой интенсивности.

Электронографич. исследования развиваются в следующих направлениях: 1) Э. молекул — исследование строения молекул в парах или газах (газовая Э.); 2) структурная Э. — полное определение атомного строения кристаллов с неизвестными ранее структурами или восполнение данных по исследованным структурам; 3) Э. поверхностных слоев; 4) субмикроскопич. кристаллография — изучение характера взаимной ориентации при соприкосновении различных фаз, возникновения переходных структур, формы микрокристаллов и т. д.

Газовая электронография. Интенсивность рассеяния электронов молекулами пара или газа описывается ф-лой:

$$I = (kNI_0/R^2s^4) \left\{ \sum_i [(Z_i - f_i)^2 + S_i] + \sum_i \sum_j (Z_i - f_i)(Z_j - f_j) \int_0^\infty P_{ij}(r) \frac{\sin(sr)}{sr} dr \right\} = I_{\text{атомн}} + I_{\text{мол}} \quad (1)$$

(здесь f_{ij} — фактор атомного когерентного рассеяния, S_i — фактор атомного некогерентного рассеяния, $Z_{i,j}$ — атомный номер, I_0 — интенсивность падающего пучка, N — число молекул на ед. облучаемой площади, R — расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения, $s = 4\pi \sin\phi/\lambda$ (ϕ — угол рассеяния, λ — длина волны). Ф-ция $P_{ij}(r)$ выражает вероятность того, что данное межъядерное расстояние лежит в пределах от r до $r + dr$. Введение этой ф-ции вызвано необходимостью учета тепловых колебаний атомов молекулы.

Как видно из (1), со структурной молекулы связано только второе слагаемое суммарной интенсивности рассеяния. Поэтому для структурного исследования представляет интерес прежде всего

выделение суммарного рассеяния молекулярной составляющей. С этой целью обычно рассматривают ф-цию:

$$M(s) = \frac{I_{\text{мол}}}{I_{\text{атомн}}} = \sum_{i=1}^N \frac{f_i(s) f_j(s)}{f_i^2(s) + s_i} \int_0^\infty P_{ij} \frac{\sin(sr)}{sr} dr. \quad (2)$$

Уже для сравнительно небольших углов рассеяния

$$\frac{f_i(s) f_j(s)}{\sum_{i=1}^N f_i^2(s) + s_i} \approx \frac{Z_i Z_j}{\sum_{i=1}^N Z_i^2 + Z_i} \quad (3)$$

и, т. о., выражение для $M(s)$ существенно упрощается. Электронограммы от паров и газов можно рассматривать как совокупность фона, возникающего за счет рассеяния на атомах, и дифракционных максимумов и минимумов, соответствующих молекулярной составляющей интенсивности рассеяния: $I_{\text{общ}} = I_{\text{ат. фон}} + I_{\text{мол. фон}}$. Тогда $M(s)_{\text{всп}} = I_{\text{общ}}/I_{\text{ат. фон}} - 1$.

При расшифровке структур по электронограммам паров и газов применяют метод построения кривой радиального распределения в сочетании с методом последовательных приближений. Фурье-преобразо-

вание Φ -ции $s M(s)$ дает:

$$P(r)/r = \sum_i \sum_j c_{ij} P_{ij}(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} s M(s) \sin(rs) ds.$$

Φ -ция $P(r)$ — совокупность пиков, каждый из к-рых соответствует вероятности того, что данное межъядерное расстояние в молекуле лежит в пределах от r до $r + dr$. При этом интенсивность того или иного пика пропорциональна коэфф. c_{ij} , а его полуширина пропорциональна амплитуде, с к-рой колеблется данная пара атомов. Из кривой радиального распределения получается набор межъядерных расстояний r_{ij} и величин l_{ij} — проекций среднеквадратичных амплитуд колебаний на направление $i - j$. Предварительная модель молекулы, полученная из кривой радиального распределения, уточняется путем сопоставления экспериментальных и теоретич. кривых $M(s)$.

Газовая Э. — один из самых результативных методов исследования строения молекул. Развитие экспериментальной техники позволило производить исследование строения молекул веществ с темп-рами испарения до 1500—2000° С. Точность определений межъядерных расстояний и среднеквадратичных амплитуд колебаний 0,01—0,001 Å.

К газовой Э. весьма близка Э. аморфных твердых тел и жидкостей, где задача заключается в выделении из суммарной интенсивности рассеяния структурной части, соответствующей набору межъядерных расстояний, имеющих в веществе. Кривая радиального распределения дает сведения о межъядерных расстояниях, характере атомного окружения и степени упорядоченности исследуемого объекта.

Структурная электронография, подобно рентгенографии и нейтронографии, включает методику определения параметров элементарной ячейки пространственной решетки (периодов идентичности и углов) из геометрии электронограммы и определение атомной структуры кристаллов из распределения интенсивности рассеянного излучения в обратном пространстве. Различие методов не отражается на основных чертах математич. аппарата теории дифракции, конкретизация же расчетных формул достигается специфичным для каждого из излучений ходом кривых атомного рассеяния. Характер хода f -кривых и их зависимость от Z отражают распределение рассеивающей материи в атомах и различную обнаруживаемость их при проведении структурного исследования тем или иным методом. В связи с этим особенности электронографии. метода определения структур кристаллов заключаются в следующем.

1) Рассеяние электронов определяется электростатич. потенциалом объекта. Потенциал кристалла всюду положителен и является непрерывной периодич. Φ -цией, максимумы к-рой соответствуют положениям ядер. Эту Φ -цию можно получить из опытных данных суммированием рядов Фурье:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{1}{\Omega} \sum_{h,k,l} \Phi_{hkl} \exp[-2\pi i(rH)].$$

Здесь $\Phi_{h, k, l}$ — структурная амплитуда. 2) Особенности распределения потенциала в атомах определяют величину и характер распределения интенсивности по углам рассеяния. Интенсивности рефлексов электронограмм быстрее (и при меньших s) достигают нек-рой минимальной величины, к-рую еще можно оценить или измерить, в связи с чем количество экспериментальных Φ_{hkl} в Э. всегда меньше. Ограниченность экспериментального набора Φ_{hkl} в структурной Э. затрудняет исследование строения сложных структур. В этом отношении рентгеноструктурный анализ имеет несомненное преимущество перед Э. Однако при построении рядов Фурье быстрый спад величин

Φ_{hkl} с увеличением угла рассеяния имеет то преимущество, что обеспечивает F -ряду более быструю сходимость по сравнению с соответствующими рядами в рентгенографии. 3) Потенциал атома по-другому зависит от Z , чем электронная плотность. Высоты пиков пропорциональны $Z^{2/3}$, тогда как в рентгенографии эта величина пропорциональна Z^{α} ($\alpha > 1$). 4) Распределение потенциала в решетке обуславливается разностью потенциалов, создаваемых ядром и оболочкой. Поэтому Φ -ряд чувствителен к характеру распределения отрицательного заряда. Эта чувствительность потенциала, а следовательно, и интенсивности рассеяния электронов к ионизации, к изменению симметричности распределения электронного облака атома и т. д. может быть использована при экспериментальных исследованиях.

Ход электронографич. структурного определения можно разбить на ряд этапов. Первый этап — приготовление образца. Наиболее удобны препараты исследуемого вещества с размерами кристалликов 10^{-5} — 10^{-6} см. Превышение этих размеров (до 10^{-4} см) вызывает ряд трудностей в оценке интенсивностей. Очень важно получить препарат с определенной вторичной структурой. Для полного структурного определения удобны препараты, дающие точечные электронограммы или электронограммы типа косых текстур. Иногда применяются поликристаллич. пленки.

Следующий этап — определение симметрии и элементарной ячейки кристалла. Это определение сходно в общих чертах с соответствующим процессом в рентгеноструктурном анализе и основано на представлении об электронограмме, как об изображении участка обратной решетки исследуемого кристалла.

С помощью точечных электронограмм можно определить периоды решетки и углы между осями лишь в определенной плоскости. Для полного отображения обратной решетки нужен набор точечных электронограмм, соответствующий набору плоскостей $\{hkl\}$, имеющих в данном кристалле. Наличие закономерных погасаний и лишних максимумов на снимках может привести к ошибкам.

На электронограммах от косых текстур отображается почти вся обратная решетка и по одному снимку часто можно определить все периоды решетки и углы между осями. Уточнение параметров решетки производится по электронограммам от поликристаллич. препарата исследуемого вещества.

Важный этап исследования — переход от экспериментально определяемых интенсивностей дифракционных максимумов к структурным амплитудам Φ (см. Дифракция электронов). В структурных электронографиях определениях пользуются гл. обр. формулами кинематич. приближения. Разработаны методы введения поправок на динамическое рассеяние для случая препаратов с достаточно большими монокристалльными блоками. Знание интенсивностей позволяет находить координаты атомов в элементарной ячейке общими методами структурного анализа. Важнейший из них — метод рядов Фурье, позволяющий получить трехмерную картину потенциала решетки. Максимумы потенциала соответствуют ядрам атомов исследуемого вещества.

Завершающий этап — сопоставление вычисленных и измеренных Φ_{hkl} , оценка достоверности структуры и точности полученных параметров.

Методом структурной Э. исследован широкий круг соединений. В целом ряде случаев удалось уверенно локализовать в неизвестной структуре атомы Н. Точность лучших электронографич. определений не уступает точности рентгеноструктурного анализа.

Э. поверхностных слоев. При съемках «на отражение» глубина проникновения электронов в вещество

не превышает 30—50 Å. Поэтому электронографич. метод широко применяется для исследования поверхностных слоев материалов, образующихся в процессах технологич. обработки, окисления, коррозии и т. д. Цель такого рода исследований — определение образовавшихся на поверхности тех или иных кристаллич. структур, для чего полученные результаты сопоставляются с данными электронографич. и рентгенографич. структурных исследований. Но иногда электронографич. исследования строения поверхностных слоев приобретают важное самостоятельное значение, ввиду того что на поверхности вещества (особенно металлов) реализуются фазы, не встречающиеся в объеме. Исследования строения поверхностных слоев играют важную роль в производстве полупроводниковых материалов, где часто требуется создание на поверхности монокристалла закономерно ориентированных слоев, окисных пленок и т. д.

Важная область исследования — изучение напряжений в объектах, вызываемых упругой или пластической деформацией, и происходящие при этом изменения структуры. Так изучалось влияние давления,ковки, шлифовки и т. д. на поверхностные слои металла.

Субмикроскопическая кристаллография. Известен ряд веществ, к-рые встречаются в природе или могут быть синтезированы лишь в высокодисперсном состоянии, напр. разного рода минералы (особенно глинистые), сажи, различного рода абразивы и т. д. Все эти объекты недоступны рентгенографич. изучению, но являются естественным объектом для Э. При линейных размерах кристаллов ~ 10 Å угловая ширина рентгеновской линии (при $\lambda = 1,54$ Å и $\cos \theta \sim 0,7$) будет 12° , т. е. линия совершенно размыта. На электронограмме при напряжении ~ 40 кэ и тех же размерах кристаллов угловая ширина линии не превысит $0,38^\circ$ (т. е. линия видна вполне отчетливо). Еще лучше проявляется этот эффект при повышении ускоряющего напряжения.

Интересные сведения получают при сочетании электронографич. исследований методом микродифракции с электронномикроскопическими. Т. о., можно получить сведения как о внешней форме микрокристаллов, так и об их внутреннем строении.

Лит.: 1) Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М. — Л., 1949; 2) Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; 3) Броквей Л. О., в сб.: Физические методы органической химии, под ред. А. Вайсбергера, пер. с англ., т. 5, М., 1957; 4) Рамбиди Н. Г. [и др.], «Ж. структурн. химии», 1963, т. 3, № 3; 5) Спиридонов В. П. [и др.], там же, 1963, т. 4, № 5, с. 779; 6) Пинес Б. Я., Лекции по структурному анализу, 2 изд., Харьков, 1957; 7) Шшаков Н. А., Основные понятия структурного анализа, М., 1961. *Н. В. Алексеев.*

ЭЛЕКТРООПТИКА — раздел физики, в к-ром изучается влияние электрич. поля на оптич. свойства вещества. К Э. обычно относят следующие явления: 1) *Штарка явление* — расщепление спектральных линий, испускаемых веществом, находящимся в сильном электрич. поле; 2) *Керра явление* — возникновение двойного лучепреломления света в веществе, помещенном в электрич. поле, перпендикулярное направлению луча света; 3) электрооптич. явления в коллоидах — появление различного рода оптич. анизотропии у коллоидных растворов, помещенных в электрич. поле. Оптич. анизотропия вызывается ориентацией в электрич. поле коллоидных частиц; причиной этой ориентации может быть несферичность частиц, помещенных в среду с диэлектрич. проницаемостью, отличной от диэлектрич. проницаемости самих частиц; анизотропия электрич. поляризуемости частиц; наличие у частиц жесткого дипольного момента; анизотропия электрич. поляризуемости двойного электрич. слоя, окружающего поверхность частицы; электрофоретич. или электроосмотич. дви-

жение частиц (см. *Электрокинетические явления*). Характер самой оптич. анизотропии коллоидного раствора может определяться: а) двойным лучепреломлением, б) *дихроизмом*, в) анизотропным рассеянием света. Наиболее сильно выраженным явлением анизотропии, по крайней мере в случае коллоидных частиц, превышающих $0,1$ м, оказывается последнее.

Лит.: 1) Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М. — Л., 1951, гл. 7; 2) Толстой Н. А., Феофилов П. П., «ДАН СССР. Новая серия», 1949, т. 66, № 4; 3) Толстой Н. А., там же, 1955, т. 100, № 5.

Н. А. Толстой.

ЭЛЕКТРООСМОС (электрoзндoсмoс) — направленное движение раствора относительно поверхности твердых тел, возникающее при наложении электрич. поля. См. *Электрокинетические явления*.

ЭЛЕКТРОТРИЦАТЕЛЬНОСТЬ — способность атома в молекуле притягивать к себе электроны. В принципе знание Э. атомов элементов позволяет предсказывать распределение электронной плотности в молекулах.

В общем случае связь между двумя одновалентными атомами A и B может быть представлена как наложение трех «предельных структур»: ионных структур A^+B^- и A^-B^+ и ковалентной $A-B$. Если относит. вклад обеих ионных структур одинаков, то связь $A-B$ чисто ковалентная, что соответствует одинаковой Э. атомов A и B . Если же преобладает одна из ионных структур (напр., A^+B^-), то один из атомов (напр., B) более Э. Прямые экспериментальные определения относит. вкладов ионных структур невозможны; имеется лишь нек-рая корреляция между этими вкладами и наблюдаемыми физич. свойствами молекул.

Согласно Л. Полингу (1932 г.), разность $(x_A - x_B)$ Э. элементов A и B определяется из величин энергий диссоциации D ординарных связей $A-B$, $A-A$ и $B-B$; именно $(x_A - x_B)^2 = D_{AB} - \frac{1}{2}(D_{AA} + D_{BB})$. По Р. Малликену (1934 г.), Э. элемента A $x_A = \frac{1}{2}(I_A + E_A)$, где I_A и E_A — потенциал ионизации и сродство к электрону атома A в соответствующем валентном состоянии; однако эти величины не могут быть непосредственно измерены. По К. Иоргенсену (1964 г.), относит. Э. центрального атома и атомов лигандов в комплексных соединениях определяется по величине энергии соответствующих оптич. переходов (т. н. оптич. Э.). [2]. Предложены также шкалы, в основу к-рых положены межатомные расстояния, электрич. дипольные моменты, молекулярные рефракции, константы квадрупольного взаимодействия и мн. др. [1].

В каждой шкале Э. против символа химич. элемента стоит нек-рое число, количественно характеризующее его Э. Однако в разных шкалах взаимное расположение элементов часто бывает различным, т. е. элемент A , к-рый в одной шкале более Э., чем элемент B , в другой шкале менее Э., чем элемент B . Такие несоответствия, препятствующие в ряде случаев пользованию концепцией Э. даже чисто качественно, являются, по-видимому, неизбежными [3—5].

Лит.: 1) Бацанов С. С., Электроотрицательность элементов и химическая связь, Новосибирск, 1962 (применение концепции Э. к различным проблемам химич. строения); 2) Jørgensen C. K., «Experientia», 1964, v. 20, Suppl. № 9, p. 98 (Обзор новейшей лит-ры); 3) Хьюккель В., Химическая связь, пер. с нем., М., 1960; 4) Сыркин Я. К., «Успехи химии», 1962, т. 31, вып. 4, с. 397; 5) Спиридонов В. П., Татевский В. М., «ЖФХ», 1963, т. 37, вып. 5, с. 994; вып. 6, с. 1236; вып. 7, с. 1583; вып. 9, с. 1973; вып. 10, с. 2174. *Е. М. Шустрович.*

ЭЛЕКТРОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ГАЗЫ — газы, атомы к-рых легко присоединяют к себе электроны. Наиболее электроотрицательны F, O, Cl. См. *Электроотрицательность*.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ — характеризует перенос электрич. зарядов в веществе под действием внешнего электрич. поля.

В изотропном теле (твердом, жидком или газообразном), когда приложенная к нему разность потенциалов U создает однородное электрич. поле $E = U/d$ (d — расстояние между точками приложения U) и электрич. ток, плотность тока j и поле E совпадают по направлению. Зависимость $j = f(E)$, различная для разных веществ и характерная для каждого данного вещества, наз. вольтамперной характеристикой этого вещества. Величина $\sigma = \operatorname{tg} \alpha = dj/dE$ (рис. 1) наз. уд. дифференциальной Δ . (или просто Δ .) вещества. Обратная ей физ. величина $1/\sigma = \rho$ наз. уд. дифференц. электрическим сопротивлением. Вообще говоря, σ зависит от E и в большинстве случаев $dj/dE > 0$. Однако есть случаи, когда $dj/dE < 0$ (см., напр., *Туннельный диод*). Параметры изображенной на рис. 1 кривой могут существенно зависеть от условий эксперимента (напр., от темп-ры T). В частном случае, когда вольтамперная характеристика представляет собой прямую линию, σ не зависит от E . Тела, обладающие такой вольтамперной характеристикой, подчиняются закону Ома: $j = \sigma E$, где $\sigma = \operatorname{const}$ (не зависит от E). Наряду со строгим определением Δ как производной dj/dE ее часто определяют как отношение плотности тока к напряженности поля (см. рис. 1): $\sigma = \operatorname{tg} \beta = j/E$. Эти два определения σ совпадают в случае, когда выполняется закон Ома.

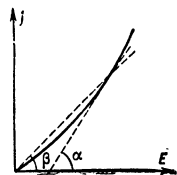


Рис. 1. Вольтамперная характеристика вещества. Уд. дифференц. электропроводность $\sigma = \operatorname{tg} \alpha = dj/dE$.

Плотность тока j связана с зарядом e носителей тока и полем E соотношением $j = e n \mu E$, где μ — подвижность, численно равная средней скорости дрейфа заряженных частиц в направлении электрич. поля при $E = 1$ в/см, n — концентрация носителей тока. Отсюда следует, что $\sigma = e n \mu$. В случае нескольких типов носителей тока $\sigma = \sum_i e_i \mu_i n_i$, где суммирование проводится по всем типам носителей тока. Для анизотропного тела закон Ома записывается в форме тензорного равенства: $j_r = \sum_s \sigma_{rs} E_s$ ($r, s = x, y, z$), где соответственно $j_x, j_y, j_z, E_x, E_y, E_z$ — компоненты плотности тока и напряженности электрич. поля по соответствующим осям координат. Т. о., в общем случае Δ определяется девятью величинами σ_{rs} , образующими тензор второго ранга.

В Международной системе единиц единицей измерения уд. Δ служит $\text{ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, но в практич. электротехнике чаще применяют единицы: $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $\text{м} \cdot \text{ом}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2}$. По величине Δ все тела делят на три группы:

1) проводники (металлы) с $\sigma > 10^4 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; 2) диэлектрики с $\sigma < 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; 3) полупроводники с $10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} < \sigma < 10^4 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Такое деление в значительной степени условно, т. к. в зависимости от воздействия внешних факторов многие тела могут существенно менять свою Δ . Напр., Δ полупроводников весьма чувствительна к действию света (см. *Фотопроводимость, Полупроводники*), однако на Δ металлов этот фактор практически не влияет.

Наиболее универсальным фактором, влияющим на Δ всех тел, является темп-ра. Для полупроводников и диэлектриков это объясняется изменением с T концентрации n и подвижности μ носителей электрич. зарядов. В чистых полупроводниках при тепловом или световом возбуждении электроны могут пере-

ходить из валентной зоны в зону проводимости (см. *Зонная теория*), увеличивая тем самым число электронов, участвующих в Δ . Для такого перехода необходима энергия не меньше ширины запрещенной зоны $\Delta \epsilon$. Это т. н. с о б с т в е н н а я проводимость.

В реальных кристаллах всегда существует определенное количество атомов примесей, валентные электроны к-рых располагаются на отдельных уровнях в запрещенной зоне. Эти электроны могут быть переведены в зону проводимости, причем необходимая для этого энергия $\Delta \epsilon_T$ может быть намного меньше $\Delta \epsilon$. Если $\Delta \epsilon$ велика, так что собственной проводимостью в рассматриваемой области темп-р можно пренебречь, а концентрация примесей N_T не очень мала, то Δ обусловлена в основном «примесными» электронами. Подвижность μ значительно слабее зависит от T , чем n . При рассеянии носителей электрич. заряда на акустич. (тепловых) колебаниях решетки $\mu \sim T^{-3/2}$, на заряженной примеси $\mu \sim T^{3/2}$, а при рассеянии на нейтральной примеси μ не зависит от T . Поэтому темп-рая зависимость Δ диэлектриков и полупроводников определяется в основном темп-рной зависимостью концентрации носителей заряда (рис. 2).

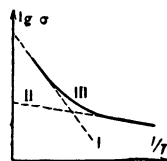


Рис. 2. Зависимость электропроводности примесного полупроводника от темп-ры. Прямая I — собственная проводимость, прямая II — примесная проводимость, кривая III — суммарная проводимость.

У металлов, для к-рых проводящее состояние является основным (а не возбужденным, как у диэлектриков и полупроводников), зависимость $\sigma(T)$ объясняется в основном рассеянием электронов на неоднородностях кристаллич. решетки, вызванных ее тепловыми колебаниями (см. *Сопротивление электрическое*). Почти для всех металлов при $T \gg \theta_D$, где θ_D — Дебаевская темп-ра, $\sigma \sim T^{-1}$, а при $T \ll \theta_D$ имеем $\sigma \sim T^{-5}$. При очень низких T (неск. °К) ряд металлов переходит в сверхпроводящее состояние, в к-ром $\sigma = \infty$ (подробнее см. *Сверхпроводимость*).

В соответствии с физ. природой зарядов, создающих электрич. ток, различают три вида Δ : 1) э л е к т р о н н у ю, 2) и о н н у ю, 3) с м е ш а н н у ю, когда в Δ принимают участие как электроны, так и ионы. Иногда выделяют еще м о л и о н н у ю Δ , наблюдаемую в коллоидах (см. ниже). Достаточным, но не необходимым критерием электронной Δ служит наличие *Холла эффекта*. Электронная Δ может быть: чисто электронной, чисто дырочной и смешанной, когда в Δ принимают участие как электроны, так и дырки (см. *Полупроводники*). В свою очередь ионная проводимость может быть: катионной, анионной и смешанной. Поскольку подвижность ионов очень мала по сравнению с подвижностью электронов, преобладание электронной составляющей Δ над ионной наступает даже тогда, когда число электронов, принимающих участие в Δ , еще очень мало по сравнению с числом ионов. Воздействуя на вещество термически, электрич. и магнитными полями, различными излучениями, можно увеличить или уменьшить ту или иную из составляющих Δ и исследовать преобладающую составляющую, пренебрегая другими.

Электронной Δ обладают: 1) м е т а л л ы; для них характерны: а) независимость σ от E (закон Ома); б) отрицательный темп-рный коэфф. Δ . $d\sigma/dT$; в) уменьшение Δ при введении примесей. 2) П о л у п р о в о д н и к и, у к-рых а) $d\sigma/dT > 0$ (для собственной Δ или в случае примесной Δ в той области темп-ратур, когда ионизована незначительная часть примесных центров; если же примесные центры полностью

ионизованы, то для примесной Э. возможно отрицат. значение $d\sigma/dT$; б) σ возрастает при введении примесей; в) закон Ома соблюдается в не слишком сильных электрич. полях; г) σ очень чувствительна к различному рода облучению. 3) Диэлектрики;

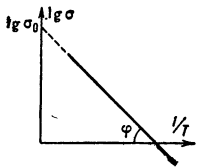


Рис. 3. Зависимость электропроводности чистого ионного кристалла от темп-ры: $\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta e/kT)$, $\text{tg } \phi = -0,43 \Delta e/k$, Δe — энергия активации, k — Больцмана постоянная.

твердые диэлектрики обладают электронной Э. лишь при весьма высоких напряжениях (вблизи пробоя, см. *Пробой диэлектриков*). Для них характерно очень быстрое возрастание σ при возрастании E , зависимость $\sigma(T)$ того же типа, как у полупроводников. При низких E заметная электронная Э. в диэлектриках может быть в нек-рых случаях создана под действием освещения (*фотопроводимость*). 4) Жидкости и газы, но лишь в очень сильных электрич. полях (см. *Электрические разряды в газах*); в области

слабых полей их электронная Э. может стать заметной лишь при очень высоких T или под действием различного рода облучения.

Ионной Э. (см. *Ионная проводимость*) обладают:

1) *Электролиты*; для них характерно: а) соблюдение закона Ома (при учете обратного электрич. поля, вызванного скоплением объемных зарядов у электродов), б) обычно положит. значение $d\sigma/dT$; 2) *Ионные кристаллы* (напр., щелочно-галогидные кристаллы, рис. 3); в отличие от жидких электролитов, их Э. может осуществляться ионами к.-н. одного знака; для ионных кристаллов характерно: а) соблюдение закона Ома (при учете обратного поля), отклонение от этого закона наблюдается лишь в очень сильных полях и, возможно, вызвано появлением электронной составляющей Э.; б) $d\sigma/dT > 0$; 3) При не слишком больших значениях E ионной Э. обладают газы, полярные жидкости, расплавы ряда солей, гидридов, и, вообще говоря, в различной степени все диэлектрики.

Жидкие диэлектрики, содержащие коллоидные частицы, обладают повышенной Э. за счет т. н. электрофоретич. тока. Коллоидные частицы несут заряд и в электрич. поле они ведут себя подобно свободным ионам (их наз. иногда молионами, отсюда молионная Э.).

Ионная Э., в отличие от электронной, сопровождается переносом вещества. Количественную сторону процесса переноса отражают *Фарадея законы*.

Своеобразная смешанной Э. (электронной и ионной) обладает *плазма*.

Все сказанное выше относится к Э. в постоянном электрич. поле.

В переменном электрич. поле Э. — комплексная величина (см. *Комплексная проводимость*) $Y = g - ib$, где $|Y| = \sqrt{g^2 + b^2}$ — кажущаяся, или полная Э., g — активная Э., b — реактивная Э.

В переменном электрич. поле $E = E_0 \exp(i\omega t)$ (ω — частота) активная Э. изотропного полупроводника равна

$$g = \frac{ne^2}{3kT} \left\langle \frac{\tau v^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\rangle,$$

где n — концентрация электронов (дырок), e — заряд электрона, k — *Больцмана постоянная*, T — абс. темп-ра, v — скорость электрона, τ — время свободного пробега электрона, имеющего скорость v , а скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по ф-ции распределения электронов. Если τ не зависит от v , то $g = g_0 / (1 + \omega^2 \tau^2)$, где g_0 — Э. в постоянном поле. Аналогичная зависимость $g(\omega)$ имеет место в диэлектриках и др. веществах, с электронно-дырочной Э.

С увеличением частоты колебаний электрич. поля Э. металлов уменьшается вследствие *скин-эффекта*. При частотах, когда скин-эффект не играет существенной роли, Э. имеет практически такую же величину, как и при постоянном напряжении. В этом случае потерю мощности на Джоулево тепло в проводнике под действием переменного напряжения (см. *Активная мощность*) можно рассчитывать как потерю мощности при постоянном напряжении, равном эффективному значению переменного напряжения.

В диэлектриках, у к-рых электронно-дырочная составляющая тока при относительно малых напряжениях пренебрежимо мала, потеря мощности при переменном напряжении даже сравнительно низкой частоты во много раз больше, чем потеря мощности при постоянном напряжении соответствующей величины (см. *Диэлектрические потери*).

Электропроводность нек-рых групп веществ.

Вещество	T, °K	$\sigma, \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	Вещество	T, °K	$\sigma, \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
Металлы			Собственные полупроводники		
Ag	300	$6,75 \cdot 10^5$	Ge	300	$2,13 \cdot 10^{-2}$
Cu	300	$6,41 \cdot 10^5$	Si	300	$4,35 \cdot 10^{-6}$
Al	300	$4,0 \cdot 10^5$	Tl	300	3,45
Li	300	$1,14 \cdot 10^5$	InSb	290	$1,74 \cdot 10^2$
Твердые диэлектрики			Твердые электролиты		
Слюда (мусковит)	400	$1,0 \cdot 10^{-13}$	AgBr	421	$8,0 \cdot 10^{-5}$
Кварц	500	$1,0 \cdot 10^{-11}$	Cu ₂ S	1391	76,22
Кальцит	278	$1,0 \cdot 10^{-15}$	AgCl	521	$3,0 \cdot 10^{-4}$
Жидкие диэлектрики (чистые)			Жидкие электролиты (растворитель — вода)		
H ₂ O	290	$4,0 \cdot 10^{-8}$	HCl (0,1 ммоль/л)	297	$4,25 \cdot 10^{-5}$
HCl	175	$1,0 \cdot 10^{-8}$	HNO ₃ (0,3 ммоль/л)	290	$1,12 \cdot 10^{-4}$
CCl ₄	290	$4,0 \cdot 10^{-18}$	Газы		
			Воздух	норм. условия	$\sim 0,8 \cdot 10^{-15}$

Это связано с наличием в диэлектриках т. н. абсорбционных токов, обусловленных процессом установления диэлектрич. поляризации и наличием в диэлектрике неоднородностей (роль неоднородности может играть, в частности, поверхность диэлектрика). Абсорбционный ток протекает до тех пор, пока не установится диэлектрич. поляризация и не прекратится накопление свободных зарядов на поверхностях неоднородностей. Если Э. σ_p , связанная с наличием абсорбционного тока, зависит от времени t по закону $\sigma_p = \sigma_{po} e^{-t/\theta}$, то при наложении переменного напряжения частоты ω активная и реактивная составляющие Э. равны соответственно:

$$g = \frac{\omega^2 \sigma_{po}}{1 + \omega^2 \theta^2}, \quad b = \frac{\omega \theta \sigma_{po}}{1 + \omega^2 \theta^2}.$$

Методы измерения уд. Э. и уд. электрич. сопротивления идентичны, они описаны в ст. *Электрическое сопротивление, Диэлектрические измерения, Мосты измерительные*.

Лит.: 1) Зейтц Ф., Современная теория твердого тела, пер. с англ., М. — Л., 1949; 2) Пайерлс Р., Квантовая

теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; 3) Ск а н а в и Г. И., Физика диэлектриков (Область слабых полей), М. — Л., 1949; 4) е г о ж е, Физика диэлектриков (Область сильных полей), М., 1958; 5) Б р а у н В., Диэлектрики, пер. с англ., М., 1961; 6) Л и д д я р д А., Ионная проводимость кристаллов, пер. с англ., М., 1962; 7) С м и т Р., Полупроводники, пер. с англ., М., 1962. В. А. Чучков.

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЙ МАНОМЕТР — вакуумметр, действие которого основано на зависимости от давления тока *текущего разряда*, возникающего в магн. поле при низких давлениях (см. *Магнитный электро-разрядный манометр*).

ЭЛЕКТРОРЕАКТИВНЫЕ ДВИГАТЕЛИ (двигатели) — класс реактивных двигателей, в к-рых рабочим телом служит ионизованный газ (плазма), ускоряемый преимущественно электромагнитными полями. Э. д. предназначены для использования на спутниках и межпланетных кораблях. Источниками энергии для Э. д. малой мощности (≤ 1 *квт*) могут служить *солнечные батареи*, а для Э. д. большой мощности — ядерные реакторы с преобразователями. Э. д. позволяют получать нужную тягу при значительно меньшем расходе массы рабочего вещества, чем это имеет место в обычных химич. (тепловых) *реактивных двигателях*. Действительно, тяга, развиваемая реактивным двигателем, равна $F = \dot{m}v$ (\dot{m} — секундный расход массы, v — скорость истечения вещества из двигателя). Если в химич. реактивных двигателях скорость истечения не превосходит неск. *км/сек*, то в Э. д. она может достигать 100 *км/сек* и более. Однако с возрастанием скорости истечения растет и мощность струи N/F , приходящаяся на ед. силы тяги, поскольку $N = Fv/2$, а с нею и вес энергосистемы. Оптимальная скорость истечения, при к-рой суммарный вес энергосистемы и рабочего вещества минимален. Оптимальные скорости возрастают при увеличении длительности полета и уменьшении уд. веса энергосистемы на ед. мощности. Эти скорости оцениваются в наст. время величинами 20—100 *км/сек*.

Трудности, стоящие на пути создания легких генераторов электрич. энергии, не позволяют надеяться на применение в скором времени Э. д. большой тяги, т. к. уже для получения тяги в 1 *кГ* при $v = 100$ *км/сек* требуется (при $\eta_{дв} = 50\%$) электрич. мощность 1000 *квт*. При этих параметрах двигатель будет выбрасывать в секунду 0,1 *г* рабочего вещества. Поэтому Э. д. ближайшего будущего — это двигатели малой тяги, к-рые могут эффективно работать только после вывода корабля на орбиту и время их непрерывной работы должно быть ~ 100 —1000 часов для того, чтобы существенно изменить скорость космич. объекта или непрерывно поддерживать ориентацию. Обеспечение высокого $\eta_{дв}$ и длительного срока службы — основные задачи, стоящие при создании Э. д.

К 1965 г. осуществлены лишь первые пробные выводы на орбиту кораблей с маломощными Э. д. с тягой 1—10 *г*. Разработка Э. д. находится пока в стадии поиска. Этим, в частности, объясняется большое разнообразие вариантов Э. д., тем более, что в качестве принципиальной основы Э. д. можно выбрать самые разнообразные механизмы ускорения из числа известных в газодинамике, плазменной физике или в технике ускорения заряженных частиц.

В данной статье будут рассмотрены принципы Э. д. и основанные на них нек-рые простейшие системы, к-рые можно объединить в 2 группы: 1) ионные Э. д. и 2) плазменные Э. д. В 1-й — ускорение вещества сопровождается разделением ионов и электронов. Поэтому тяга с ед. площади Э. д. ограничена объемным зарядом; во 2-й — такого разделения не происходит и ограничений на тягу с ед. площади нет.

Ионные Э. д. Принципиальную схему ионного Э. д. см. на рис. 1. За исключением спец. нейтрализатора,

компенсирующего объемный заряд ускоренного пучка, эта схема аналогична схеме *ионного источника*. Величина тока I ионов с массой M и зарядом e , вытягиваемого с эмиттирующей поверхности S , ограничена объемным зарядом и определяется законом Ленгмюра:

$$I = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{U^{3/2}}{d^2} \theta S \equiv eN. \quad (1)$$

Здесь U — ускоряющее напряжение, θ — безразмерный фактор, зависящий от геометрии ускоряющей системы, N — секундный поток ионов, d — длина ускоряющего промежутка.

Из (1) и выражения для скорости истечения ионов $v = \sqrt{2eU/M}$ получим тягу ионного Э. д.:

$$F = M\dot{N}v = \frac{2\theta}{9\pi} E_{ср}^2 S; \quad E_{ср} = U/d \quad (2)$$

($E_{ср}$ — средняя напряженность поля).

Отсюда видно, что для получения больших тяг с ед. площади необходимы большие напряжения, верхняя граница к-рых определяется пробойной прочностью системы (~ 100 *кв/см*) и оптимальной скоростью истечения ($\leq 10^7$ *см/сек*), диктуемой минимумом

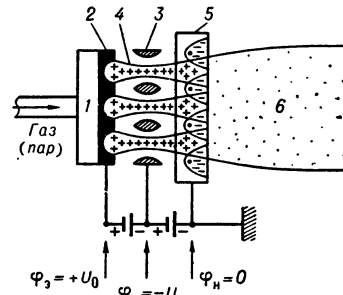


Рис. 1.

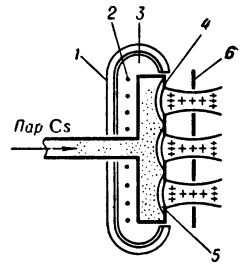


Рис. 2.

Рис. 1. Принципиальная схема ионного электрореактивного двигателя: 1 — ионизатор; 2 — эмиттирующая поверхность (плазма или пористый вольфрам); 3 — ускоряющий электрод; 4 — ионный пучок; 5 — нейтрализатор; 6 — компенсированный пучок. Для того чтобы электроны не попадали на узлы ионного двигателя, имеющий высокий положительный потенциал $\Phi_3 = +U_0$, нейтрализатор должен иметь более высокий потенциал $\Phi_5 = 0$, чем ускоряющие электроды $\Phi_4 = -U_1$.

Рис. 2. Принципиальная схема конструкции ионизатора с пористым вольфрамом: 1 — тепловые экраны; 2 — нагреватель; 3 — парораспределитель цезия; 4 — неэмиттирующая перегородка; 5 — эмиттирующий мениск пористого вольфрама; 6 — ускоряющий электрод.

веса двигательной установки. Поэтому реальная тяга с 1 *см²* эмиттирующей поверхности ионного Э. д. не превосходит 1—2 *г/см²*, а средняя тяга, с учетом наличия ускоряющих электродов, 1 *г/см²*.

Для получения малых скоростей истечения в качестве рабочего вещества следует применять элементы с большим атомным весом (Cs, Hg, Pb и т. д.).

В конструктивном отношении ионные Э. д. различаются прежде всего принципом устройства ионизатора. Конкурирующие методы: метод *поверхностной ионизации Cs* на накаленном пористом W (рис. 2) и методы объемной ионизации электронным ударом в разряде низкого давления (см. *Ионные источники*). Достоинство метода поверхностной ионизации — его сравнительная простота и надежность, а недостаток — малая величина плотности тока эмиссии ионов (≤ 10 *ма/см²*). Поэтому в таких Э. д. величина тяги с 1 *см²* ограничивается не объемным зарядом, а величиной тока эмиссии и не превосходит 0,1 *г/см²*. В системах с объемной ионизацией величина тяги больше и ограничена объемным зарядом. Поэтому для полу-

чения больших по абс. величинам тяг пригодны только эти системы, к-рые, однако, сложнее по конструкции.

Один из наиболее ответственных узлов, определяющих срок службы ионного Э. д., — ускоряющая система, к-рая должна быть устроена так, чтобы быстрые частицы не попадали на электроды.

При нормальной работе ионного Э. д. поток ускоренных ионов должен быть компенсирован равным потоком электронов. В противном случае космич. аппарат приобретает большой отрицательный заряд и дальнейшее истечение ионов прекращается. Для устранения этого служат спец. нейтрализаторы, с помощью к-рых в выходящий из Э. д. поток ионов инжектируются электроны (рис. 1).

Кпд ионных Э. д. зависит от потерь на ионизацию и потерь на вспомогательные процессы (нагрев катода или эмиттера, испарение рабочего вещества и т. п.). Суммарные потери, в пересчете на 1 ион, можно снизить до 500—1000 эв/ион. Поскольку в ионном Э. д. используются тяжелые ионы с энергией 5—10 кэ, кпд систем могут быть $\geq 70\%$.

Плазменные Э. д. Основа плазменного Э. д. — электрич. разряд (или последовательная совокупность разрядов), в результате к-рого образуется и затем разгоняется плазма. Ускорение плазмы с макроскопич. точки зрения обусловлено либо градиентом газодинамич. давления ∇p_k , где

$$p_k = nk(T_e + T_i) + n_n k T_n, \quad (3)$$

либо амперовой силой, плотность к-рой

$$f = \frac{1}{c} [j \cdot H] \quad (4)$$

[n , n_n — концентрация заряженных ($Z = 1$) и нейтральных частиц, T_e и T_i — электронная и ионная темп-ры, j — плотность тока, H — напряженность магн. поля].

В 1-м случае плазменный Э. д. наз. электротермическим, во 2-м — электромагнитным.

Микроскопич. механизмы ускорения в плазменных Э. д. могут быть весьма различны, хотя в итоге они всегда описываются ф-лами (3) и (4). С микроскопич. точки зрения разгон плазмы является ускорением ионов при сохранении квазинейтральности, к-рое может осуществляться как за счет столкновений частиц друг с другом (ср. с ускорением в газодинамич. сопле), так и под действием электрич. поля, созданного внутри плазмы. Столкновительные механизмы существенны в плазме большой плотности ($\geq 10^{16}$ /см³). Электрич. механизм, сохраняя свою роль в ряде случаев и в плотной плазме, становится определяющим в плазме низкого давления. Для поддержания электрич. поля в хорошо проводящей плазме ($\sigma \rightarrow \infty$), как следует из обобщенного закона Ома, при пренебрежении членом j/σ ,

$$0 = -\frac{\nabla p_e}{en} - \left(E + \frac{1}{c} [v_e, H] \right); p_e = nkT_e, \quad (5)$$

необходимо наличие либо большого градиента электронного давления, либо лоренцевой силы, действующей на электроны, т. е. наличия магн. поля ($\perp E$) и электронного дрейфа v_e (рис. 3). В 1-м случае система — электротермическая, во 2-м — электромагнитная.

Т. о., с микроскопич. точки зрения магн. поле, к-рое само не ускоряет плазму, необходимо для того, чтобы затормозить движение электронов вдоль на-

правления E и обеспечить существование электрич. поля в плазме, а тем самым ускорение ионов. Если плазма сравнительно плотная и неполностью ионизована, то благодаря перезарядке начнется также ускорение нейтральной компоненты.

Из сказанного видно, что анализ работы плазменного Э. д. требует рассмотрения динамики каждой из компонент плазмы, т. е. в общем случае трехжидкостной модели. Обычная магнитная гидродинамика, в к-рой различие в скорости компонент предполагается бесконечно малым, оказывается недостаточной, особенно при рассмотрении систем низкой плотности.

При анализе работы плазменного Э. д. особое внимание следует обратить на пристеночные и электродные процессы, что диктуется не только проблемами тепловых нагрузок и вязкостного торможения, но влиянием граничных условий на электрич. поле в плазме и протекание тока в системе. В частности, если в системе создается продольное электрич. поле, то стенки ускорительно-

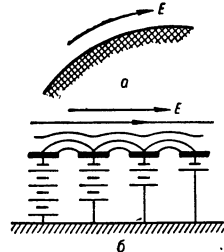


Рис. 4.

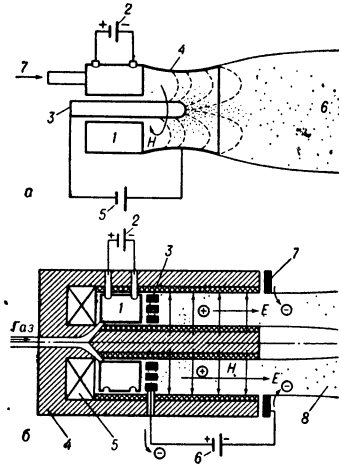


Рис. 5.

Рис. 4. Методы реализации граничных условий, необходимых в системах с продольным электрическим полем: а — стенка из изолятора; б — стенка из рассеянных элементов, соединенных с индивидуальными источниками тока.

Рис. 5. Основные принципиальные схемы коаксиальных электродных плазменных электроактивных двигателей, а — система с собственным магнитным полем: 1 — испаритель-ионизатор; 2 — источник питания испарителя-ионизатора; 3 — катод ускоряющей системы; 4 — анод ускоряющей системы; 5 — источник питания ускоряющего разряда; 6 — поток ускоренной плазмы; 7 — подача рабочего вещества; 8 — система с внешним магнитным полем. 1 — испаритель-ионизатор; 2 — источник питания испарителя-ионизатора; 3 — анод ускоряющей системы; 4 — магнитопровод; 5 — намагничивающая катушка; 6 — источник питания ускоряющего разряда; 7 — катод-компенсатор; 8 — поток ускоренной плазмы.

го канала должны быть либо изоляторами (рис. 4, а), либо секционированными электродами, каждый со своим потенциалом (рис. 4, б). Особо важно создание катода, к-рый смог бы обеспечить нужную эмиссию тока.

Экспериментально наиболее подробно изучается разряд в коаксиальных системах: два крайних типа систем этого рода см. на рис. 5, а, б.

В системе а плотность тока лежит в плоскости r, z , магн. поле создается только разрядным током и имеет одну азимутальную компоненту H_ϕ . Дрейф электронов не замкнут. В системе б плотность тока имеет все 3 компоненты с существенным преобладанием азимутальной компоненты; собственным магн. полем тока можно пренебречь и считать, что силовые линии лежат в плоскостях r, z . Здесь магн. поле создается внешними катушками и при отсутствии столкновений дрейф электронов замкнут.

Коаксиальные системы без внешнего магнитного поля. Ускорение плазмы в системе а при относит.

малых разрядных токах и больших подачах вещества (напр., $I \leq 1 \text{ ка}$, $\dot{m} \geq 0,1 \text{ г/сек}$) происходит за счет теплового давления и такие электротермич. Э. д. аналогичны плазмотронам, т. е. дуговым разрядным устройствам с большой плотностью тока и организованным процессом ускорения плазмы. При относит. больших токах и небольших подачах (напр., $I \geq 10 \text{ ка}$, $\dot{m} \sim 0,1 \text{ г/сек}$) начинает играть роль амперова сила (магн. давление). Тяга, развиваемая подобными системами, равна

$$F = S^* (p_k^* + p_m^*) \quad (6a)$$

$$p_m = H^2/8\pi \quad (6b)$$

(p_m — магн. давление, индексом * отмечены характерные значения величин),

$$F_m \equiv p_m^* S^* = I^2 \kappa / c^2 \quad (7)$$

I — разрядный ток, κ — геометрич. фактор ~ 1 . Из (7) следует, что при $I = 10 \text{ ка}$ тяга $\sim 1 \text{ кг}$. Используя магн. давление, можно в принципе работать на низкотемпературной плазме и поэтому электромагн. ускорение плазмы для получения высоких скоростей явно предпочтительнее теплового. Скорость v истечения из системы a равна $v \sim \sqrt{[(p_k + p_m)/\rho]^*}$ (ρ — плотность плазмы). При малых магн. давлениях скорость истечения сравнима со скоростью звука, а при больших — с альфвеновской скоростью. Напряжение, прикладываемое к системе a , определяется приэлектродными падениями, противоэдс и омич. сопротивлением. В стационарных условиях при $I < 10 \text{ ка}$ напряжение 50—100 в.

К системам рассматриваемого типа примыкают импульсно-плазменные Э. д. коаксиального типа, к-рые с точностью до выбора рабочего вещества и системы подачи аналогичны плазменным инжекторам, применяемым для заполнения магн. ловушек. Питание импульсно-плазменных Э. д. осуществляется от источника высокого напряжения через конденсаторную батарею. Для получения непрерывной тяги двигатель должен работать в «пулеметном» режиме. Характерные параметры одиночного разряда: ток ~ 100 —200 ка, напряжение 1—5 кв, длительность разряда 1—3 мксек.

Достоинство импульсных плазменных систем — возможность управления в широких пределах тягой за счет изменения числа разрядов в сек; недостаток — трудность такой организации процесса, при к-рой все части выбрасываемого сгустка имеют одинаковую скорость. Наличие существенного разброса скоростей в сгустке не позволяет получить высоких кпд.

Поэтому мало вероятно создание импульсных плазменных двигателей на большие тяги ($\sim 1 \text{ кг}$ и более). Стационарные системы типа a с большим магн. давлением, наоборот, представляются перспективными для разработки систем на большие тяги. Однако в этом случае очень сложны вопросы стойкости системы при длительной работе.

Коаксиальные Э. д. с внешним магнитным полем (Холловские двигатели). В таких системах имеется продольное электрич. поле и радиальное магн. поле (рис. 5, б). Если плазма достаточно редкая и столкновения в первом приближении не играют определяющей роли, то движение электронов будет представлять собой электрич. дрейф в азимутальном направлении со скоростью $v_e = c[E \cdot H]/H^2$.

Ионы, ускоряясь в продольном электрич. поле, в то же время испытывают действие лоренцевой силы. Поэтому, если длина ускорительного канала больше ионного ларморовского радиуса, то при отсутствии столкновений ионы не выйдут из него, а будут вращаться в азимутальном направлении. Если же длина системы много меньше ионного ларморовского ра-

диуса, то ионы будут вылетать из системы со скоростью, определяемой приложенной разностью потенциалов. Для того, чтобы этот процесс мог идти непрерывно, катод должен быть одновременно компенсатором, т. е. источником электронов, нейтрализующих объемный заряд ионного потока. Т. о., рассмотренная система весьма напоминает ионный Э. д. с тем отличием, что здесь не нарушается квазинейтральность, поэтому нет ограничений на тягу с ед. площади, обусловленных объемным зарядом. Здесь основное ограничение — требование малости собственного магн. поля разряда по сравнению с внешним магн. полем.

В стационарных плазменных Э. д. удобнее иметь низкие разности потенциалов. Поэтому в качестве рабочего вещества естественно пользоваться сравнительно легкими элементами, за исключением H и He , у к-рых при скорости истечения $\leq 10^7 \text{ см/сек}$ потери на ионизацию обычно сравнимы с кинетич. энергией.

Безэлектродные Э. д.

В безэлектродных системах (рис. 6) проблема эрозии снимается радикально. Если в катушке 4 нарастает ток, то нарастающее магн. поле катушки вызывает кольцевой разряд, в к-ром взаимодействие тока с радиальной составляющей магн. поля приводит к силе, выталкивающей с большой скоростью плазменное кольцо.

В «пулеметном» режиме такая система способна создавать непрерывную тягу. Если взять систему катушек и пустить по ним сдвинутые по фазе высокочастотные токи, то получится т. н. ускоритель с бегущей волной, работающий в непрерывном режиме.

Были предложены также системы, ускоряющие плазму за счет радиационного давления весьма коротких волн.

Лит.: 1) Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; 2) Арцимович Л. А. [и др.], «ЖЭТФ», 1957, т. 33, вып. 3; 3) Морозов А. И., там же, 1957, т. 32, вып. 2; 4) Корлисс У. Р., Ракетные двигатели для космических полетов, пер. с англ., М., 1962; 5) Электростатические ракетные двигатели. [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1964; 6) Ионные, плазменные и дуговые ракетные двигатели. Сб. ст., пер. с англ., М., 1961; 7) Powsley E. A., Brown C. O., «J. Space Force», 1964, v. 1, p. 525. А. И. Морозов.

ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ (электрорегенерация мезонов)

— процессы образования мезонов быстрыми электронами на нуклонах и ядрах (напр., $e + N \rightarrow N' + e' + \pi$). В процессах Э. м. мезоны рождаются под действием виртуальных фотонов, испускаемых электронами (см. рис.), поэтому многие особенности Э. м. подобны особенностям фотообразования мезонов. Участие в этих процессах виртуальных фотонов, обладающих массой и продольной и скалярной компонентами 4-вектора поляризации, приводит к тому, что процессы Э. м. являются более богатым источником информации о сильных взаимодействиях частиц,

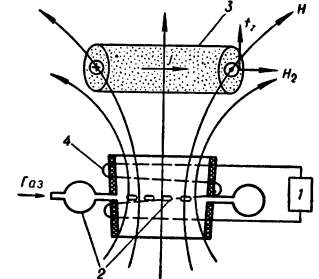


Рис. 6. Принципиальная схема импульсного безэлектродного плазменного электроактивного двигателя: 1 — генератор импульсов тока; 2 — газораспределитель; 3 — ускоренное плазменное кольцо; 4 — индуцирующая катушка.

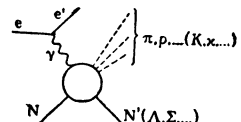


Диаграмма процесса электрорегенерации мезонов на нуклонах в одnofотонном приближении. γ — виртуальный фотон; e, e' — электроны; N, N' — нуклоны; Λ, Σ — гипероны; π, ρ, K, κ — мезоны.

чем процессы фоторождения. В частности, при изучении Э. м. получают сведения об электромагнитных *форм-факторах* протона и нестабильных элементарных частиц (нейтрона, л- и К-мезонов и др.).

Из процессов Э. м. изучены реакции $e + N \rightarrow N' + e' + \pi$ в области энергий электронов $E_e \leq 1 \text{ Бэв}$. Полные сечения этих реакций имеют резонансную зависимость от энергии, причем в области энергий первого максимума, соответствующего первому резонансу в лN-системе, сечения достигают величин $(100-500) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. Дифференц. сечения крайне малы и составляют, напр., для $E_e = 550 \text{ Мэв}$ и для угла вылета $\vartheta_{e'} = 90^\circ$ и энергии $E_{e'} = 170 \text{ Мэв}$ величину $d^2\sigma/d\Omega_{e'} dE_{e'} = (12,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-35} \text{ см}^2/\text{стерад} \cdot \text{Мэв}$ ($d\Omega_{e'}$ — элемент телесного угла в направлении $\vartheta_{e'}$).

При теоретическом рассмотрении реакций Э. м. пользуются различными моделями, основанными на *дисперсионных соотношениях* (см. также *Пи-мезоны и Электромагнитная структура элементарных частиц*).

Лит.: 1) Логунов А. А., Соловьев Л. Д., «Научные докл. высшей школы. Физ.-матем. науки», 1958, № 4, с. 217; 2) и х же, «Nucl. Phys.», 1959, v. 10, № 1, p. 60; 3) Fubini S., Nambu Y., Wataghin V., «Phys. Rev.», 1958, v. 111, № 1, p. 329; 4) Salin Ph., «Nuovo cimento», 1964, v. 32, № 3, p. 521; 5) Hand L. N., «Phys. Rev.», 1963, v. 129, № 4, p. 1834, 6) Cone A. [a. o.], «Phys. Rev. Letters», 1965, v. 14, № 9, p. 326. А. И. Лебедев.

ЭЛЕКТРОСКОП — прибор для обнаружения или грубого измерения электризации тел, а также разности электрич. потенциалов (подробнее см. *Электростатическая измерительная система*).

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА (электростатические приборы, сокращ. ЭИ) — приборы, в к-рых подвижная часть перемещается силами электростатич. взаимодействия. Существующие модификации ЭИ — вольтметры, электрометры и т. д. — предназначены для измерений напряжений (или величин, функционально связанных с напряжением), разности потенциалов и электрич. зарядов.

Электростатич. вольтметры представляют собой по существу разновидности плоского конденсатора (см. *Конденсатор электрический*). Перемещение подвижной части в них связано с изменением

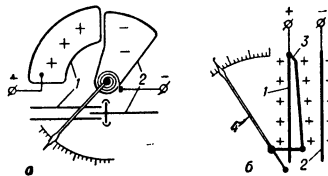


Рис. 1. Схемы устройств электростатических вольтметров: а) вольтметр, действующий по принципу изменения площади электродов; б) вольтметр, действующий по принципу изменения расстояния между электродами.

активной площади электродов: 1 — неподвижные электроды, между к-рыми под действием электрич. поля втягивается подвижный электрод 2; стрелка скреплена с подвижным электродом; б) вольтметр, действующий по принципу изменения расстояния между электродами: 1, 2 — разноименно заряженные неподвижные пластины; 3 — подвижная пластина, отталкивающаяся от пластины 1 и притягивающаяся к пластине 2; 4 — стрелка, вращаемая подвижной пластиной.

нием емкости, к-рое может быть следствием изменения: а) активной площади электродов (рис. 1, а); б) расстояния между электродами (рис. 1, б). Механизмы 1-го типа применяются в вольтметрах для низких и средних напряжений, 2-го типа — в вольтметрах для высоких напряжений. Существуют и др. конструкции электростатич. вольтметров, к-рые, однако, применяются редко.

Момент, обуславливающий поворот подвижной части прибора на нек-рый угол α , $M = dW_c/d\alpha = = 1/2 U^2 dC/d\alpha$, где $W_c = 1/2 U^2 C$ — энергия электрич. поля конденсатора с емкостью C , к к-рому приложено напряжение U [1]. Условие равенства вращающего M и противодействующего $M_{пр} = Wa$ моментов (W — уд. противодействующий момент пружины или растяжек) дает ур-ние шкалы вольтметра:

$\alpha = 1/2 W \cdot U^2 dC/d\alpha$. Шкала — неравномерная, хотя подбором формы пластин ее можно в значительной мере выровнять. Успокоение магнитоиндукционное (реже воздушное). Приборы работают на постоянном и переменном напряжении — измеряют действительное значение приложенного напряжения. На показания практически не влияют внешние магн. поля; влияющие темп-ры, частоты (вплоть до $M\mu$) и формы кривой приложенного напряжения незначительны. Большое влияние оказывают внешние электрич. поля, для защиты от к-рых применяют металлич. экраны из неферромагнитных материалов, окрашивание внутренней поверхности корпуса проводящей краской и т. п. Расширение пределов измерения вольтметров на переменном напряжении можно осуществить как последовательным включением конденсатора постоянной емкости, так и емкостным делителем [1, 2] (однако и то и другое значительно снижает точность вольтметров). Собственное потребление вольтметров при постоянном напряжении равно нулю, при переменном напряжении проходящий ток $I_c = U\omega C$ может достигнуть при больших частотах заметной величины и вызвать нагрев, а следовательно, и изменение W . Электростатич. вольтметры (щитовые и переносные) выпускаются классов точности 1,5; 1 и выше на пределы измерения от 10 в до 75 кв.

Электрометры представляют собой ЭИ с тремя электродами, находящимися в общем случае под разными потенциалами. Распространены *квадрантные электрометры*, *бинантные электрометры* и струнные электрометры (рис. 2). В струнном электрометре измеряемое напряжение подается на платиновую нить («струну») и неподвижные электроды (рис. 3, а).

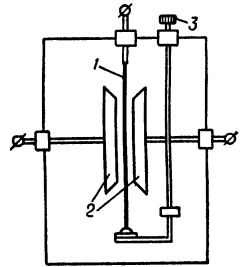


Рис. 2. Схема устройства струнного электрометра; платиновая нить 1 натянута между узкими электродами (ножами) 2; 3 — микрометрич. винт, регулирующий напряжение нити (чувствительность прибора).

Под действием сил электрич. поля нить прогибается. Перемещение нити, служащее мерой измеряемой величины, наблюдают в микроскоп, что обеспечивает достаточно высокую чувствительность прибора (однако более низкую, чем у квадрантного и бинантного электрометров). Для повышения чувствительности струнного электрометра часто накладывают дополнительное напряжение

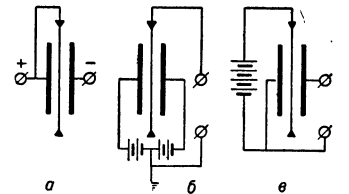


Рис. 3. Схемы включения струнного электрометра.

относительно земли на каждый нож прибора (50—100 в) (рис. 3, б и в). Вспомогательное напряжение должно быть такого же рода (постоянное или переменное) и той же частоты, что и измеряемое. Чувствительность электрометров тем выше, чем тоньше нить. Лучшие результаты дает схема рис. 3, б: при толщине нити порядка 1—1,5 мк чувствительность — до 300—500 делений (мм) на вольт. Струнные электрометры находят применение при измерении очень малых токов (вплоть до 10^{-15} а), очень больших сопротивлений и др. величин.

Э л е к т р о с к о п — прибор для обнаружения электризации — состоит из изолированного металлич. стержня или шарика (головки), к к-рому прикреплены один или два легких металлич. листочка. При сопри-

косновении шарика (стержня) с наэлектризованным телом листочки получают заряд и вследствие электростатич. отталкивания разойдутся на нек-рый угол, к-рый может служить мерой электрич. заряда. Если электроскоп помещен внутри металлич. оправы, не касающейся шарика и соединенной с землей, то угол расхождения листочков может служить мерой потенциала (относительно земли) того тела, к к-рому прикасается шарик электроскопа.

Технические данные нек-рых электростатических вольтметров.

Тип прибора	Выполнение	Пределы измерения	Класс точности	Входная емкость, пф	Диапазон частот	
					номинальная область	расширенная область
C50	Переносный	30, 75, 150, 300, 450, 600 в; 1; 1,5; 3 кв	1,0	10—4	20 гц — 5 Мгц	5—10 Мгц
C70	То же	10 в	1,5	30	20 гц — 1 Мгц	1—5 Мгц
C71	» »	Вольтметры: 50, 150, 300 в	0,1	25	20 гц — 100 кгц	100—500 кгц
		Электрометры: а) в цепи бисквита, 25—300 в б) в цепи квадратов 25 × 2 в	0,1	30	20 гц — 50 кгц	50—250 кгц
C74	Щитовой	30, 50, 75, 100, 150, 300, 600 в; 1; 1,5; 2,5 кв	1,5	30	20 гц — 1 Мгц 20 гц — 50 кгц	1—5 Мгц —
C76	»	3; 5; 7,5; 15 кв	1,5	18—13	20 гц — 3 Мгц	—

Лит.: 1) Курс электрических измерений, под ред. В. Т. Прыткова и А. В. Талицкого, т. 1, М. — Л., 1960; 2) Векслер М. С., Электростатические приборы, М. — Л., 1964; 3) А р у т ю н о в В. О., Электрические измерительные приборы и измерения, М. — Л., 1958; 4) К а р а н д е в К. Б., Методы электрических измерений, М. — Л., 1952, гл. 3.

В. Т. Прытков.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ЗАПОМИНАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА — тип запоминающих устройств (ЗУ), в к-рых запоминание информации основано на свойстве конденсатора сохранять в течение нек-рого времени поданный на него заряд или свойстве диэлектрика сохранять состояние остаточной поляризации. Э. з. у. отличаются высоким быстродействием и экономичностью. Характерная особенность большинства Э. з. у. — необходимость периодич. регенерации записанной информации.

ЗУ на линейных конденсаторах строятся из ячеек памяти (типа рис. 1), включающих запоминающий конденсатор *C*, разделительные диоды *D1*, *D2* и импульсный трансформатор *Тр* [1]. В исходном состоянии *D1* и *D2* заперты напряжениями смещений $-E$ и $+E$, конденсатор *C* разряжен и потенциал точки *в* равен 0. При записи на *Тр* подается импульс напряжения u_1 , и в точке *а* возникает положительный, а в точке *б* — равный ему отрицат. импульс напряжения; диоды отпираются, но потенциал точки *в* остается равным 0 вследствие симметрии схемы. Для

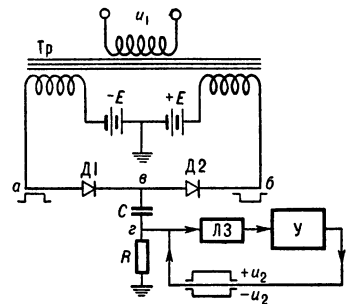


Рис. 1. Схема ячейки памяти на линейном конденсаторе.

записи «1» в точку *г* подается импульс записи $+u_2$, для записи «0» — импульс $-u_2$. При этом конденсатор *C* заряжается до напряжения $\pm u_2$. Затем импульсы u_1 и u_2 прекращаются, диоды запираются, потенциал

точки *г* становится равным 0, а потенциал точки *в* $\mp u_2$. Записанная так информация не может храниться очень долго из-за утечки заряда через обратные сопроствления диодов. Для ее регенерации подается импульс u_1 , потенциал точки *в* становится равным 0, а с точки *г* снимается импульс считывания (несколько меньший u_2 вследствие утечки), к-рый поступает через линию задержки ЛЗ на усилитель У. Усиленный и ограниченный по амплитуде сигнал с выхода У вновь поступает в точку *г*, восстанавливая первоначальное значение напряжения на конденсаторе *C*. Для создания ЗУ большой емкости такие ячейки объединяются в матричную схему. Диодно-конденсаторные ЗУ отличаются простотой схемы и большой амплитудой сигнала.

ЗУ на сегнетоэлектриках. Запоминающий конденсатор заполняется сегнетоэлектриками, обладающими свойством сохранять остаточную поляризацию по окончании импульса возбуждающего напряжения (диэлектрич. гистерезис). Такой конденсатор может находиться в двух устойчивых состояниях, отличающихся знаком остаточной

поляризации диэлектрика («0» и «1»). В простейшей запоминающей ячейке с сегнетоэлектрич. конденсатором *C* (рис. 2) для записи «1» («0») на вход подается положительный (отрицательный) импульс напряжения, достаточный для перевода диэлектрика в состояние насыщения с положительной (отрицательной) поляризацей. При считывании на вход ячейки подается отрицат. импульс напряжения, равный по величине импульсу записи. При считывании «1» происходит переполяризация диэлектрика, и через *C* протекает значит. импульс тока перезарядки, создающий на нагрузке *RC*₁ импульс считанной «1». При считывании «0» переполяризации не происходит, и через конденсатор протекает лишь небольшой импульс тока, определяемый индцированной поляризацией и паразитными емкостями. При считывании информация разрушается и ее необходимо регенерировать. Быстродействие ячейки определяется временем переполяризации и составляет единицы или доли мксек. ЗУ на сегнетоэлектрич. конденсаторах строятся в основном по матричной схеме [2]. Они очень экономичны (сотые доли *вт* на 1 элемент), обладают большой емкостью при малых габаритах и весе; их недостатки: низкая точка Кюри, значительная временная нестабильность, явление «усталости» кристаллов.

ЗУ на электроннолучевых трубках. Для запоминания информации служат обычные осциллографические или спец. электроннолучевые трубки, содержащие накопительную мишень (см. Запоминающие трубки). Накопит. мишень можно рассматривать как совокупность большого количества запоминающих элементов — конденсаторов. На рис. 3 представлена структурная схема ЗУ на трубке с барьерной сеткой. Для выбора запоминающего элемента в блок отклонения вводится код адреса этого элемента; код преобра-

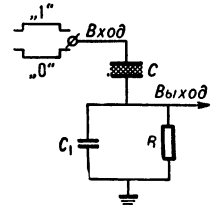


Рис. 2. Схема запоминающей ячейки с сегнетоэлектрическим конденсатором.

зующийся знаком остаточной поляризации диэлектрика («0» и «1»). В простейшей запоминающей ячейке с сегнетоэлектрич. конденсатором *C* (рис. 2) для записи «1» («0») на вход подается положительный (отрицательный) импульс напряжения, достаточный для перевода диэлектрика в состояние насыщения с положительной (отрицательной) поляризацей. При считывании на вход ячейки подается отрицат. импульс напряжения, равный по величине импульсу записи. При считывании «1» происходит переполяризация диэлектрика, и через *C* протекает значит. импульс тока перезарядки, создающий на нагрузке *RC*₁ импульс считанной «1». При считывании «0» переполяризации не происходит, и через конденсатор протекает лишь небольшой импульс тока, определяемый индцированной поляризацией и паразитными емкостями. При считывании информация разрушается и ее необходимо регенерировать. Быстродействие ячейки определяется временем переполяризации и составляет единицы или доли мксек. ЗУ на сегнетоэлектрич. конденсаторах строятся в основном по матричной схеме [2]. Они очень экономичны (сотые доли *вт* на 1 элемент), обладают большой емкостью при малых габаритах и весе; их недостатки: низкая точка Кюри, значительная временная нестабильность, явление «усталости» кристаллов.

ЗУ на электроннолучевых трубках. Для запоминания информации служат обычные осциллографические или спец. электроннолучевые трубки, содержащие накопительную мишень (см. Запоминающие трубки). Накопит. мишень можно рассматривать как совокупность большого количества запоминающих элементов — конденсаторов. На рис. 3 представлена структурная схема ЗУ на трубке с барьерной сеткой. Для выбора запоминающего элемента в блок отклонения вводится код адреса этого элемента; код преобра-

зуются в вертикально- и горизонтально-отклоняющие напряжения, подаваемые на соответствующие пластины трубки, и луч направляется на заданный элемент памяти. При записи на нем «1» («0») в блоке записи по команде из блока управления формируется положительный (отрицательный) импульс, к-рый поступает через схему разделения импульсов записи и считывания на сигнальную пластину трубки. Одновременно включается луч, под действием к-рого элемент памяти заряжается: отрицательно — при записи «1», положительно — при записи «0». При считывании луч включается, но напряжение на сигнальную пластину не подается. Ток разряда элемента

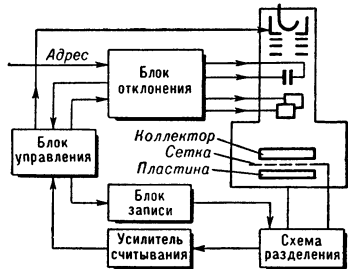


Рис. 3. Структурная схема запоминающего устройства на трубке с барьерной сеткой.

памяти, протекая через схему разделения, создает на ней импульс напряжения. При считывании «1» получается положительный, при считывании «0» — отрицат. сигнал, к-рые через усилитель считывания поступают в блок управления. Накопленные на элементах памяти заряды постепенно стекают через сопротивления утечки диэлектрика мишени. Для их восстановления в блоке управления предусматривается режим регенерации, т. е. последоват. обход всех элементов памяти и перезапись их информации. Несмотря на наличие барьерной сетки в трубке, часть вторичных электронов с облучаемых элементов памяти попадает на соседние элементы. Максимально допустимое число обращений к одному элементу (при к-ром еще не происходит искажения информации на соседних элементах) зависит от расстояния между элементами и колеблется для различных трубок от неск. сотен до неск. тысяч (см. таблицу).

Основные данные трубок с барьерной сеткой.

Тип трубки	ЛН-1	ЛН-4	ЛН-8
Число элементов памяти	1024	2048	4096
Время считывания и записи (мксек)	16	4	0,8
Допустимое число обращений	400	800	4096
Ток сигнала (мкА)	10	6	1

В ЗУ небольшого объема, напр. в ЗУ многоканальных анализаторов ядерных частиц [3] или в ЗУ для телефонных станций, применяют 1—2 трубки, в ЗУ большого объема — неск. трубок, напр. в ЗУ вычислит. машин элементы памяти всех чисел с одним и тем же номером разряда помещаются на мишени одной трубки, так что число трубок равно числу разрядов, и считывание всех разрядов данного числа осуществляется параллельно [4].

Для запоминания информации на осциллографич. трубках состояния «0» и «1» записывают на люминофоре трубки в виде заряженных пятен различной формы (т. н. запись перераспределением). Сигнал считывания снимается с металлич. сигнальной пластины, прилегающей снаружи к экрану трубки. Количество элементов памяти здесь значительно меньше, чем в трубке с барьерной сеткой (порядка 512) из-за сильного засева соседних ячеек вторичными электронами.

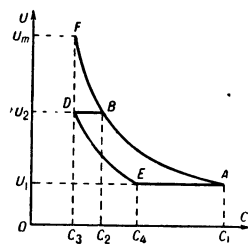
ЗУ на диэлектрической ленте. Запоминание информации производится введением электрич. зарядов в

толщу диэлектрика — пластмассовой ленты, протягиваемой между электродами (ролик и «нож»), к которым подводится записываемый сигнал (до 100 в) совместно с потенциалом смещения (до 1500 в). При считывании лента протягивается между другой парой электродов (соединенных с нагрузочным сопротивлением ~10 Мом), на к-рых наводятся заряды, пропорциональные записанному. Сигнал (~40 мв), снимаемый с нагрузочного сопротивления, подается на усилитель. Полоса частот такого ЗУ составляет 10—20 кГц при скорости протяжки 19 см/сек; время хранения — десятки и сотни лет; отношение сигнал—шум колеблется в пределах 20—30 дБ. Сигнал может воспроизводиться сотни раз при весьма незначит. уменьшении его амплитуды.

Лит.: 1) Holt A. W., Diode-capacitor memory for computers, «Radio and Television News», 1954, v. 51, № 2; 2) P r u t t o n M., Ferroelectrics and computer storage, «J. British IRE», 1959, v. 19, № 2; 3) Труды Пятой научно-технической конференции по ядерной радиоэлектронике, т. 2, ч. 1, М., 1963, с. 80—86; 4) Лаут В. Н., Любичев Л. А., Запоминающее устройство на электроннолучевых трубках быстродействующей электронной счетной машины Академии наук СССР, М., 1957; 5) «Electronics», 1962, v. 35, № 15, p. 74—76. Г. Л. Левин.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ АБСОЛЮТНЫЙ ВОЛЬТ-МЕТР — прибор электростатической измерительной системы для абс. измерений электрич. напряжения, состоящий из двух плоских конденсаторов, емкость к-рых точно вычислена по их геометр. размерам. При подведении к электродам конденсаторов измеряемого напряжения, силы электростатич. взаимодействия вызывают перемещение подвижных электродов, образующих общую подвижную часть прибора. Равновесие восстанавливается притяжением катушек, прикрепленных к подвижной части прибора, к неподвижным катушкам при протекании по ним тока определенной величины, служащего мерой измеряемого напряжения. Зависимость между током в катушках и электростатич. притяжением пластин конденсаторов определяется расчетом по параметрам измерит. механизма. В. Т. Прытков.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР. Принцип действия Э. г. заключается в перемещении электрич. зарядов против сил электрич. поля, причем работа, затрачиваемая на перемещение заряда, превращается в электрич. энергию. Цикл работы Э. г. можно представить диаграммой (см. рис.). На нек-рую емкость C_1 (состоящую из двух электродов: одного неподвижного — обычно заземляемого — и другого подвижного) при первичном напряжении U_1 подается заряд $q_1 = CU_1$ (точка А на диаграмме). При перемещении подвижного электрода емкость уменьшается и при нек-ром ее значении C_2 потенциал растет до $U_2 = U_1 C_1 / C_2$ (точка В на диаграмме). При этом потенциале U_2 движущийся электрод соединяется с высоковольтной системой и при дальнейшем уменьшении емкости до величины C_3 (точка D на диаграмме) высоковольтной системе отдается заряд $(q_1 - q_2) = (C_2 - C_3) U_2$. Затем подвижный электрод отсоединяется от высоковольтной системы и начинает перемещаться к заземленному электроду (при постоянном заряде $q_2 = C_3 U_2$); емкость растет и при нек-ром значении C_4 потенциал электрода уменьшится до U_1 (точка Е на диаграмме). В этот момент электрод соединяют с источником первичного напряжения U_1 и при дальнейшем увеличении емкости заряд растет и к тому моменту, когда емкость достигнет первонач. величины C_1 , на электрод переходит заряд $(q_1 - q_2) = (C_1 - C_4) U_1$.



В результате такого цикла количество электричества ($q_1 - q_2$) переходит от первичной системы с потенциалом U_1 к высоковольтной системе с потенциалом U_2 . Сила тока $I = (q_1 - q_2)/\Delta t$, где Δt — время цикла (при холостом ходе и при отсутствии утечек $q_1 - q_2 = 0$, напряжение высоковольтной системы определяется значениями минимальной емкости C_2 и $U_m = C_1 U_1 / C_2$). Энергия, получаемая высоковольтной системой, складывается из электрич. энергии, сообщаемой высоковольтной системой $W_1 = (q_1 - q_2) U_1$ (возбуждение), и механич. работы $W = (q_1 - q_2) (U_2 - U_1)$, затрачиваемой при перемещении заряда. Если $C_2 \ll C_1$, $U_2 \gg U_1$ и $W \gg W_1$, т. е. практически вся энергия получается за счет затрачиваемой механич. работы.

Существует много типов Э. г., отличающихся способом транспортировки зарядов: Э. г. с жесткими роторами в виде цилиндров или дисков; Э. г. с гибкими лентами (*Ван-де-Граафа генератор*); Э. г. с пылевым или жидкостным транспортером и др. В работе Э. г. существенное значение имеют электроизолирующие свойства среды. Первые конструкции Э. г. работали в открытом воздухе при обычном атм. давлении. Для улучшения электроизолирующих свойств среды и уменьшения габаритов большинство Э. г. работает в сжатом газе. Существуют также Э. г. с вакуумной электроизоляцией. Диапазон напряжений, развиваемых различными типами Э. г., — от неск. десятков кг до 8—10 Мв. Э. г. используются как непосредственно в виде источников высокого напряжения, гл. обр. в тех случаях, когда не требуются значит. мощности (напр., электростатич. осаждение — окраска, электрогазоочистка, электросепарация, испытание электроизоляции и т. п.), так и в сочетании с ускорительными трубками в электростатич. ускорителях заряженных частиц (ускорители прямого действия, инжекторы и форинжекторы для циклич. и линейных ускорителей, нейтронные генераторы и т. д.).

Лит.: 1) Г о х б е р г В. М., Я н ь к о в Г. Б., Электростатические ускорители заряженных частиц, М., 1960; 2) В а л ь т е р А. К. (и др.), Электростатические ускорители заряженных частиц, М., 1963. В. М. Гохберга.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ — см.

Электростатический генератор.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ — электрич. поле покоящихся зарядов. Э. п. полностью характеризуется напряженностью электрич. поля E , т. е. силой, действующей на помещенный в такое поле покоящийся единичный заряд. В вакууме E удовлетворяет ур-ниям: $\text{div } E = 4\pi\rho$, $\text{rot } E = 0$, где ρ — плотность электрич. зарядов. В среде с диэлектрич. проницаемостью ϵ 1-е ур-ние заменяется на $\text{div } D = 4\pi\rho_{\text{св}}$, где $\rho_{\text{св}}$ — плотность свободных зарядов, а $D = \epsilon E$ — вектор электрич. индукции. Напряженность Э. п. определяется только скалярным потенциалом ϕ : $E = -\text{grad } \phi$. Э. п. консервативно, т. е. работа по перемещению заряда по замкнутому пути в нем равна нулю: $\oint E dr = 0$. Типичные электростатич. проблемы: нахождение распределения заряда в системе проводников, когда известны полные заряды или потенциалы на каждом из них, а также нахождение энергии системы проводников по их зарядам и потенциалам. Эти проблемы сводятся к решению ур-ния Пуассона для потенциала с заданными граничными условиями на поверхности проводников и границах раздела сред с разными диэлектрич. проницаемостями.

Лит.: 1) Т а м м И. Е., Основы теории электричества, 7 изд., М., 1957; 2) С м а й т В., Электростатика и электродинамика, пер. с англ., М., 1954. В. П. Павлов.

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ. Под действием электрич. поля заряды противоположных знаков в диэлектрике смещаются в противоположные стороны, что приводит к его деформации. Та часть деформации, к-рая пропорциональна квадрату напряженности поля и

не зависит от изменения его направления на обратное, наз. Э. Э. имеет место для всех диэлектриков — твердых, жидких и газообразных. Аналитически Э. Э. можно выразить зависимостью между парами тензоров 2-го ранга: тензором деформации r_{ij} или напряжения t_{ij} и тензором квадрата напряженности электрич. поля $E_m E_n$ или квадрата электрич. индукции $D_m D_n$:

$$\left. \begin{aligned} r_{ij} &= (4\pi)^{-2} Q_{ijmnp} D_m D_n \\ r_{ij} &= R_{ijmnp} E_m E_n \\ t_{ij} &= (4\pi)^{-2} G_{ijmnp} D_m D_n \\ t_{ij} &= H_{ijmnp} E_m E_n \end{aligned} \right\}$$

Коэфф. Q , R , G и H в этих ур-ниях — тензоры 4-го ранга и наз. коэфф. Э. Они перестановочны внутри каждой пары индексов ij и mnp , но не перестановочны по парам индексов ($Q_{ijmnp} = Q_{ijmnp}$; $Q_{ijmnp} \neq Q_{mnpij}$). Число независимых коэфф. Э. в тензорных Э. зависит от симметрии среды. Для триклинных кристаллов тензоры Э. имеют 21 независимый коэфф., для изотропных диэлектриков 2.

Коэфф. Э. можно измерить непосредственно. Так, Q определяется измерением деформации под действием индуцирующего поля, H вычисляется из сопоставления механич. напряжений с квадратом напряженности электрич. поля и т. д. Коэфф. Э. можно определить и косвенно. В частности, Q можно вычислить из зависимости пьезоэлектрич. свойств кристаллов от внешнего электрич. поля или из зависимости обратной диэлектрич. проницаемости от механич. напряжений и т. д.

Для всех твердых диэлектриков Э. очень мала и не имеет практич. значения. Для кристаллов NaCl, напр., $R_{11} = R_{22} = R_{33} = 2,7 \cdot 10^{-12}$ эл. ст. ед.; $R_{12} = R_{13} = R_{23} = -1,35 \cdot 10^{-12}$ эл. ст. ед.; $R_{44} = 0,9 \times 10^{-12}$ эл. ст. ед.; для кварца $R_{33} = 0,3 \cdot 10^{-12}$ эл. ст. ед.

Для сегнетоэлектриков коэфф. легче всего найти из исследований спонтанной Э. — по спонтанной деформации, сопоставляемой со спонтанной поляризацией P_s . Обычно для сегнетоэлектриков приближенно выполняется соотношение $D/4\pi = P_s$, что позволяет определить Q (или G). Значения т. о. найденных Q для титаната бария: $Q_{11} = 1,7 \cdot 10^{-12}$ эл. ст. ед.; $Q_{12} = -0,53 \cdot 10^{-12}$ эл. ст. ед.; $Q_{13} = 0,70 \cdot 10^{-12}$ эл. ст. ед.

Иногда подчеркивается, что сегнетоэлектрики обладают большой Э. При этом имеется в виду Э., связанная с переориентацией доменов. Необходимо, однако, учитывать, что в этом случае Э. фактически обусловлена обратным пьезоэффектом: из-за возможности изменения направления спонтанной поляризации доменов при изменении направления поля на противоположное, деформация не зависит от направления поля.

Э. следует отличать от обратного пьезоэффекта, к-рый, являясь линейным эффектом, на неск. порядков больше Э. и может иметь место только в диэлектриках с определенной симметрией. Большая величина Э. у нек-рых жидких и газообразных диэлектриков связана с наличием у них постоянных электрич. диполей.

Лит.: 1) Желудев И. С., Фотченков А. А., Электрострикция линейных диэлектриков, «Кристаллография», 1953, т. 3, вып. 3, с. 308; 2) Желудев И. С., Физика кристаллических диэлектриков (в печати); 3) Иона Ф., Ш и р а н е Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965. И. С. Желудев.

ЭЛЕКТРОФИЗИОЛОГИЯ — изучает электрич. явления в живом организме с целью выяснения механизмов физиологич. процессов — возбуждения нейрона (см., напр., *Зрение*), передачи нервного импульса, работы сердечной мышцы (электрокардиография), электрич. процессов в мозге (энцефалография) и т. д.

ЭЛЕКТРОФОРЕЗ — направленное движение дисперсных частиц в растворе, возникающее при наложении электрич. поля. См. *Электрокинетические явления*.

ЭЛЕКТРОФОТОГРАФИЯ — фотографич. процесс, основанный на визуализации (проявлении) потенциального рельефа, образующегося на диэлектрике или высокоомном полупроводнике при фотопроводимости. Известны два основных варианта электрофотографии. процесса: ксерография и Э. на фотоэлектретах. Ксерография основана на поверхностной электризации высокоомных полупроводящих слоев, к-рая осуществляется путем адсорбции на поверхности слоя ионов из коронного разряда в воздухе. Скрытое изображение образуется при освещении заряженного слоя в той спектральной области, где он обнаруживает фотопроводимость. Э. на фотоэлектретах основана на образовании или разрушении в слое устойчивой электрич. поляризации, образующейся при фотопроводимости.

Для изготовления ксерографических слоев в Э. в основном применяются Se и ZnO. Селеновые слои изготавливаются методом вакуумного распыления на металлич. подложки (дюраль, латунь, нержавеющая сталь и др.). Испарение Se производится при вакууме $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ мм рт. ст. на подложки, находящиеся при темп-рах от 20 до 50° С; скорость напыления неск. мк в минуту. Такие слои довольно прочно прискат к металлич. подложкам, обладают достаточной твердостью, имеют зеркальную поверхность, весьма медленно перекристаллизуются при комнатной темп-ре. Они характеризуются высоким удельным темновым электросопротивлением $\sim 10^{12} - 10^{13}$ ом·см и значительной фотоэлектрич. чувствительностью в видимой и ультрафиолетовой области спектра. Если в селеновые слои в качестве примеси ввести в значит. количества Te ($\sim 10\%$), то их интегральная чувствительность в видимой области спектра повысится. Обычно толщина селеновых (селен-теллуридных) электрофотографич. слоев колеблется в пределах 10—50 мк.

Слой из ZnO получают след. методом. Измельченная ZnO диспергируется в высокоомной связующей среде (синтетич. или естественные смолы, клеи, изоляционные лаки и др., растворители — спирты, эфиры и т. п.), эмульсия наносится тонким слоем на подложку (преимущественно бумажную), а затем высушивается. Уд. темновое электрич. сопротивление слоев ZnO $\sim 10^{13}$ ом·см, они светочувствительны в ультрафиолетовой области спектра (в видимой области — весьма незначительно). Для повышения светочувствительности в видимой области спектра применяют методы оптич. сенсбилизации ZnO органич. красителями (эозин, эритрозин, триафлавин, метиленовый, голубой и др.).

Схема получения изображения на электрофотографич. слоях приведена на рис. 1. Ксерографич. слой сами по себе не обладают светочувствительностью. Они приобретают ее лишь после электризации, при к-рой внутри слоя создается электрич. поле. В процессе электризации (а) на поверхность слоя осаждаются положительные или отрицательные ионы. Такой слой в первом приближении можно уподобить плоскому конденсатору, диэлектрич. средой в к-ром является высокоомный полупроводник. Одну обкладку такого конденсатора представляет ионный заряд на поверхности слоя, а др. обкладку — подложка, на к-рую нанесен слой или часть слоя с зарядами экранирования. При экспонировании (б) в результате фотопроводимости полупроводника уменьшается сопротивление слоя, что приводит к утечке нанесенных на поверхность слоя зарядов пропорционально интенсивности света. Макс. количество зарядов (т. е.

макс. потенциал) останется на тех участках слоя, к-рые не подвергнуты засветке. Оставшиеся после экспонирования электростатич. заряды образуют т. н. скрытое электрофотографич. изображение или потенциальный рельеф.

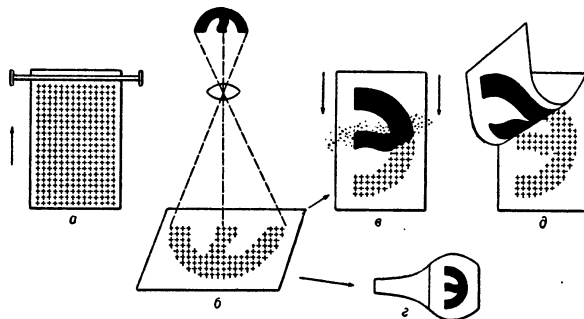


Рис. 1. Схема получения электрофотографич. изображения: а — электризация, б — экспонирование, в — сухое проявление, г — электронное считывание, д — перенос изображения на несветочувствительную подложку.

Потенциальный рельеф можно визуализировать двумя путями: 1) проявлением электрически заряженным порошком (в), 2) электрич. методами при непосредственном считывании потенциального рельефа (г). Первая группа методов разделяется на две подгруппы: а) сухого и б) жидкостного проявления. В сухих проявителях (каскадный проявитель, пылевое облако и др.) в качестве проявляющих порошков применяются окрашенные частицы натуральных или искусственных смол: асфальт, фенолформальдегид и др. В жидкостном методе используется суспензия проявляющего порошка в жидкой среде с высоким уд. электросопротивлением (бензин, четыреххлористый углерод и др.). В обоих случаях частицы проявителя под действием электрич. поля, создаваемого распределением зарядов, осаждаются на поверхности слоя и делают скрытое изображение видимым. Изменяя знак заряда и цвет проявителя, можно получать позитивные и негативные, черно-белые или цветные изображения (как штриховые, так и полутонные). Полученное порошковое изображение может быть зафиксировано (закреплено) непосредственно на слое (слой из ZnO) или перенесено на несветочувствит. подложку — бумагу, пленку и др. (слой из Se).

Время жизни носителей фототока в ксерографич. слоях не может превышать время их пролета через слой, что принципиально ограничивает величину светочувствительности этих слоев. Разрешающая способность ограничивается, в основном, дисперсностью проявителя.

Светочувствительность ксерографических слоев при разных методах визуализации скрытого изображения.

Электрофотографические слои	Метод визуализации	Светочувствительность (ед. ГОСТ)	Разрешающая способность
Se	Сухое проявление	1—2	40—60
Se с Te	Сухое проявление	8—10	40—60
>	Электронное считывание	150—200	20—40
>	Электродинамическое считывание	25—50	8—10
ZnO сенсбилизированная эритрозином	Жидкостное проявление	0,2—0,3	60—100

На рис. 2 приведены кривые спектральной чувствительности основных типов электрофотографич. слоев

в области спектра $\lambda \approx 300-700$ нм, а в таблице — данные о светочувствительности некоторых электрофотографич. слоев при разных методах визуализации скрытого изображения.

В Э. на фотоэлектретах в качестве заряженного электрофотографич. слоя используются *электреты*. Процессы проявления, переноса и закрепления изображения осуществляются так же, как и в ксерографии. Особенность Э. на фотоэлектретах — возможность длительного хранения скрытого изображения до проявления.

Преимущества Э.: быстрое проявление (в частности, сухое), возможность хранения электрофотографич. материалов на свету и при наличии радиации; а также возможность визуализации скрытого изображения с помощью электронного луча или металлического зонда (при электронном или электродинамич. считывании). Основной недостаток Э., ограничивающий область ее применения, — относительно низкая светочувствительность.

Лит.: 1) Фридкин В. М., Желудев И. С., Фотоэлектреты и электрофотографический процесс, М., 1960; 2) Фридкин В. М., Физические основы электрофотографического процесса, М.—Л., 1965; 3) Электрофотография и магнитография, Сборник, под ред. И. И. Жилевича, Вильноск, 1959; 4) Гренишин С. Г., Черкасов Ю. А., «Ж. научн. и прикл. фотографии и кинематографии», 1962, т. 7, № 3, с. 229; 5) Немировски й Е. Д., Литература по вопросам электрографии, 1935—1958. Библиографический указатель, Вильноск, 1958.

С. Г. Гренишин, В. М. Фридкин.

ЭЛЕКТРОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ (фотоэлектролюминесценция) — люминесценция при одновременном возбуждении светом и электрич. полем. Средняя яркость Э. может быть как больше суммы средних яркостей при фото- и электровозбуждении, взятых в отдельности, так и меньше ее. Неадекватность возникает из-за того, что: 1) поле действует на возбужденные светом электроны и дырки, меняя вероятность их рекомбинации на центрах люминесценции и заставляя участвовать в электролюминесценции, и 2) *фотопроводимость* изменяет распределение электрич. поля.

Э. не следует смешивать с эффектом Гудена — Поля, т. е. вспышкой при действии электрич. поля на предварительно возбужденный кристаллофосфор. В этом случае поле не возбуждает, а лишь высвечивает кристаллофосфор, заставляя быстрее отдать ранее запасенную энергию.

Лит.: 1) Т а у л о г К. N. R., «Physica Status Solidi», 1964, т. 4, с. 207; 2) В и н о к у р о в Л. А., Ф о к м. В., «Оптика и спектроскопия», 1959, т. 7, вып. 2, с. 241. М. В. Фок.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР — см. *Химические источники тока*.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ — химический потенциал для термодинамич. системы, состоящей из заряженных частиц (электронов, ионов).

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕНТ — см. *Фарадея закон, Фарадея число*.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ДЛИНА (фундаментальная длина) — гипотетич. величина, к-рая, предположительно, должна проявиться в экспериментах по взаимодействию частиц высоких энергий и войти в последоват. теорию *элементарных частиц*. Э. д. l определяет масштаб той области пространства—времени $x \lesssim l$, $t \lesssim l/c$ или, соответственно, области

энергии $E \geq \hbar c/l$ (c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π), где можно ожидать возникновения новых явлений, не укладывающихся в рамки существующих представлений.

Прямые экспериментальные аргументы в пользу существования Э. д. пока отсутствуют; проверка *дисперсионных соотношений* для рассеяния пионов на нуклонах, а также нек-рых выводов *квантовой электродинамики* (магнитный момент мюона и т. п.) показывает, что Э. д., если она существует, не превышает величины 10^{-14} см. Возможно, что на роль Э. д. может претендовать длина, определяющая появление новых характерных процессов в современной теории *слабых взаимодействий* ($\sim 10^{-16}$ см). В соответствующей области энергии ($\geq 10^2$ Вэв в системе центра инерции взаимодействующих частиц) пока имеются лишь немногочисл. данные по космич. лучам, недостаточные для решения вопроса об Э. д.

В пользу гипотезы об Э. д. имеется ряд теоретич. доводов. Так, будущая теория должна, в частности, объяснить спектр масс элементарных частиц. Поэтому ее ур-ния должны содержать Э. д., поскольку из одних только констант \hbar и c нельзя построить величину размерности массы. Т. к. размерность любой физич. величины выражается через 3 независимых размерности, можно думать, что Э. д. будет необходимой третьей фундаментальной (размерной) константой физики. Др. доводы связаны с задачей устранения из теории бесконечных (расходящихся) выражений и фактич. невозможностью сколь угодно точных пространственно-временных измерений. Наиболее разработанным (хотя и весьма далеким от завершения) способом реализации идеи Э. д. являются попытки *квантования пространства и времени*.

Надежды на выявление Э. д. связываются с подготавливаемыми экспериментами на встречных пучках частиц высокой энергии. В случае положит. исхода этих экспериментов простейшую, по-видимому, возможность описания их результатов даст феноменологич. *нелокальная квантовая теория поля*, в к-рую Э. д. входит через ф-цию «размазывания» — *форм-фактор*.

Лит.: 1) М а р к о в М. А., Нейтрино, М., 1964; см. лит. к ст. *Квантование пространства и времени и Нелокальная квантовая теория поля*. Д. А. Киржичи.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ЯЧЕЙКА — наименьшая из наиболее симметричных и равных друг другу долей кристаллич. структуры, повторяющаяся трансляциями. Э. я. может быть либо параллелепипедом, либо шестигранной призмой. Напр., Э. я. кристалла CsCl (см. рис.) представляет собой куб, в вершинах к-рого расположены ионы Cl, а в центре — ион Cs, т. е. на один куб приходится $8 \cdot \frac{1}{8}$ долей от ионов Cl и один целый ион Cs, т. е. в целом одна молекула CsCl. В структуре NaCl на одну Э. я. приходится 4 молекулы NaCl, а на одну Э. я. вуртцита, имеющую форму гексагональной призмы, — 6 молекул ZnS.

Лит.: 1) Ш у б н и к о в А. В., Ф л и н т Е. Е., Б о к и й Г. В., Основы кристаллографии, М.—Л., 1940; 2) Б о к и й Г. В., Кристаллохимия, 2 изд., М., 1960.

А. В. Шубников.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ — возбуждения, на к-рые можно разложить слабовозбужденное состояние системы мн. частиц; то же, что *квазичастицы*.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ. Введение. Э. ч. принято называть мельчайшие известные нам частицы материи. По смыслу понятия элементарности термин Э. ч. должен был бы означать: простейшие, далее неразложимые частицы, составляющие материя. Частицы, именуемые элементарными, не вполне отве-

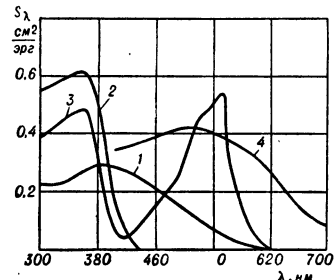
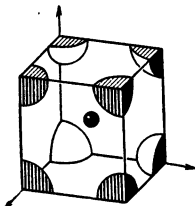


Рис. 2. Спектральная светочувствительность основных типов электрофотографич. слоев (1 — Se, 2 — ZnO, 3 — сенсibilизированная ZnO, 4 — Se + Te).



чают такому определению и поэтому термин Э. ч. для них в известной мере условен. Не существует также четкого критерия, на основании к-рого известные нам частицы материи следовало бы отнести к категории Э. ч. Как правило, к Э. ч. относят все мельчайшие частицы материи, за исключением атомных ядер с атомным номером $A \geq 2$.

В начале 30-х гг., когда были известны только электрон (е), протон (р), нейтрон (n) и γ -квант, имелись определ. основания называть эти частицы «элементарными», т. к. из них можно было, как тогда казалось, построить всю наблюдаемую материю: ядра и атомы вещества, электромагнитное поле. Исключением составляли лишь гравитационное поле, для к-рого понадобилось бы еще ввести *гравитон*. Открытие мюона (μ) [1936 г.], *пи-мезона* (π) [1947 г.], *странных частиц* [начало 50-х гг.] и т. н. резонансов (см. *Резонансные состояния элементарных частиц*) [начало 60-х гг.] существенно усложнило картину.

К 1965 г. общее число Э. ч., включая т. н. *античастицы* (см. ниже), заметно превысило сто. Большинство Э. ч. нестабильно и постепенно превращается в более легкие Э. ч. Тем самым требование неразложимости Э. ч. явно нарушено. В то же время неверно было бы утверждать, что они состоят из продуктов своего распада. Частицы-продукты возникают в момент самого распада; кроме того, одна и та же Э. ч. может распадаться на различные конечные Э. ч. Далеко не во всех случаях понятна роль отдельных Э. ч. в строении и эволюции материи. Термин «элементарная частица» применительно к известным частицам материи потерял свой простой наглядный смысл. Создавшаяся ситуация с большим числом Э. ч., наделенных довольно сложными свойствами, может означать, что: а) ныне известные частицы на самом деле не элементарны, а являются производными от ограниченного числа истинно элементарных частиц; б) концепция элементарности в обычном ее понимании неприменима к миру мельчайших частиц материи и должна быть пересмотрена (обе возможности более подробно обсуждаются ниже).

Одна из отличит. особенностей Э. ч. — их способность рождаться и уничтожаться при взаимных столкновениях. Эта особенность проявляется тем резче, чем выше энергия сталкивающихся частиц. По мере роста энергии процесса быстро растет число вторичных Э. ч., увеличивается богатство и разнообразие их свойств. Все новые типы Э. ч. (и античастиц) были открыты при изучении процессов столкновений частиц высоких энергий.

Естественным источником частиц высоких энергий являются *космические лучи*. Не случайно поэтому до начала 50-х гг. развитие физики Э. ч. было тесно связано с изучением процессов в космич. лучах. В последующие годы частицы высоких энергий научились получать в лабораториях с помощью *ускорителей заряженных частиц*; использование интенсивных потоков частиц от ускорителей существенно расширило фронт исследований в физике Э. ч. Совр. ускорители — это огромные инженерные сооружения, оснащенные сложнейшей контрольной и измерит. аппаратурой (*пузырьковые камеры, искровые камеры* и т. п.). Будущее физики Э. ч. тесно связано с дальнейшим развитием и совершенствованием ускорительной техники, с увеличением энергии ускоряемых частиц. Многие сложные проблемы физики Э. ч., по-видимому, потребуют для своего решения значительно более полной информации, чем та, к-рой мы располагаем. Эта информация может быть получена гл. обр. путем продвижения исследований в область все более высоких энергий. Процессы при этих энергиях разыгрываются на самых малых расстояниях и отражают наиболее глубокие закономерности ми-

кромира, без знания к-рых невозможно полное понимание строения материи. Т. о., физика Э. ч. — это в значительной мере физика высоких энергий.

Своеобразные свойства Э. ч. могут быть истолкованы только с привлечением понятий *относительности теории и квантовой механики*. Э. ч. — принципиально квантовомеханич. объект. Релятивистская квантовая механика лежит в основе совр. теории Э. ч. В аппарате совр. методов исследования Э. ч. важную роль играет специальный отдел математики — теория *групп*, к-рая позволяет весьма полно изучить свойства симметрии Э. ч. (см. ниже).

Основные характеристики Э. ч. Известные Э. ч. обычно подразделяют на *фотоны* и след. три основные группы: *лептоны, мезоны, барионы* (см. таблицу). Разбиение на группы отражает постепенное нарастание массы покоя Э. ч. (малые, средние, большие), но в основном связано с общностью свойств частиц каждой группы.

Если отвлечься от очень слабого гравитационного взаимодействия (см. *Тяготение*), то Э. ч. обладают взаимодействиями трех основных классов: *сильными взаимодействиями, электромагнитными взаимодействиями и слабыми взаимодействиями*, к-рые различаются характерной величиной вероятности вызываемых ими процессов. Огрубленно при энергиях ~ 100 Мэв эти вероятности соотносятся как $1 : 10^{-2} : 10^{-14}$; при др. энергиях эти цифры могут неск. изменяться. Лептоны участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях, мезоны и барионы — во всех трех типах взаимодействий. Дополнит. различия между группами частиц связаны с наличием характерных квантовых чисел. Лептоны несут специфический *лептонный заряд* (электронный или мюонный, по модулю равный единице, см. *Слабые взаимодействия*), барионы — *барионный заряд* (равный +1), для мезонов же оба эти заряда равны нулю. Помимо отмеченных квантовых чисел, Э. ч. различаются значениями электрич. заряда Q и *спина* J [спин — частный случай (для систем, в к-рых частица покоится) квантового числа момента количества движения].

Перечисленные выше квантовые числа абсолютно сохраняются во всех процессах с Э. ч. Наряду с ними для мезонов и барионов оказывается удобным ввести следующие, не вполне точные квантовые числа: *внутреннюю четность* P (см. *Четность*) и гиперзаряд Y (см. *Странность*), не сохраняющиеся в процессах, вызываемых слабыми взаимодействиями, и *изотопический спин* I и G -четность, нарушаемые процессами электромагнитных взаимодействий. Неточные квантовые числа позволяют произвести дальнейшую систематизацию свойств мезонов и барионов и выявить среди них родственные группы частиц. Напр., частицы с разными значениями Q , но с одним значением I и Y , объединяются в изотопич. мультиплет; частицы, составляющие изомультиплет, расположены в табл. в одной строке. Возможно введение еще менее строгих квантовых чисел, таких как унитарный спин, и на их основе — объединение частиц в унитарные супермультиплеты (см. ниже, а также *Унитарная симметрия*). Не исключено, что существуют и др. нестрогие квантовые числа.

Для каждой Э. ч. с заданными ненулевыми значениями всех возможных зарядов обязательно существует античастица с противоположными значениями указанных зарядов. В остальном их характеристики одинаковы. Частицы и античастицы помещены в левой и правой колонках табл. соответственно. Частицы, не имеющие ни одного из перечисленных зарядов (истинно нейтральные), расположены в середине таблицы.

Основные характеристики элементарных частиц.

Частица	Античастица	Масса, Мэв	J^{PG}	I, Y	Время жизни, сек или ширина, Мэв
Фотон					
γ		0	1^-	—	стабилен
Лептоны					
e^- ν_e μ^- ν_μ	e^+ ν_e μ^+ ν_μ	$0,511006 \pm 2 \cdot 10^{-6}$ $0 (< 2 \cdot 10^{-4})$ $105,659 \pm 0,002$ $0 (< 4)$	$1/2$ $1/2$ $1/2$ $1/2$	— — — —	стабильны стабильны $(2,2001 \pm 0,0008) \cdot 10^{-6}$ стабильны
Мезоны					
π^+ ρ^+ A_1^+ B^+ A_2^+	π^0 ρ^0 A_1^0 B^0 A_2^0	π^- ρ^- A_1^- B^- A_2^-	0^{--} 1^{--} $?$ $?$ 2^{+-}		$(2,55 \pm 0,26) \cdot 10^{-8}$ $(1,80 \pm 0,29) \cdot 10^{-16}$ 106 ± 5 125 ± 25 122 ± 17 80
K^+ K^0 κ^+, κ^0 K^{*+}, K^{*0}	K^- \bar{K}^0 κ^-, κ^0 K^{*-}, K^{*0}	\bar{K}^0 $\tilde{\kappa}^0, \tilde{\kappa}^{*0}$	0^- $?$ 1^-	$1/2, 1$	$(1,229 \pm 0,008) \cdot 10^{-8}$ $K_1^0 (0,92 \pm 0,02) \cdot 10^{-10}$ $K_2^0 (5,62 \pm 0,68) \cdot 10^{-8}$ $?$ 50 ± 2
ω $(\eta 2\pi)$ f		$548,7 \pm 0,5$ $782,8 \pm 0,5$ $957,5 \pm 1,5$ $1019,5 \pm 0,3$ 1253 ± 20	0^{++} 1^{--} $?$ 1^{--} 2^{++}	0,0	$?$ $9,4 \pm 1,7$ < 12 $3,1 \pm 0,6$ 100 ± 25
Барионы					
p n $N_{1/2}^+, N_{3/2}^+$ $N_{1/2}^0, N_{3/2}^0$ $N_{1/2}^-, N_{3/2}^-$	\bar{p} \bar{n} $\bar{N}_{1/2}^+, \bar{N}_{3/2}^+$ $\bar{N}_{1/2}^0, \bar{N}_{3/2}^0$ $\bar{N}_{1/2}^-, \bar{N}_{3/2}^-$	$938,256 \pm 0,005$ $939,550 \pm 0,005$ 1518 ± 10 1688 2190	$1/2^+$ $3/2^-$ $5/2^+$ $7/2^+$	$1/2, 1$	стабильны $(1,01 \pm 0,03) \cdot 10^3$ 125 ± 12 100 ~ 200
$\Delta_{1/2}^{++}, \Delta_{3/2}^{++}, \Delta_{3/2}^{+-}$ $\Delta_{1/2}^+, \Delta_{3/2}^+, \Delta_{3/2}^0$ $\Delta_{1/2}^0, \Delta_{3/2}^0, \Delta_{3/2}^-$ $\Delta_{1/2}^-, \Delta_{3/2}^-, \Delta_{3/2}^{--}$	$\tilde{\Delta}_{1/2}^{++}, \tilde{\Delta}_{3/2}^{++}, \tilde{\Delta}_{3/2}^{+-}$ $\tilde{\Delta}_{1/2}^+, \tilde{\Delta}_{3/2}^+, \tilde{\Delta}_{3/2}^0$ $\tilde{\Delta}_{1/2}^0, \tilde{\Delta}_{3/2}^0, \tilde{\Delta}_{3/2}^-$ $\tilde{\Delta}_{1/2}^-, \tilde{\Delta}_{3/2}^-, \tilde{\Delta}_{3/2}^{--}$	1236 ± 2 1924 2360	$3/2^+$ $7/2^+$ $11/2^+$	$3/2, 1$	125 170 ~ 200
Λ Λ_1 Λ_2 Λ_3	$\tilde{\Lambda}$ $\tilde{\Lambda}_1$ $\tilde{\Lambda}_2$ $\tilde{\Lambda}_3$	$1115,40 \pm 0,11$ 1405 $1518,9 \pm 1,5$ 1815	$1/2^+$ $1/2^-$ $3/2^-$ $5/2^+$	0,0	$(2,62 \pm 0,02) \cdot 10^{-10}$ 50 16 ± 2 70
Σ^+ Σ^0 $\Sigma_1^+, \Sigma_2^+, \Sigma_3^+$ $\Sigma_1^0, \Sigma_2^0, \Sigma_3^0$ $\Sigma_1^-, \Sigma_2^-, \Sigma_3^-$	$\tilde{\Sigma}^+$ $\tilde{\Sigma}^0$ $\tilde{\Sigma}_{1/2}^+, \tilde{\Sigma}_{3/2}^+$ $\tilde{\Sigma}_{1/2}^0, \tilde{\Sigma}_{3/2}^0$ $\tilde{\Sigma}_{1/2}^-, \tilde{\Sigma}_{3/2}^-$	$1189,41 \pm 0,14$ $1192,4 \pm 0,3$ $1197,08 \pm 0,19$ $1382 \pm 0,9$ 1660 ± 10	$1/2^+$ $3/2^+$ $?$	1,0	$(0,788 \pm 0,027) \cdot 10^{-10}$ $1,0 \cdot 10^{-14}$ $1,58 \cdot 10^{-10}$ 53 ± 2 44 ± 5
Ξ^0 $\Xi_{1/2}^0, \Xi_{3/2}^0$ $\Xi_{1/2}^-, \Xi_{3/2}^-$	$\tilde{\Xi}^0$ $\tilde{\Xi}_{1/2}^0, \tilde{\Xi}_{3/2}^0$ $\tilde{\Xi}_{1/2}^-, \tilde{\Xi}_{3/2}^-$	$1314,3 \pm 1,0$ $1320,8 \pm 0,2$ $1529,1 \pm 1,0$ 1810 ± 20	$1/2^+$ $3/2^+$ $?$	$1/2, -1$	$(3,06 \pm 0,40) \cdot 10^{-10}$ $(1,74 \pm 0,05) \cdot 10^{-10}$ $7,5 \pm 1,7$ ~ 70
Ω^-	$\tilde{\Omega}^-$	1675 ± 3	$3/2^+ ?$	0, -2	$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$

Среди Э. ч. стабильны только γ , e , ν (нейтрино), p и их античастицы (изолированные от вещества). Нестабильные частицы делятся на метастабильные, распадающиеся относительно медленно за счет слабых взаимодействий (для них в табл. приведено характерное время жизни), и очень короткоживущие ($\sim 10^{-23}$ сек) резонансы, распадающиеся за счет сильных взаимодействий (для них более удобной характеристикой является ширина резонанса). Резонансы помечены в табл. звездочкой слева. (Таблицы с указанием продуктов распада Э. ч. см. в ст. *Резонансные состояния элементарных частиц и Слабые взаимодействия*).

Деление Э. ч. на группы (лептоны, мезоны и барионы) и приписывание им тех или иных квантовых чисел производится феноменологически. Теория пока не в состоянии объяснить причины такого деления или предсказать значения квантовых чисел, масс и времен жизни Э. ч. Точно так же теория не может объяснить возникновение разных классов взаимодействий и отличие их свойств. Остается неясным, исчерпывают ли известные классы взаимодействий Э. ч. все мыслимые возможности или будут открыты новые типы взаимодействий. Невозможно также пока предвидеть, сколько будет еще открыто новых Э. ч. Все эти вопросы находятся в компетенции будущей теории Э. ч., к-рая должна вскрыть природу Э. ч., указать их число и полностью описать все характеристики. Известный прогресс в классификации Э. ч. был достигнут при выявлении нестрогих квантовых чисел, оказавшихся одинаковыми для больших групп Э. ч. Существование подобных квантовых чисел тесно связано с определенными симметриями свойств Э. ч., изучение к-рых, возможно, будет способствовать построению будущей теории Э. ч. (подробнее см. ниже).

При невозможности предсказать характеристики Э. ч. перед теорией стоит, однако, задача, используя эмпирически найденные характеристики Э. ч., описать процессы их взаимодействия, акты рождения и уничтожения. Эта задача в известной мере решается *квантовой теорией поля*.

Э. ч. и квантовая теория поля. В совр. теории понятие Э. ч. тесно связано с понятием квантованного поля. Пробразом этого понятия явилось электромагнитное поле, энергия к-рого меняется отдельными порциями — квантами. Кванты электромагнитного поля — фотоны — обладают способностью излучаться и поглощаться. Чтобы отразить свойство рождаемости и уничтожаемости остальных Э. ч., по аналогии были введены в рассмотрение поля др. природы, квантами к-рых и являются эти Э. ч. При таком подходе каждой Э. ч. сопоставляется свое квантованное поле. Не исключено, что это — существенный недостаток теории и что близкие по свойствам частицы суть проявление существования какого-то одного поля или даже что все частицы — проявление единого материального поля (т. н. *единая теория поля*). Однако подобные возможности построения теории пока плохо исследованы.

Для описания процессов рождения и уничтожения Э. ч. в различных типах взаимодействий в полевой теории развит специальный математич. аппарат (аппарат S -матрицы), базирующийся гл. обр. на лагранжевом формализме [1]. Исторически лагранжев формализм был первой попыткой последоват. описания свойств Э. ч. Поле можно рассматривать как систему с бесконечным числом степеней свободы. Соответственно, полевой лагранжиан есть обобщение лагранжианов классич. механики для систем с многими степенями свободы.

Квантовые числа Э. ч. предопределяют особенности описываемых их полей, в частности трансформационные свойства полей относительно преобразований

группы Лоренца и группы «внутренних» симметрий (см. *Изотопический спин, Унитарная симметрия*). Так, существование тех или иных зарядов у Э. ч. требует использования комплексного поля, величина спина J задает тензорные свойства поля относительно группы Лоренца, величина изотопич. спина I и гиперзаряда Y — тензорные свойства поля относительно группы SU_3 (группы унитарных унитарных унитарных матриц 3-го порядка).

Сохранение квантовых чисел в процессах взаимодействия Э. ч. находит свое выражение в инвариантности полных лагранжианов теории или S -матрицы относительно преобразований тех групп, с к-рыми связаны эти квантовые числа. При этом предполагается, что преобразования, составляющие «внутренние» группы, не зависят от точки пространства — времени.

Полный лагранжиан полевой теории L разбивается на свободный лагранжиан L_0 , из к-рого получаются ур-ния движения свободной частицы, и лагранжиан взаимодействия $L_{вз}$. Форма L_0 в основном определяется трансформационными свойствами поля и требованием линейности получающихся ур-ний по переменным поля и может быть относительно просто записана для частиц любого спина J . Напр.,

$$L_0 = - \left(\frac{\partial \phi^+}{\partial x_\mu} \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu} + m^2 \phi^+ \phi \right) \text{ для } J = 0, \quad (1)$$

$$L_0 = - \psi^+ \gamma_4 \left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + M \right) \psi \text{ для } J = 1/2, \quad (2)$$

$$L_0 = - (1/2) f_{\mu\nu}^2 + M_\nu^2 V_\mu^2 \text{ для } J = 1, \quad (3)$$

где ϕ , ψ , V_μ — скалярное, спинорное и векторное поле соответственно, $f_{\mu\nu} = \partial V_\nu / \partial x_\mu - \partial V_\mu / \partial x_\nu$, $\mu, \nu = 1, 2, 3, 4$, знак + означает эрмитово сопряжение поля, γ_μ — *Дирака матрицы*, a , m , M и M_ν — массы частиц, к-рые являются задаваемыми параметрами.

Специфика динамики взаимодействия целиком определяется видом $L_{вз}$. Пока нельзя указать принцип, на основании к-рого можно было бы отобрать единств. образом первичные лагранжианы взаимодействия, лежащие в основе данного класса процессов. Практически для описания процессов используются простейшие, минимальные по числу входящих в них полей лагранжианы, ведущие к наблюдаемым переходам. В ряде случаев для отбора лагранжианов взаимодействия опираются на нек-рые дополнит. предположения: отсутствие производных поля, γ_5 -инвариантность (см. *Слабые взаимодействия*) и т. п.

Одна из возможностей решения этой проблемы, предложенная Чжень-нин Янгом и Р. Л. Миллсом [2], тесно связана с законами сохранения квантовых чисел и с отвечающей им инвариантностью лагранжианов относительно спец. групп симметрии, упомянутых выше. В теории близкого действия наиболее естественно считать, что элементы группы преобразований являются ϕ -циями пространственно-временных точек. Можно показать, что требование локальной инвариантности свободного лагранжиана относительно заданной непрерывной группы будет выполнено при существовании векторных полей V_μ^i , описываемых регулярным представлением этой группы, и при появлении члена взаимодействия вида

$$L_{вз} = J_\mu^i V_\mu^i, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (4)$$

где N — порядок группы, а ток

$$J_\mu^i = \sum_a \frac{\partial L_0}{\partial \Phi_{a,\mu}^i} \chi^i \Phi^a, \quad (5)$$

χ^i — генератор группы, $\Phi_{a,\mu}^i = \partial \Phi^a / \partial x_\mu$, сумма взята по всем полям Φ^a , составляющим L_0 , включая векторное поле V_μ^i .

В рамках изложенного подхода форма $L_{вз}$ фиксируется однозначно ϕ -лой (4), и все др. взаимодействия должны быть вторичными от лагранжианов этого вида. Отдельные экспериментальные факты качественно согласуются с таким предположением о форме лагранжиана взаимодействия и подтверждают выделенную роль векторных мезонов, хотя в описанном подходе имеется ряд не исследованных до конца вопросов.

Общая схема полевой теории, очерченная выше, содержит в себе ряд трудностей принципиального и вычислит. характера. Вычислит. трудности связаны с практич. отсутствием методов решения системы ур-ний теории поля, возникающих при задании $L_{вз}$, отличных от методов *возмущений теории*. Последняя применима только при наличии малого параметра, и фактически область ее действия ограничена электродинамикой частиц спина 0 и $1/2$. Во всех др. случаях (сильные и слабые взаимодействия, электродинамика частиц со спином ≥ 1) оказывается невозможным сколько-нибудь точное количеств. предсказание эффектов на основе теории возмущений. Трудности принципиальные связаны с появлением в теории бесконечных (расходящихся) выражений, к-рые в некоторых случаях могут быть устранены с помощью спец. приема перенормировки — переопределения физ. констант, фигурирующих в теории (см. *Перенормировка заряда, массы*), но в большинстве случаев от них отделаться не удается. В частности, лагранжианы вида (4) неперенормируемы. Это значит, что значения физ. величин становятся равными бесконечности или нулю ($1/\infty$) и теория — бессодержательной. К расходящимся величинам теории относятся массы (точнее, полевые добавки к массам) Э. ч. и значения констант взаимодействия. Т. о., теория не в состоянии последовательно решить проблему их вычисления.

Причины появления расходимостей в квантовой теории поля не поняты до конца. Возможно, хотя и маловероятно, что они связаны с методикой вычислений (теория возмущения и разложения в ряды) и не появятся при др. методе вычислений. Скорее же всего расходимости обусловлены локальностью теории, т. е. тем обстоятельством, что все поля в лагранжиане взяты в одной точке пространства — времени, или, что то же самое, точечностью Э. ч. Очевидно, что образ геометрич. точки — плохое приближение для материального объекта, каким является Э. ч. Действительно, эксперименты показывают, что Э. ч. — протяженные структуры (см. *Электромагнитная структура элементарных частиц*).

Тем не менее, все попытки последоват. учета в теории конечных размеров Э. ч. (введение т. н. жестких *форм-факторов*, см. *Нелокальная квантовая теория поля*) оказались неудачными. Формально бесконечности при этом ликвидировались, но в теории возникли внутр. противоречия (появились сверхсветовые сигналы). Решение проблемы в принципе могло бы быть найдено на путях использования т. н. деформируемых (т. е. меняющихся при внешних воздействиях) форм-факторов (М. А. Марков [3]), но практически требует разработки очень сложной динамич. схемы.

Др. возможный путь развития теории и устранения бесконечностей связан с применением нелинейных лагранжианов (В. Гейзенберг и др. [4]) и соответствующих им нелинейных ур-ний поля (см. *Нелинейная теория поля*). В основе его лежит предположение, что эффекты нелинейности оказываются существенными на малых расстояниях, когда поля становятся большими, и радикально меняют характер получающихся выражений.

Еще одна возможность ликвидации бесконечностей связана с пересмотром понятия вероятности состояния и с привлечением идей отрицат. вероятностей (т. н. инфинитная метрика для пространства векторов состояний) [5]. Отрицат. вероятность пока не получила удовлетворительного физ. толкования, и ее введение является чисто формальным приемом. Состояния с отрицат. вероятностью дают бесконечности др. знака по сравнению с обычными состояниями, что приводит к взаимному погашению бесконечностей. Этот подход содержит в себе много еще не преодоленных трудностей.

Трудности лагранжевой формулировки теории поля породили много попыток отхода от этой канонич. процедуры, напр. а к с и о м а т и ч е с к и й п о д х о д и метод *дисперсионных соотношений* [6].

В аксиоматич. подходе содержится попытка построения теории на базе минимума наиболее общих постулатов, без предположения о конкретном виде лагранжиана. Основу математич. аппарата в этом подходе составляют вакуумные ожидания от всевозможных произведений операторов поля, к-рые в принципе связаны с матричными элементами S-матрицы (см. *Матрица рассеяния*). На этом пути удается доказать ряд общих теорем, ранее полученных на основе частных допущений о виде лагранжианов, однако извлечение коли-

честв следствий существенно затруднено отсутствием динамич. начала в этом подходе.

Метод дисперсионных соотношений опирается на исследование аналитич. свойств матричных элементов в зависимости от их инвариантных переменных. Свойства аналитичности позволяют связать действительные и мнимые части амплитуд переходов и в конечном счете получить соотношение (или систему соотношений) между реальной частью матричного элемента и интегралом от полного сечения нек-рого процесса. В общем случае возникает система интегральных ур-ний, к-рую практически можно решить только приближенно на основе более или менее правдоподобных физ. допущений. В окончат. решении ряд параметров берется из эксперимента. Однако к решению возникающей системы ур-ний прибегают довольно редко. Значительно чаще идут полуфеноменологич. путем и, используя известные экспериментальные данные о сечениях или амплитудах процессов (разумеется, в конечном интервале энергий), приближенно вычисляют на основе дисперсионных соотношений неизвестные амплитуды. На этой основе удается непротиворечиво описать определ. совокупность физ. эффектов, как правило, в огранич. интервале энергий, и выветить нек-рые соотношения, справедливые в спец. предельных случаях (вблизи порога реакции, при очень больших энергиях, в окрестности резонанса и т. д.). Попытки описания физ. процессов в общем случае с помощью дисперсионных соотношений не привели к заметному успеху.

Ни аксиоматич. подход, ни метод дисперсионных соотношений не составляют пока подлинной альтернативы лагранжеву формализму в отношении универсальности описания физ. явлений. Однако эта универсальность не может проявиться в силу органич. трудностей, присущих лагранжеву формализму. Т. о., в теории Э. ч. еще не существует сколько-нибудь полного метода проведения количеств. расчетов.

Взаимодействия Э. ч. и симметрии. Эксперимент показывает, что каждому классу взаимодействий соответствует свой тип симметрии, обуславливающий сохранение определ. квантовых чисел. В принципе тип симметрии определяется характером динамики процессов (формой $L_{вз}$ и т. п.) и легко может быть изучен при знании последней. Напротив, при отсутствии последоват. динамич. теории Э. ч. исследование свойств симметрии становится средством изучения характерных особенностей динамики. Феноменологич. изучение свойств симметрии Э. ч. позволяет нащупать те внутр. связи между ними, к-рые должны вытекать из последоват. динамич. схемы. Кроме того, знание свойств симметрии дает возможность применить мощный математич. аппарат теории групп для установления соотношений между различными процессами, тем самым существенно облегчая систематизацию экспериментальных фактов и объяснение их с единой точки зрения. В конечном счете эмпирически наблюдаемые симметрии должны явиться пробным камнем для всякой будущей динамич. теории Э. ч., и, возможно, именно они укажут пути к ее построению.

Все процессы с Э. ч. протекают в пространстве и времени и, естественно, удовлетворяют требованию лоренц-инвариантности. Эта симметрия теории наз. «внешней» симметрией, или симметрией по отношению к группе Лоренца. Требование лоренц-инвариантности исключительно полезно при изучении процессов с Э. ч. даже при незнании конкретной формы взаимодействия, т. к. позволяет установить наиболее общий допустимый вид матричных элементов перехода и тем самым сделать ряд полезных предсказаний. Наряду с этим первые же эксперименты по сильным взаимодействиям Э. ч. указали на существование др. симметрий — т. н. «внутренних» симметрий, т. е. определ. связей между Э. ч., на первый взгляд не имеющих отношения к их пространственно-временным характеристикам. К этой категории симметрий относится упоминавшаяся выше изотопич. симметрия сильных взаимодействий, позволившая ввести квантовое число изотопич. спина I и объединить в группы (изомультиплеты) частицы с одним значением I . К этой же категории относится более широкая *унитарная симметрия*, или симметрия относительно пре-

образований группы SU_3 , к-рая установила существование общих свойств в отношении сильных взаимодействий у изомультиплетов с различным гиперзарядом Y , но с одним значением т. н. унитарного спина. Подобные частицы составляют унитарные супермультиплеты. Унитарный спин есть характеристика унитарного супермультиплета, введенная по аналогии с изотопич. спином. Аналогия эта не вполне точная. Величина унитарного спина задается двумя числами, а не одним, как в случае изотопспина. Одновременно с унитарным спином можно задавать значения двух его проекций, к-рые связаны с I_3 и Y и характеризуют отдельные компоненты супермультиплета. Примером таких супермультиплетов являются октеты [задающие их числа (1,1)]

$$J^P = \begin{cases} 0^- \pi^+, \pi^0, \pi^-, \eta, K^+, K^0, K^-, \bar{K}^0 & (a) \\ 1^- \rho^+, \rho^0, \rho^-, \varphi, K^{*+}, K^{*0}, K^{*-}, \bar{K}^{*0} & (b) \\ 1/2^+ \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Lambda, p, n, \Xi^-, \Xi^0 & (v) \end{cases}$$

и декуплет [он задан числами (3,0)]

$$J^P = 3/2^+ \Delta_1^{++}, \Delta_1^+, \Delta_1^0, \Delta_1^-, \Sigma_1^+, \Sigma_1^0, \Sigma_1^-, \Xi_1^-, \Xi_1^0, \Omega^-. (7)$$

Смысл унитарной симметрии состоит в том, что в той мере, в какой можно пренебречь различием масс частиц, составляющих супермультиплет, эти частицы ведут себя подобным образом в процессах сильных взаимодействий.

Внутри каждого октета (и декуплета) все составляющие имеют одинаковые спин J и четность P [они приведены слева в выражениях (6) и (7)] независимо от их внутр. квантовых чисел I, Y . Это обстоятельство можно было бы рассматривать как указание в пользу отсутствия связи между пространств. характеристиками частиц и их характеристиками по отношению к «внутренней» симметрии и как оправдание названия последней. Между тем эти характеристики, по-видимому, связаны между собой. Ряд экспериментальных фактов указывает на то, что сильные взаимодействия скорее всего обладают симметрией еще более широкой, чем SU_3 -симметрия, — симметрией по отношению к группе SU_6 (группе унитарных унимодулярных матриц 6-го порядка) [7]. Супермультиплеты этой группы объединяют в себе частицы с разным унитарным и обычным спином. Напр., в один супермультиплет SU_6 с числом компонент 35 объединены октеты (6a), (6b) и синглет ω^0 ($J^P = 1^-$), а супермультиплет с числом компонент 56 содержит октет (6v) и декуплет (7). Объединение в рамках одной группы «внешних» (J) и «внутренних» (I, Y) квантовых чисел делает довольно условным их подразделение, равно как и подразделение симметрий, на 2 различных класса. Несмотря на то, что SU_6 -симметрия не является последовательно релятивистской симметрией (она имеет смысл только в системе отсчета, где Э. ч. покоятся), возникают серьезные основания предполагать, что и «внешняя», и «внутренняя» симметрии имеют одинаковую динамич. природу, а соответствующие им квантовые числа — общее происхождение.

Отмеченные выше «внутренние» симметрии наблюдаются только для сильных взаимодействий, причем и в этом случае они являются приближенными. Однако степень их выполнения достаточно большая, чтобы наложить заметный отпечаток на характер протекания процессов сильных взаимодействий. Электромагнитные и слабые взаимодействия уже кардинальным образом нарушают «внутренние» симметрии. В случае электромагнитных взаимодействий не имеет места ни SU_6 -, ни SU_3 -симметрия, нарушена также изотопич. инвариантность. Из неточных квантовых чисел сохраняется только величина гиперзаряда.

Этому сохранению соответствует симметрия относительно одной из подгрупп группы SU_3 . Слабое взаимодействие нарушает и эту последнюю симметрию; для слабых взаимодействий сохраняются только строгие квантовые числа: лептонный, барионный и электрический заряды, а также момент количества движения.

Анализ эксперимента показывает, что нарушение симметрии во всех случаях происходит по определ. закону, т. е. члены лагранжиана, нарушающие симметрию, имеют заданные трансформационные свойства в группе. Знание этого закона позволяет сделать очень важные предсказания относительно поведения частиц в условиях нарушенной симметрии. Так, исходя из закона нарушения SU_6 - и SU_3 -симметрий, можно при относительно небольшом числе эмпирически подбираемых параметров получить расщепление масс Э. ч., входящих в унитарные супермультиплеты и совпадающих в пределе точной симметрии (подробнее см. *Унитарная симметрия*). Знание характера нарушения симметрии электромагнитными и слабыми взаимодействиями позволяет установить полезные правила отбора для различных процессов и указать ряд нетривиальных связей между отдельными матричными элементами (см. *Электромагнитные взаимодействия и Слабые взаимодействия*). Закономерный характер нарушения симметрии наводит на мысль о существовании спец. динамич. механизма, ответственного за эти нарушения. В этом направлении ведутся интенсивные научные исследования.

Обращает на себя также внимание наличие безупрочной взаимосвязи между степенью симметрии взаимодействия и его силой (или величиной характерной константы связи). Чем шире симметрия (выше ранг соответствующей группы), тем сильнее взаимодействие. С этой точки зрения, единый класс сильных взаимодействий можно разбить на подклассы, обладающие разной симметрией. При этом несколько идеализированно предполагается, что подклассы существуют независимо и различаются характером вызываемых ими эффектов. С указанной оговоркой можно утверждать, что SU_6 -симметрия имеет место в пределе очень сильных взаимодействий (на порядок сильнее обычных сильных взаимодействий), SU_3 -симметрия — для просто сильных взаимодействий, нарушенная SU_3 -симметрия (с расщеплением масс Э. ч. в унитарных супермультиплетах) — для среднесильных взаимодействий (эффективная константа 10^{-1} от квадрата константы сильных взаимодействий g^2). Дальнейшее нарушение SU_3 -симметрии осуществляется электромагнитными взаимодействиями (эффективная константа $\sim 10^{-2} g^2$) и затем слабыми взаимодействиями (эффективная константа $10^{-14} g^2$).

Связь между силой взаимодействия и характером симметрии имеет место не только для симметрий, описываемых непрерывными группами, но и для симметрий, отвечающих дискретным группам. В теории Э. ч. важное значение имеют 3 типа дискретных преобразований, генерируемых: замкнутой частицей на античастицу (*зарядовое сопряжение C*), заменой r на $-r$ (инверсия пространства P) и заменой t на $-t$ (инверсия времени T) [см. *Четность*]. Локальная теория поля инвариантна относительно произведения преобразований C, P и T (т. н. *CPT-теорема*, или *Людерса — Паули теорема*) [8].

Эксперимент указывает, что сильные взаимодействия с большой степенью точности порознь C -, P - и T -инвариантны; возможные нарушения C - (и T -) инвариантности, если они имеют место, по своей величине не превышают 1%. Электромагнитные взаимодействия P -инвариантны, но, возможно, заметно нарушают C - (и T -) инвариантность. Наконец, слабые взаимодействия полностью нарушают C -, P - и, возможно,

T-инвариантность. Т. о., степень симметрии безусловно понижается при ослаблении взаимодействия.

Связь степени симметрии и силы взаимодействия — несомненное свидетельство специфич. особенностей динамики взаимодействия, к-рую предстоит еще изучить. Обнадеживающие результаты в этом направлении (ослабление силы взаимодействия при уменьшении степени симметрии) получены при попытках построения единой теории поля (В. Гейзенберг и др. [4]).

Изучение симметрий сильных взаимодействий переплетается с решением проблемы о существовании истинно элементарных частиц. Обычный анализ свойств симметрии не отдает предпочтения тем или иным Э. ч. Все частицы, как составляющие данный унитарный супермультиплет, так и члены др. супермультиплетов, выступают равноправно и с математич. точки зрения являются различными компонентами неприводимых представлений группы (неприводимое представление группы — это совокупность величин, линейно преобразующихся друг через друга при преобразовании группы. См. также *Группа*). Однако часть неприводимых представлений каждой группы является выделенной в том отношении, что перемножением их компонент можно получить компоненты всех остальных неприводимых представлений группы. Эти представления наз. фундаментальными. Число их равно спец. характеристике группы — ее рангу. Для группы SU_3 ранг равен двум, для группы SU_6 — пяти. Математич. выделенность фундаментальных представлений группы могла бы в принципе вести к физ. выделенности соответствующих им частиц. Эти частицы, при условии их существования, могли бы претендовать на роль истинно элементарных частиц, т. к. путем слияния таких частиц и античастиц можно было бы построить все другие наблюдаемые Э. ч. Число таких истинно элементарных частиц всегда было бы конечным, т. к. оно определялось бы рангом группы и размерностью ее фундаментальных представлений.

Анализ групп SU_3 и SU_6 , отвечающих наблюдаемым симметриям, показывает, что фундаментальным представлениям этих групп соответствуют весьма необычные частицы, получившие название кварков. Эти частицы, если они существуют, должны обладать дробными электрич. зарядами, кратными $1/3$, и барионным зарядом, равным $1/3$. Тщательные поиски частиц дробного электрич. заряда пока не дали положительных результатов. Можно утверждать, что таких частиц, во всяком случае с массой до $5 B_{\text{э}}$, не существует. Т. о., либо подобные истинно элементарные частицы очень тяжелые (с массой $\sim 10 B_{\text{э}}$ или выше), и в этом случае должны наблюдаться гигантские дефекты масс при построении из них других Э. ч. (т. к. массы известных Э. ч. $\leq 2 B_{\text{э}}$), либо истинно элементарных частиц вообще не существует.

При отсутствии динамич. теории мы не можем, вообще говоря, обнаружив ту или иную группу симметрии, сказать, каким из ее неприводимых представлений отвечают реальные частицы, а каким нет. Не существует принципа обязательности заполнения всех неприводимых представлений группы, хотя эта возможность и наиболее простая. Динамика системы может запрещать заполнение нек-рых представлений. Необнаружение частиц, отвечающих фундаментальным представлениям, может также указывать на то, что в силу динамики вообще невозможно построение всех Э. ч. из нек-рого конечного их числа. В этом случае все Э. ч. должны трактоваться на равной основе (даже если их число бесконечно велико). Наблюдаемые симметрии при этом возникают в результате многочисленных взаимных превращений сильнодействующих Э. ч. и являются выражением условия, при к-ром достигается самосогласование всех этих превращений. Частицы в этом случае

разбиваются на группы, соответствующие унитарным супермультиплетам.

Др. возможность, отмеченная во введении, состоит в поисках элементарных сущностей совершенно иного типа. Можно было бы отказаться от мысли, что конечное число Э. ч., в том смысле этого термина, к-рый указан в начале статьи, может быть основными кирпичиками мироздания. Вместо этого можно было бы предположить, что большая совокупность Э. ч. (возможно бесконечная), напр. все барионы или все мезоны, должна рассматриваться как проявление единой сущности, скажем, как уровни возбуждения о д н о й системы, описываемой неким полем. Трудно сказать, каким должно быть число этих систем. Предполагается, что оно должно быть конечным. Возможно удастся свести все к одной системе и тем самым реализовать давнюю идею единой теории поля. Может быть, именно на этом пути удастся одновременно преодолеть трудности полевой теории, в частности трудности, связанные с вычислением масс Э. ч. и констант взаимодействия.

Все сказанное выше о симметриях и поисках истинно элементарных объектов относится к сильнодействующим частицам — мезонам и барионам. Именно в этих двух группах частиц наблюдается быстрое нарастание числа составляющих, здесь обнаружена группировка частиц по мультиплетам и здесь вопрос об элементарных сущностях стоит особенно остро. Для лептонов эти проблемы в такой форме не возникают. Число лептонов относительно невелико и пока не меняется (исключение составило обнаружение 2-го типа нейтрино). Кроме того, лептоны не обладают сильными взаимодействиями и не проявляют каких-либо «внутренних» симметрий. Возможно, эти два обстоятельства связаны. Малость массы лептонов может быть обусловлена той же причиной. В этом случае решение проблемы происхождения лептонов следует искать на совершенно иной основе, чем для других Э. ч. Нельзя, однако, исключить возможности, что резонансные состояния лептонов (аналоги резонансов для бозонов и барионов) существуют, но их наблюдение затруднено чисто экспериментальными причинами, напр. трудностью регистрации фотонов, если лептоны распадаются с излучением фотонов, и т. п. Число же относительно стабильных лептонов (типа мюонов) может быть уменьшено, а их массы расположены далеко друг от друга именно из-за отсутствия сильных взаимодействий. Попытки рассмотрения мюона как возбужденного состояния электрона неоднократно предпринимались, и неудачи на этом пути могут быть связаны с недостаточной полной информацией о свойствах лептонов. Вопрос о том, как соотносятся лептоны с др. группами Э. ч., еще не ясен и ждет своего разрешения.

Э. ч. и строение материи. Э. ч. — мельчайшие частицы материи, и, следовательно, их свойства и особенности взаимодействия должны обуславливать свойства материи в большом. Еще не все связи подобного рода прослежены до конца, однако общие контуры такой взаимной обусловленности можно наметить.

Безусловно, что барионы (в первую очередь протоны и нейтроны) и связанные с ними сильными взаимодействиями мезоны (в особенности π -мезоны) составляют основу строения атомных ядер вещества, хотя мы пока не в состоянии описать его во всех деталях. Большая сила взаимодействий является причиной исключит. прочности этих образований. Электроны, связываясь с ядрами электромагнитными взаимодействиями, образуют атомы вещества, а последние за счет тех же электромагнитных взаимодействий — все многообразие молекулярных соединений. Их свойства, во всяком случае в принципе, полностью обуславливаются особенностями электромагнитных

взаимодействий. Роль слабых взаимодействий в строении вещества в обычных условиях незначительна: она сводится к медленной перестройке ядер за счет *бета-распада* и *K-захвата*.

В масштабах Вселенной относит. роль различных классов взаимодействий и отдельных Э. ч. может заметно изменяться [9]. По совр. представлениям источники энергии большинства звезд являются процессы термоядерного синтеза (см. *Термоядерные реакции*), связанные с сильными взаимодействиями. Однако для образования исходных продуктов синтеза из протонов решающую роль играют слабые взаимодействия. Их роль может быть также весьма существенной на промежуточных этапах синтеза.

В диссипации звездной энергии определяющая роль принадлежит электромагнитным взаимодействиям (излучение фотонов), однако слабые взаимодействия на отдельных фазах эволюции звезд могут заметно конкурировать с ними и приводить к мощному нейтринному излучению. На конечных фазах эволюции звезд существенную роль в их строении могут играть возбужденные состояния барионов (гипероны); это т. н. гиперонные звезды. Неожиданной для явлений во Вселенной может оказаться роль кварков — претендентов на место истинно элементарных частиц. Как уже отмечалось, эти частицы должны быть очень тяжелыми, и при образовании из них обычных частиц должны выделяться огромные количества энергии. Вместе с тем в астрофизике известны объекты с гигантскими масштабами энерговыделения (напр., *сверхзвезды*, взрывающиеся ядра галактик). Астрофизики подчеркивают также необычность свойств вещества этих объектов. Не исключено, что это вещество в значит. мере построено из кварков или, может быть, из каких-то других, еще не известных нам типов Э. ч.

До последнего времени представляет загадку зарядовая несимметрия окружающего нас мира. Околосолнечное пространство и, по-видимому, вся наша Галактика в основном заполнены частицами; никаких следов античастиц в этой части Вселенной пока не обнаружено. Этот факт может быть тесно связан с зарядовой несимметрией (даже небольшой) сильных или электромагнитных взаимодействий. На протяжении миллиардов лет эволюции Вселенной эта несимметрия взаимодействий могла привести к заметным наблюдаемым эффектам.

Очень важную роль в эволюции Вселенной могли бы играть нейтрино. Значит. часть материи прежде и на нынешнем этапе развития Вселенной могла бы быть представлена в форме нейтрино и антинейтрино [10]. Это обстоятельство может легко ускользнуть от наблюдения в силу чрезвычайной сложности детектирования нейтрино. Между тем гравитационные эффекты воздействия нейтринного фона, а также эффекты, связанные с постепенным превращением нейтрино в более просто наблюдаемые формы материи, могут быть весьма существенными. Под влиянием поля тяготения огромные скопления нейтрино могли бы образовывать, напр., своеобразные системы — нейтринные звезды [11].

Из предыдущего рассмотрения полностью было исключено гравитационное взаимодействие. Хорошо изучены только макропроявления классического гравитационного поля; квантовая природа этого поля (излучение гравитонов) пока не наблюдалась в силу исключит. малости эффектов, хотя в принципе она должна проявляться. Вместе с тем гравитационное взаимодействие присуще всем видам материи и всем типам Э. ч., и, хотя оно и очень слабо, на сверхмалых расстояниях ($\sim 10^{-33}$ см) эффекты гравитационного поля могут оказаться решающими и радикально изменить наши представления о природе Э. ч.

Т. о., связь явлений в макро- и микромире, возможно, является значительно более сложной и более взаимоотноисловленной, чем это представляется теперь. Изучение этого аспекта физики Э. ч. только начинается и несомненно будет быстро развиваться в ближайшие годы.

Лит.: 1) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, М., 1957; 2) Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. статей, пер. с англ., М., 1964; 3) Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, ч. 3, М., 1958; 4) Нелинейная квантовая теория поля. Сб. статей, перевод, М., 1959; 5) Нагау К. Л., «Nuovo cimento», 1960, Suppl. al v. 17, ser. 10, № 1, p. 92; 6) Швейбер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963, гл. 18; 7) Вег М. А. В., Раис А., «Phys. Rev.», 1965, v. 137, № 6B, p. 1514; 8) Маршак Р., Судершан А. Э., Введение в физику элементарных частиц, пер. с англ., М., 1962, гл. 3; 9) Бербидж Дж., Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1964; 10) Пантеков Б. М., «УФН», 1963, т. 79, вып. 1, с. 3; 11) Марков М. А., «Phys. Letters», 1964, v. 10, № 1, p. 122. А. А. Комар.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД (e) — наименьший электрический заряд, равный $e = (4,80298 \pm 0,00020) 10^{-10}$ единиц СГСЕ (см. *Системы единиц*). Эмпирич. фактом является то, что передаваемый при взаимодействиях заряд — всегда целое кратное от величины e . Э. э. з. может быть как положительным, так и отрицательным. Все т. н. *элементарные частицы* обладают электрич. зарядом, равным Э. э. з. или нулю [в принципе, он может быть целым кратным Э. э. з., если к числу элементарных частиц отнести метастабильные резонансы (напр., $N_{3/2}^*$ (1238), см. *Резонансные состояния элементарных частиц*)]. Однако не существует к.-л. строгого физич. закона, согласно к-рому Э. э. з. должен быть равен величине e . В частности, в теории элементарных частиц предлагались гипотетич. схемы, в к-рых существ. роль играют частицы с зарядами, кратными $1/3 e$ (т. н. кварки); экспериментально такие частицы не наблюдались. Первые точные измерения величины Э. э. з. были выполнены в 1911 г. Р. Милликеном.

Лит.: 1) Шпольский Э. В., Атомная физика, 5 изд., т. 1, М., 1963, гл. 1; 2) Спроул Р., Современная физика, пер. с англ., М., 1961. И. М. Дремин.

ЭЛЕМЕНТЫ ГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ — см. *Химические источники тока*.

ЭЛЕМЕНТЫ ХИМИЧЕСКИЕ — совокупность атомов с одинаковым зарядом атомных ядер. Все Э. х. имеют *изотопы*. К 1965 г. открыто в природе и получено искусственно 104 Э. х. Естественную систематику Э. х. на основе электронной структуры их атомов дает *периодическая система* химических элементов Д. И. Менделеева. Свойства отдельных Э. х. описаны в статьях о них.

Для Э. х. характерна различная распространенность их в природе, обусловленная числом и распространенностью их изотопов. Так, напр., у редкоземельных элементов большая распространенность Э. х. с четными атомными номерами $Z^{\text{чет}}$ обусловлена тем, что у этих Э. х. больше изотопов, чем у Э. х. с $Z^{\text{неч}}$ вследствие закономерностей в строении их атомных ядер. Кривая космич. распространенностей нуклидов имеет большое значение для изучения как процессов образования Э. х. во Вселенной, так и закономерностей строения атомных ядер.

И. П. Селинов.
ЭЛИНВАР — сплав, содержащий 36% Ni, 12% Cr, остальное Fe (состав может неск. варьироваться), обладающий в определ. интервале темп-р аномально низким темп-рым коэфф. модуля упругости (см. *Инварные магнитные сплавы*).

ЭЛЛИПСОИД ИНЕРЦИИ — поверхность, характеризующая распределение моментов инерции тела относительно пучка осей, проходящих через фиксированную точку O . Э. и, строится как геометрич.

место концов отрезков $OK = 1/\sqrt{I_1}$, отложенных вдоль Ol от точки O , где Ol — любая ось, проходящая через точку O , I_1 — момент инерции тела относительно этой оси (см. рис.). Центр Э. и. совпадает с точкой O , а его ур-ние в произвольно проведенных координатных осях $Oxyz$ имеет вид

$$I_x x^2 + I_y y^2 + I_z z^2 - 2I_{xy}xy - 2I_{yz}yz - 2I_{zx}zx = 1,$$

где I_x, I_y, I_z — осевые, а I_{xy}, I_{yz}, I_{zx} — центробежные моменты инерции тела относительно указанных координатных осей. В свою очередь, зная Э. и. для точки O , можно найти момент инерции относительно любой оси Ol , проходящей через эту точку, из равенства $I_l = 1/R^2$, измерив в соответствующем масштабе расстояние $R = OK$.

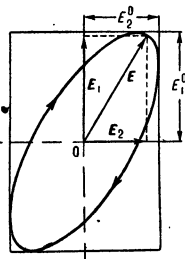
Для каждой связанной с телом точки можно построить свой Э. и. При этом Э. и., построенный для центра масс тела, наз. центральным Э. и. Главные оси Э. и. наз. главными осями инерции тела для данной точки, а главные оси центрального Э. и. наз. главными центральными осями инерции тела. Если в качестве координатных осей выбрать главные оси инерции $O\xi\eta\zeta$, то все центробежные моменты инерции обратятся в нули и ур-ние Э. и. примет вид $I_\xi \xi^2 + I_\eta \eta^2 + I_\zeta \zeta^2 = 1$. С. М. Тарг.

ЭЛЛИпсоИД ПОЛЯРИЗАЦИИ — см. *Поляризация света*.

ЭЛЛИПТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА — вид *поляризации света*, при к-ром в каждой точке пространства вектор E напряженности электрич. (а также и магн.) поля световой волны равномерно вращается с частотой, равной частоте световых колебаний, а конец вектора описывает эллипс. Эллиптически поляризованную световую волну можно представить как сумму двух когерентных линейно-поляризованных световых волн, у к-рых колебания E совершаются в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях (см. *Поляризация волн*). Колебания электрич. полей E_1 и E_2 этих волн в точке пространства можно записать так:

$$E_1 = E_1^0 \sin \omega t, \quad E_2 = E_2^0 \sin (\omega t + \delta), \quad (1)$$

где E_1^0 и E_2^0 — амплитуды, ω — циклич. частота, δ — постоянная разность фаз рассматриваемых световых волн. На рис. показана ориентация векторов E_1 и E_2 в пространстве и ориентация эллипса, описываемого концом вектора результирующего электрич. поля E , равного в каждый момент времени векторной сумме E_1 и E_2 (предположено, что свет распространяется перпендикулярно плоскости чертежа к наблюдателю). Приведенный случай соответствует правополяризованному свету. Ур-ние эллипса в координатах E_1 и E_2 имеет вид:



$$\left(\frac{E_1}{E_1^0}\right)^2 + \left(\frac{E_2}{E_2^0}\right)^2 - 2 \frac{E_1 E_2}{E_1^0 E_2^0} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (2)$$

Эллипс вписан в прямоугольник со сторонами $2E_1^0$ и $2E_2^0$. Если разность фаз $\delta = 0$, или $\delta = k\pi$, где k — целое число, то эллипс превращается в прямую, и Э. п. переходит в линейную поляризацию. Если $\delta = k\pi/2$, где k — нечетное целое число, и $E_1^0 = E_2^0$, то эллипс становится кругом (круговая поляризация света). Ориентация эллипса зависит E_1 и E_2 зависит от δ . Эллиптически-поляризованный свет м. б. получен пропусканием линейно-поляризованного света через кристаллич. пластинки (см. *Кри-*

сталлооптика, Двойное лучепреломление), а также при *отражении света*.

Поляризация света обусловлена структурными свойствами квантов света — *фотонов*. Круговой поляризации света соответствует ориентация спина фотона вдоль направления распространения света. Линейную поляризацию света следует рассматривать как суперпозицию двух равновероятных состояний фотонов — с ориентациями спина вдоль направления распространения и против него. Наконец, Э. п. можно трактовать как сумму круговой и линейной поляризаций, что м. б. также представлено как проявление ориентации спинов фотонов.

Лит.: 1) Борн М., *Оптика*, Харьков — Киев, 1937; 2) Шубников А. В., *Оптическая кристаллография*, М. — Л., 1950; 3) Соколов А. А., *Введение в квантовую электродинамику*, М., 1958. Ф. А. Королев.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ИНТЕГРАЛЫ — интегралы вида $\int R(x, y) dx$, где $R(x, y)$ — рациональная функция x и $y = \sqrt{P(x)}$, а $P(x)$ — многочлен третьей или четвертой степени без кратных корней.

Под Э. и. первого рода понимают интеграл

$$\int_0^x \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}} = \int_0^\varphi \frac{d\alpha}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha}}, \quad (1)$$

под Э. и. второго рода — интеграл

$$\int_0^x \sqrt{\frac{1-k^2t^2}{1-t^2}} dt = \int_0^\varphi \sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha} d\alpha, \quad (2)$$

где k — модуль Э. и., $0 < k < 1$ ($x = \sin \varphi$, $t = \sin \alpha$). Интегралы в левых частях равенств (1) и (2) наз. Э. и. в нормальной форме Якоби, интегралы в правых частях — Э. и. в нормальной форме Лежандра. При $x = 1$ или $\varphi = \pi/2$ Э. и. наз. полными и обозначаются, соответственно, через

$$K = K(k) = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}} = \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha}}$$

и

$$E = E(k) = \int_0^1 \sqrt{\frac{1-k^2t^2}{1-t^2}} dt = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha} d\alpha.$$

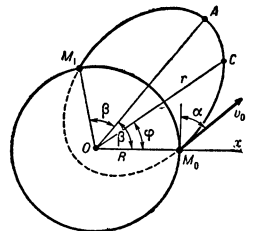
Функции, обратные Э. и., наз. *эллиптическими функциями*.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ТРАЕКТОРИИ — класс траекторий, по к-рым может двигаться свободная материальная точка в ньютоновом поле тяготения. Если пренебречь сопротивлением среды, вращением Земли и нецентральностью ее поля тяготения, то в 1-м приближении Э. т. будет траектория центра масс C тела (см. рис.), к-рому в точке M_0 на расстоянии $OM_0 = R$ от центра Земли O сообщена направленная под углом $\alpha \neq 90^\circ$ к горизонту начальная скорость v_0 , удовлетворяющая неравенству $v_0 < v_2 = \sqrt{2gR}$ (**), где v_2 — т. н. вторая космич. скорость ($v_2 \approx 11,2$ км/сек для R , равного радиусу земного экватора R_0), g — ускорение силы тяготения в точке M_0 . При этом один из фокусов Э. т. совпадает с центром Земли.

Если направить полярную ось Ox вдоль вертикали OM_0 , то ур-ние Э. т. в полярных координатах r и φ будет: $r = p/[1 - e \cos(\varphi - \beta)]$, где p (фокальный параметр), e (эксцентриситет) и β (угол между осью Ox и фокальной осью OA , являющейся осью симметрии Э. т.) — постоянные, определяемые через начальные данные R, v_0 , а равенствами:

$$p = \frac{v_0^2 \cos^2 \alpha}{g}, \quad \text{tg } \beta = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{2(gR - v_0^2 \cos^2 \alpha)},$$

$$e = \sqrt{1 + \frac{v_0^2 \cos^2 \alpha}{g^2 R^2} (v_0^2 - 2gR)}. \quad (***)$$



Последняя ф-ла показывает, что при выполнении условия (*) $e < 1$ и точка C действительно описывает Э. т. Если же $v_0 = v_2$ или $v_0 > v_2$, то траекторией будет соответственно парабола ($e = 1$) или гипербола ($e > 1$).

Когда $\alpha \neq 1$, Э. т. пересекается со сферой радиуса R (с поверхностью Земли) в точке M_1 . Подобные Э. т. будут у баллистич. ракет при свободном полете. Дальность полета S , равная длине дуги M_0M_1 , определяется равенством $S = 2R\beta$, где β вычисляется по второй из ф-л (**). Начальная скорость, необходимая для получения заданной дальности S , зависит как от величины S , так и от угла α и будет наименьшей при $\alpha = 45^\circ - \beta/2$. Когда дальность S очень мала по сравнению с R , Э. т. вырождается в параболическую (траектория свободного полета в однородном поле тяжести при отсутствии сопротивления).

Особым является случай, когда $\alpha = 0$ и $v_1 \leq v_0 < v_2$, где $v_1 = \sqrt{gR}$ — т. н. круговая или 1-я космич. скорость (при $R = R_0$ $v_1 \approx 7,9$ км/сек). В этом случае вершина A Э. т. совпадает с точкой M_0 , а сама Э. т. будет охватывать сферу радиуса R . Такие замкнутые Э. т. описывают спутники Земли искусственные. При $\alpha = 0$ и $v_0 = v_1$ Э. т. вырождается в окружность (круговая орбита).

Лит.: Погорелов Д. А., Теория кеплеровых движений летательных аппаратов, М., 1961 (имеется библиография).

С. М. Тара.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ — ф-ции, связанные с обращением эллиптических интегралов; они играют важную роль во мн. вопросах математики и механики (точное определение Э. ф. см. ниже). Подобно тому как простейшая тригонометрич. ф-ция $u = \sin x$ является обратной по отношению к интегралу $x = \int_0^u \frac{d\tau}{\sqrt{1-\tau^2}} = \arcsin u$, так одна из Э. ф. Якоби $u = \operatorname{sn}(x; k) = \operatorname{sn} x$ является обратной по отношению к эллиптич. интегралу 1-го рода (в нормальной форме Якоби):

$$x = \int_0^u \frac{d\tau}{\sqrt{(1-\tau^2)(1-k^2\tau^2)}} \quad (1)$$

(k — постоянная, наз. модулем). К ней приводит, напр., задача о математич. маятнике. Чтобы определить остальные Э. ф. Якоби, заменим в (1) τ через $\sin \alpha$ и получим:

$$x = \int_0^\varphi \frac{d\alpha}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha}}; \quad (\sin \varphi = u). \quad (2)$$

Ф-ция, обратная (2), наз. амплитудой и обозначается

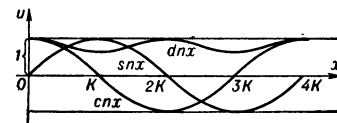


Рис. 1.

$\varphi = \operatorname{am} x$ (она не является Э. ф.); через нее $\operatorname{sn} x$ выражается так: $\operatorname{sn} x = \sin \varphi = \sin \operatorname{am} x$, и потому наз. синусом амплитуды. Две другие Э. ф. Якоби — косинус амплитуды и дельта амплитуды:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{cn} x &= \cos \varphi = \cos \operatorname{am} x, \\ \operatorname{dn} x &= \sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi} = \Delta \operatorname{am} x \end{aligned} \right\}.$$

Ф-ции $\operatorname{sn} x$, $\operatorname{cn} x$ и $\operatorname{dn} x$ связаны двумя алгебраич. соотношениями:

$$\operatorname{sn}^2 x + \operatorname{cn}^2 x = 1; \quad k^2 \operatorname{sn}^2 x + \operatorname{dn}^2 x = 1.$$

На рис. 1 представлен вид графиков Э. ф. Якоби для x действительного (при условии $0 < k < 1$); здесь

$$K = \int_0^1 \frac{d\tau}{\sqrt{(1-\tau^2)(1-k^2\tau^2)}} - \text{полный эллиптич. ин-}$$

теграл 1-го рода и $4K$ — основной период Э. ф. $\operatorname{sn} x$. В отличие от однопериодич. ф-ции $\sin x$, ф-ция $\operatorname{sn} x$ дwoякопериодическая. Ее второй основной период

$$\text{равен } 2iK', \text{ где } K' = \int_0^1 \frac{d\tau}{\sqrt{(1-\tau^2)[1-(k')^2\tau^2]}}$$

$k' = \sqrt{1-k^2}$ — дополнит. модуль. Все периоды, нули и полюсы Э. ф. Якоби даются выражениями, сведенными в след. таблицу, в k -рой m и n — любые целые числа:

Функции	Периоды	Нули	Полюсы
$\operatorname{sn} z$ $\operatorname{cn} z$ $\operatorname{dn} z$	$4Km + 2iK'n$ $4Km + (2K + 2iK')n$ $2Km + 4iK'in$	$2K + 2iK'n$ $(2m+1)K + 2iK'n$ $(2m+1)K + (2n+1)iK'$	$2mK + (2n+1)iK'$

Э. ф. Вейерштрасса $u = \wp(x)$ может быть определена как обратная интегралу

$$x = \int_\infty^u \frac{d\tau}{\sqrt{4\tau^3 - g_2\tau - g_3}} \quad (3)$$

(g_2 и g_3 — инварианты). При этом предполагается,

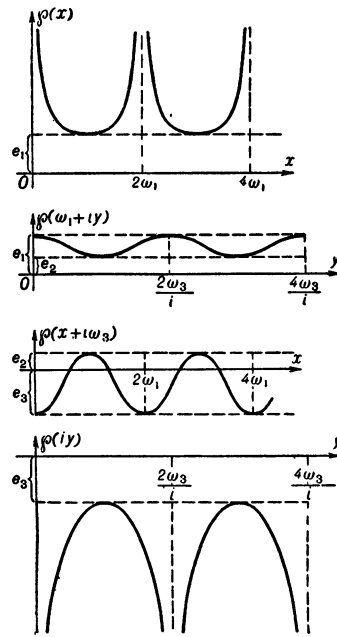


Рис. 2.

что нули e_1, e_2 и e_3 многочлена $4\tau^3 - g_2\tau - g_3$ различны между собой [в противном случае интеграл (3) выражался бы через элементарные ф-ции]. Если, в частности, числа e_1, e_2 и e_3 действительные и различные [это будет при условии, что g_2 и g_3 — действительные числа, и $\Delta =$

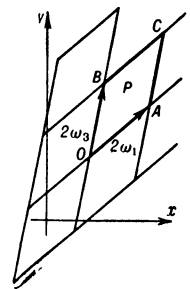


Рис. 3.

$$= (g_2^3 - 27g_3^2)/16 > 0], \text{ причем } e_1 > e_2 > e_3, \text{ то}$$

$$2\omega_1 = \int_{e_1}^\infty \frac{d\tau}{\sqrt{(\tau-e_1)(\tau-e_2)(\tau-e_3)}}$$

$$2\omega_3 = i \int_{-\infty}^{e_3} \frac{d\tau}{\sqrt{(e_1-\tau)(e_2-\tau)(e_3-\tau)}}$$

будут основными периодами Э. ф. $\wp(z)$. Эта ф-ция принимает тогда действит. значения не только при $z = x$, но и при $z = \omega_1 + iy, z = x + i\omega_3$ и $z = iy$; на рис. 2 представлены соответствующие графики. Если z описывает прямоугольник: $0 < x < \omega_1, 0 < y < \omega_3/i$, то $w = \wp(z)$ описывает нижнюю полу-плоскость, причем соответствие между z и w является

взаимно однозначным и конформным. С $\operatorname{sn}(z, k)$ ϕ -ция $\wp(z)$ связана зависимостью:

$$\frac{\sqrt{e_1 - e_3}}{\sqrt{\wp(z) - e_3}} = \operatorname{sn}\left(\sqrt{e_1 - e_3}; \sqrt{\frac{e_2 - e_3}{e_1 - e_3}}\right)$$

Определение: Θ . ϕ . — любая мероморфная (см. Аналитические функции) двоякопериодическая ϕ -ция $f(z)$.

Пусть $2\omega_1$ и $2\omega_2$ (отношение ω_2/ω_1 — мнимое) — основные периоды ϕ -ции $f(z)$, тогда $f(z + 2\omega_1 m + 2\omega_2 n) = f(z)$ при $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ В силу этого достаточно изучить $f(z)$ в к.-л. ее параллелограмме периодов P (рис. 3); в P , кроме его внутр. точек, причисляются точки сторон OA и OB , исключая вершины A и B . Имеют место след. теоремы Лиувилля: сумма, разность, произведение и частное Θ . ϕ . есть Θ . ϕ .; производная Θ . ϕ . есть Θ . ϕ .; если Θ . ϕ . $\neq \operatorname{const}$, то число N ее полюсов в P (с учетом кратности полюсов) ≥ 2 ; ур-ние $f(z) = a$ при любом a имеет N корней в P ; суммы корней для двух разных a могут различаться только на нек-рый период $\Omega (= 2m\omega_1 + 2n\omega_2)$.

Лит.: А х и з е р Н. И., Элементы теории эллиптических функций, М. — Л., 1948; У и т т е к е р Э. Т., В а т с о н Д. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., ч. 2, 2 изд., М., 1963; М а р к у ш е в и ч А. И., Краткий курс теории аналитических функций, 2 изд., М., 1961; Я н к е Е., Э м д е Ф., Л е ш Ф., Специальные функции. Формулы, графики, таблицы, пер. с нем., М., 1964.

ЭМАГРАММА — один из видов аэрологических диаграмм для исследования вертикального распределения темп-ры и влажности воздуха, запасов энергии в различных слоях атмосферы и пр. На Θ . по оси абсцисс нанесены темп-ра в линейной шкале, по оси ординат — давление в логарифмич. шкале; на ней проведены также линии равных значений уд. влажности для насыщенного воздуха, сухие и влажные (конденсационные) адиабаты.

ЭМАН (Е) — единица концентрации радиоактивного вещества в воде или воздухе, равна $1 \cdot 10^{-10}$ кюри/л. Единица Θ . применяется редко.

ЭМАНАЦИЯ (р а д о н) E_m — радиоактивный химич. элемент нулевой группы периодич. системы, порядковый номер 86, массовое число наиболее долгоживущего изотопа 222. Θ . имеет 3 естественных радиоактивных изотопа, принадлежащих к радиоактивным семействам: E_m^{222} ($T_{1/2} = 3,825$ дня) — радон Rn — продукт α -распада Ra^{226} (семейство U^{238}); E_m^{220} ($T_{1/2} = 51,5$ сек) — торон Tn — продукт α -распада ThX (семейство Th^{232}); E_m^{219} ($T_{1/2} = 3,92$ сек) — актинон Ap — продукт α -распада AcX (семейство Ac^{235}). Получены искусственные радиоактивные изотопы Θ . Нек-рые из них: E_m^{215} , E_m^{216} , E_m^{217} , E_m^{218} встречаются соответственно в рядах распада искусственных радиоактивных изотопов U^{227} , U^{228} , U^{229} , Ra^{230} . E_m принято называть радонем по наиболее долгоживущему ее изотопу E_m^{222} . При комнатной темп-ре Rn — одноатомный газ, $t_{кип}^0 = 62^\circ$ до -65° С, $t_{пл}^0 = 71^\circ$ С; химически инертен. Содержание Rn вблизи поверхности Земли — ~ 1 атом/см³, Tn — в неск. тысяч раз меньше, в атмосфере содержится $6 \cdot 10^{-18}\%$ Rn по объему. Количество Rn , Tn и Ap устанавливаются электрометрич. измерениями.

Лит.: 1) Б р е с л е р С. Е., Радиоактивные элементы, 3 изд., М. — Л., 1957; 2) Б р о д с к и й А. И., Химия изотопов, М., 1952. И. П. Селюгов.

ЭМУЛЬСИИ — микронеоднородные дисперсные системы, состоящие из 2 жидких фаз, одна из которых образует изолированные капельки размером 10^{-6} — 10^{-3} см. Возникают при механ. (напр., ультразвуковом) диспергировании одной жидкости в другой или при самопроизвольном образовании капелек новой жидкой фазы из метастабильных (пересыщенных) гомогенных растворов (при т. н. коацервации и пр.). При малых значениях поверхностного натяжения σ на границе раздела жидких фаз (менее $0,1$ эрг/см², напр. вблизи критич. точки смешения) осуществляется самопроизвольное эмульгирование под действием теплового движения молекул, приводящее к возникновению термодинамически устойчивых коллоидных систем.

При достаточно больших значениях σ Θ . агрегатируются неустойчивы. Капли Θ . при столкновении сливаются в более крупные, происходит т. н. коалесценция. Для повышения стабильности Θ . применяют эмульгаторы — дифильные поверхностно-активные вещества, снижающие σ и образующие на поверхности капелек прочный стабилизирующий слой — т. н. структурно-механ. барьер, препятствующий коалесценции. В образовании стабилизирующих слоев могут принимать участие также частицы высокодисперсных суспензий. Стабильные концентрированные Θ . могут содержать свыше 90% дисперсной фазы, образующей в этом случае ячеистую, пенообразную («спумоидную») структуру.

Для разрушения Θ . применяют деэмульгаторы — вещества, обладающие высокой поверхностной активностью, но не образующие прочные структурно-механ. барьеры. Дестабилизации (или обращения фаз) иногда достигают также термомехан. обработкой. Разрушать Θ . воды в нефтепродуктах можно постоянными и переменными электрич. полями, вызывающими образование цепочечных агрегатов из капелек водной фазы и облегчающими их коалесценцию.

Лит.: 1) К л е й т о н В., Эмульсии. Их теория и технические применения, пер. с англ., М., 1950; 2) В о ю к к и й С. С., Курс коллоидной химии, М., 1964, с. 395—410. И. Н. Владычев.

ЭМУЛЬСИЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ — полидисперсная система, состоящая из микрокристаллов галогенидов серебра ($AgHal$), диспергированных в желатине или иногда в синтетич. полимерах, и применяемая для получения светочувствит. фотографич. слоев. Светочувствительным веществом Θ . ϕ . являются труднорастворимые галоидные соли серебра. В большинстве высоко- и среднечувствительных Θ . ϕ . это — смешанные кристаллы ($AgBr$ с небольшим, до 5 мол. %, содержанием AgJ). В Θ . ϕ . малочувствительных, применяемых для изготовления фотобумаг, диапозитивных пластинок и нек-рых фототехнич. пленок, это — смесь $AgBr$ и $AgCl$ или чистый $AgCl$.

Желатин в Θ . ϕ . осуществляет защитную функцию, предохраняя микрокристаллы галогенидов серебра от слипания, и образует поверхностные примесные центры на этих кристаллах, т. н. центры светочувствительности.

Галоидное серебро Θ . ϕ . образуется в процессе эмульсионной реакции в результате проводимой в темноте или при неактивном освещении реакции, происходящей в желатиновой среде при темп-ре 30 — 70° С между ионами серебра или серебряно-аммиачного комплекса и ионами галоида. Галоидное серебро Θ . ϕ . (эмульсионные микрокристаллы), несмотря на большое разнообразие внешних форм, кристаллизуется в кубич. системе. В присутствии аммиака образуются сравнительно однородные по размерам сфериды, а в отсутствие аммиака — таблички, в основном треугольные и шестиугольные. Средний размер эмульсионных микрокристаллов колеблется от $0,03$ μ для липпмановских и особомелкодисперсных ядерных Θ . ϕ . до 1 — 2 μ для высокочувствительных и рентгеновских Θ . ϕ .

При эмульсификации протекают 2 процесса: возникновение зародышей конденсации и их рост до коллоидных размеров за счет выделяющегося из пересыщенного раствора твердого вещества. Процесс роста зародышей постепенно переходит в процесс перекристаллизации $AgHal$, т. н. процесс первого или физического созревания, идущего обычно при тех же темп-рах, что и эмульсификация. Резкой границы между этими двумя процессами провести нельзя. Физич. созревание происходит тогда, когда раствор сильно пересыщен по отношению к более крупным микрокристаллам, будучи ненасыщен-

ным по отношению к мельчайшим, в результате чего последние начинают растворяться, т. е. происходит рост более крупных частиц за счет растворения мелких (т. н. оствальдовское созревание). Одновременно в процессе физич. созревания может идти укрупнение микрорекристаллов за счет коаалесценции — слипания частиц с последующей перекристаллизацией.

Размерами микрорекристаллов $AgHal$ определяется в большой степени результирующая светочувствительность Δ ф. (рис. 1), а также спектральное рассеяние света эмульсионными слоями (рис. 2). Уменьшению дисперсности Δ ф. в процессе созревания спо-

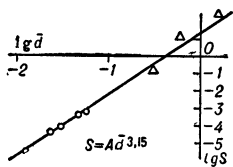


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость светочувствительности фотографич. эмульсии ($lg S$) от среднего диаметра микрорекристаллов галогенида серебра ($lg d$).

Рис. 2. Спектральное рассеяние света эмульсионными слоями, содержащими микрорекристаллы различной степени дисперсности; числа у кривых — средние площади проекции микрорекристаллов в μ^2 ; ΔD — разность между направленной и диффузной оптич. плотностями.

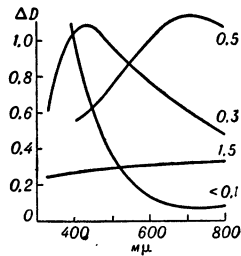


Рис. 2.

собствуют увеличению времени созревания, а также все факторы, повышающие растворимость галогидного серебра (увеличение концентрации ионов галогенида или аммиака в дисперсионной среде и повышение темп-ры процесса).

По достижении микрорекристаллами $AgHal$ желаемых размеров физич. созревание прекращают, удаляя из Δ ф. (промыванием, центрифугированием, седиментацией или коагуляцией) соли, способствующие процессу перекристаллизации.

Отмытые Δ ф. или коагуляты после диспергирования в желатиновом растворе подвергаются второму или химическому созреванию. В этом процессе, идущем при $40-50^\circ C$, происходит *сенсibilизация химическая*, в результате значительно повышается светочувствительность Δ ф.

Химич. сенсibilизацией синтез Δ ф. заканчивается. Перед поливом Δ ф. на подложку в нее вводят различные вещества: стабилизаторы, повышающие сохранность эмульсионных слоев; смачиватели, улучшающие равномерность полива; дубители, повышающие прочность эмульсионного слоя к темп-рным воздействиям; оптич. сенсibilизаторы, расширяющие спектральную область чувствительности Δ ф. (см. *Сенсibilизация оптическая*). Δ ф. поливается на подложку слоем толщиной от $5-6$ до $25-30 \mu$.

Лит.: 1) Ляликов К. С., Теория фотографических процессов, М., 1960; 2) Элиман В. Л. и Леви С. М., Основы синтеза и полива фотографических эмульсий, М., 1960; 3) Чибисов К. В., Основные проблемы химии фотографических эмульсий, М., 1962; 4) Джеймст Т., Хиггинс Дж., Основы теории фотографического процесса, пер. с англ., М., 1954; 5) Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д., Исследование элементарных частиц фотографическим методом, пер. с англ., М., 1962; 6) Чибисов К. В., «Хим. наука и пром-сть», 1958, т. 3, № 5, с. 556. Р. Р. Протас.

ЭНАНТИОМОРФИЗМ (в кристаллографии и) — свойство нек-рых кристаллов существовать в правой и левой модификациях. Δ возможен в кристаллах, не имеющих элементов симметрии 2-го рода, т. е. в 11 классах кристаллов чисто осевой симметрии, не содержащих плоскостей, центров и зеркальных осей симметрии. Такой геометрич. Δ приводит к Δ физич. свойств: в кристаллах указанных 11 клас-

сов могут наблюдаться оптич. активность, в 10 из них — пьезоэлектрич. явления, а в 5 — также и пироэлектрич. явления. Пример кристалла, обладающего как геометрическим, так и физич. Δ , — кварц.

ЭНДОВИБРАТОР — см. *Объемный резонатор*.

ЭНЕРГИЯ СОХРАНЕНИЯ ЗАКОН — общий закон природы, согласно к-рому энергия любой замкнутой материальной системы при всех процессах, происходящих в системе, сохраняется; энергия при этом только превращается из одной формы в другую (материальная система может рассматриваться как замкнутая, если взаимодействием ее с окружающим миром можно пренебречь); если материальная система подвергается внешним воздействиям, в результате к-рых она переходит из одного состояния в другое, то возрастание (убывание) ее энергии равно убыли (возрастанию) энергии взаимодействующих с ней тел и полей.

Сохранение энергии при любых процессах в системе необходимо связано с тем, что изменение энергии, имеющее место при переходе системы из одного (начального) состояния в другое (конечное), зависит только от одних этих состояний, но не от пути (способа) перехода. Др. словами, энергия является однозначной функцией состояния системы. Это положение может рассматриваться как другая формулировка Δ с. з. В *термодинамике* Δ с. з. наз. первым началом (или принципом) термодинамики.

В любой области физических (или химических) явлений Δ с. з. выражается в форме, специфической для данного круга явлений, поскольку энергия определенным образом связана с параметрами, характеризующими данный процесс. См. также *Сохранения законы*.

ЭНЕРГИЯ — общая мера различных процессов и видов взаимодействия. Установлено, что все формы движения превращаются друг в друга в строго определенных количественных отношениях; именно это обстоятельство и позволило ввести понятие об Δ , т. е. позволило измерять различные физич. формы движения и взаимодействия единой мерой. Важность понятия « Δ » определяется тем, что Δ подчиняется закону сохранения. В соответствии с различными формами физич. процессов говорят о различных видах Δ : механической, тепловой, химической, электромагнитной, гравитационной, ядерной и т. д.; эти разграничения имеют несколько условный характер.

Состояние непрерывной среды (в частности, поля) характеризуется плотностью Δ , т. е. Δ ед. объема вблизи данной точки, и потоком Δ — вектором, равным произведению плотности Δ на скорость ее перемещения в данной среде (для электромагнитного поля — вектором Пойнтинга, для упругой среды — вектором Умова).

В *относительности теории* установлена универсальная связь между Δ E и массой m : $E = mc^2$, где c — скорость света в вакууме.

Развитие квантовой физики привело к выводу о возможности квантования Δ , т. е. к установлению того факта, что в нек-рых случаях Δ системы может принимать только дискретный (прерывный) ряд значений. Это имеет место, напр., по отношению к Δ излучения атомов и молекул, Δ колебаний и вращений молекул.

Δ измеряется: в системе СГС — в *эргах*, в системе МКС и СИ — в *джоулях*, в технич. системе — в *килограмм-сила-метрах*; употребляется также внесистемная единица — *электронвольт*.

ЭНЕРГИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ атмосферы — потенциальная энергия атмосферы, определяемая вертикальным распределением темп-ры, а следовательно, и плотности воздуха. См. *Стратификация атмосферы*.

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ — разность между энергией связанного состояния нек-рой совокупности частиц и энергией такого состояния, когда эти частицы разделены и бесконечно удалены друг от друга. Если эти частицы — атомы, образующие молекулу, то речь идет об энергии химич. связи. Если эти частицы — нейтроны и протоны, образующие ядро, то речь идет об Э. с. ядра; существуют и др. виды Э. с. По своей величине Э. с. равна той работе, к-рую необходимо затратить, чтобы разложить систему на составляющие ее частицы. Т. к. при образовании связанного состояния энергия выделяется, то Э. с. — отрицательная величина. Чем больше Э. с. по абс. величине, тем, вообще говоря, прочнее связь.

ЭНТАЛЬПИЯ — потенциал термодинамический, соответствующий выбору в качестве независимых переменных энтропии S , давления p , числа частиц N и нек-рых др. параметров x_i (обобщенных координат). Э. $H(S, p, x, N)$ связана с внутренней энергией $U(S, V, x, N)$ соотношением $H = U + pV$, а ее полный дифференциал имеет вид $dH = T dS + V dp - \sum X_i dx_i + \mu dN$ (X_i — обобщенные силы, V — объем, занимаемый системой, μ — химический потенциал).

Для описания гомогенной системы (напр., жидкости или газа) с постоянным числом частиц в состоянии термодинамич. равновесия достаточно двух независимых переменных — термической S и механической p , поэтому выражение для dH упрощается: $dH = T dS + V dp$. При постоянном давлении ($dp = 0$) изменение Э. равно количеству тепла, сообщенному системе извне. В связи с этим Э. наз. также тепловой функцией или теплосодержанием.

В состоянии термодинамич. равновесия при $p = \text{const}$ и $S = \text{const}$ Э. системы минимальна, т. е. при любом виртуальном изменении состояния $\delta H \geq 0$, когда $\delta S = 0$ и $\delta p = 0$. Для идеального газа молярная энтальпия h (т. е. Э., приходящаяся на 1 моль), так же как и молярная внутренняя энергия U , зависит только от темп-ры. Понятие Э. особенно важно в технике, т. к. для стационарного процесса она дает непосредственное представление о потоке энергии. Напр., для единицы массы газа, прошедшей через тепловую машину, баланс энергии выражается соотношением $h_1 + q = h_2 + r$, где h_1 и h_2 — уд. Э. газа на входе и выходе, q — количество подведенного к машине тепла, r — совершенная ею полезная работа. В случае *Джоуля — Томсона эффекта* $q = r = 0$ и $h = \text{const}$. Термином «свободная Э.» часто обозначается термодинамический потенциал $\Phi(T, p, x, N)$.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. Я. А. Иосилевский.

ЭНТРОПИЯ — функция состояния, характеризующая направление протекания самопроизвольных процессов в замкнутой термодинамич. системе. Существование Э. как ф-ции состояния постулируется вторым началом термодинамики.

Разность Э. системы в произвольных состояниях A и B

$$S_B - S_A = \int_A^B \delta Q_{\text{обр}}/T,$$

где $\delta Q_{\text{обр}}$ — количество тепла, сообщаемое системе при бесконечно малом квазистатич. изменении ее состояния, T — абс. темп-ра, при к-рой тепло поглощается системой; интеграл берется по любому обратимому пути, соединяющему оба состояния. В случае изотермич. процесса $\Delta S = Q_{\text{обр}}/T$. Напр., изменение Э. при испарении жидкости равно скрытой теплоте испарения, деленной на темп-ру испарения.

Для произвольного обратимого кругового процесса $\Delta S = \oint \delta Q_{\text{обр}}/T = 0$. Это равенство — необходимый

и достаточное условие того, что $dS = \delta Q_{\text{обр}}/T$ есть полный дифференциал, а Э. — ф-ция состояния. Если δQ определить из *первого начала термодинамики*, то $dS = (dU + pdV)/T$, где U — внутр. энергия, p — давление, V — объем, и обратимость заведомо будет гарантирована.

Абс. значение Э. определяется *третьим началом термодинамики*, согласно к-рому Э. при абс. нуле темп-ры обращается в нуль.

В адиабатически изолированных системах при обратимых процессах Э. остается постоянной, при необратимых увеличивается; во всех реальных процессах Э. возрастает (закон возрастания Э.). Состояние, в к-ром Э. адиабатич. системы максимальна, есть по определению состояние незаторможенного термодинамич. равновесия, в к-ром дальнейшие макроскопич. изменения не происходят до тех пор, пока остаются неизменными внешние условия.

Статистическая физика связывает Э. со статистич. весом или «кратностью вырождения» $\Delta\Omega$ данного равновесного макроскопич. состояния. Согласно p и n и p у Больцмана, $S = k \ln \Delta\Omega$, где k — постоянная Больцмана. По существу $\Delta\Omega$ — это число квантовомеханич. уровней энергии (вблизи среднего значения $\bar{E} = U$) в интервале ΔE , по порядку величины равном флуктуации энергии рассматриваемой квазизамкнутой системы. В квазиклассич. приближении $\Delta\Omega = (\Pi \Delta p_i \Delta q_i) / (2\pi\hbar)^s$ характеризует ту область фазового пространства, в к-рой система проводит большую часть времени (p_i и q_i — импульсы и координаты частиц, \hbar — постоянная Планка, s — число степеней свободы системы, $i = 1, \dots, s$).

Э. — свойство макроскопич. тела, находящегося в состоянии *равновесия термодинамического*. Однако, принимая во внимание, что время установления равновесия (время релаксации) уменьшается с уменьшением размеров, можно вполне однозначно определить Э. системы, находящейся в неполном равновесии. Для этого система мысленно разбивается на малые, но макроскопич. подсистемы и рассматривается в течение промежутка времени Δt , удовлетворяющего условию $\max\{\tau_n\} \ll \Delta t \ll \tau_0$, где τ_0 — время установления полного равновесия, τ_n — время релаксации n -й подсистемы ($n = 1, 2, \dots$). Тогда каждая подсистема может рассматриваться как находящаяся в равновесии, но с соответствующим статистич. весом $\Delta\Omega_n$. Статистич. вес всей системы равен $\Pi \Delta\Omega_n$ и полная Э., в соответствии с принципом Больцмана, определится как сумма Э. отдельных подсистем: $S = \sum S_n$ (аддитивность Э.). Э. не может быть определена для слишком малого промежутка времени, т. к. это потребовало бы разбиения системы на столь малые части, что они не могли бы уже считаться макроскопическими.

Закон возрастания Э. в статистич. физике означает, что эволюция замкнутой системы осуществляется в направлении наиболее вероятного распределения энергии по отдельным подсистемам. Обоснование закона возрастания Э. в рамках классич. кинетики дается *Больцмана H-теоремой*.

Лит. см. при ст. *Второе начало термодинамики*, *Больцмана H-теорема*, *Статистическая физика*, *Термодинамика*. Я. А. Иосилевский.

ЭНТРОПИЯ (в теории информации) — мера неопределенности какого-либо опыта (испытания), к-рый в зависимости от случая может заканчиваться различными исходами. При этом предполагают, что имеются определенные вероятности появления того или иного исхода. Пусть x_1, x_2, \dots, x_n — различные исходы опыта, P_1, P_2, \dots, P_n — соответствующие вероятности, $P_i \geq 0$, $\sum_{i=1}^n P_i = 1$. Тогда формально Э. определяется выраже-

нием

$$H = H(p_1, p_2, \dots, p_n) = \sum_{i=1}^n p_i \log_2 (1/p_i).$$

Свойства Э.: 1) Э. равна нулю в том случае, когда одно из p_i равно единице, а остальные равны нулю, т. е. когда исход опыта достоверен; 2) максимального значения при данном n Э. достигает, когда все исходы равновероятны; 3) Э. объединяет два независимых опыта равна сумме их Э. H является единственной функцией от p_i , удовлетворяющей этим и еще нескольким, столь же естественным требованиям. Однако ценность понятия Э. определяется не этим обстоятельством, а тем, что она играет важную роль во многих задачах кодирования и связи (см. *Канал*).

Для теории связи особый интерес представляет случай, когда x_i суть сообщения некоторого источника информации. Сообщения при этом рассматривают, как временные последовательности элементов («букв»), выбираемых с некоторыми вероятностями из какой-то определенной совокупности («алфавита»), см. *Код, Сообщение*. Выводы теории информации касаются сообщений, представляющихся «достаточно длинными» (в принципе — неограниченно длинными) последовательностями «букв», что соответствует предположению о весьма длительной работе рассматриваемых устройств. Поэтому «Э. источника на символ» (или скорость создания сообщений, измеряемая в двоичных единицах на символ; см. *Единицы двоичные*) определяется некоторым предельным переходом. С этой целью, наряду с сообщениями, представленными в форме неограниченных последовательностей $a_1, a_2, \dots, a_N, \dots$ букв некоторого s -буквенного алфавита, рассматривают «урезанные» сообщения длины N , т. е. цепочки $a_1 a_2 \dots a_N$. Число их не превышает s^N . Выбирая в определении Э. в качестве x_i эти N -членные цепочки и в качестве p_i — соответствующие вероятности, получают некоторую величину H_N . Отношение H_N/N дает Э. на букву для N -членных цепочек. В теории информации устанавливается, что при очень широком допущении устойчивости вероятностных закономерностей во времени (стационарности источника) величина H_N/N , убывая, стремится к пределу $H_\infty = \lim_{N \rightarrow \infty} H_N/N$, наз. Э. сообщения на символ. Если все

символы имеют некоторую длительность и τ — их средняя длительность, то отношение H_∞/τ дает Э. источника на единицу времени. Эти две величины, H_∞ и H_∞/τ , являются основными информационными характеристиками источника сообщений. Так, H_∞ позволяет оценить максимально возможную степень «сжатия» сообщения при использовании того же алфавита (см. *Избыточность, Кодирование*). Соотношением между скоростью создания сообщений H_∞/τ и емкостью какого-либо канала с тем же входным алфавитом, что использован при записи сообщений, определяется возможность «почти безошибочной» передачи этих сообщений по каналу (см. *Шеннона теорема*).

Э. испытания с бесконечным числом исходов можно попытаться определить с помощью предельного перехода. Но этот путь приводит, как правило, к бесконечному значению Э. Поэтому задаются определенным уровнем точности ϵ и определяют ϵ -антропию, как Э. описываемого с точностью до ϵ исхода опыта.

Лит. см. при статье *Информации теория*.

Ю. В. Прохоров.

ЭПИДИАСКОП — эпидиаскопический проекционный аппарат.

ЭПИОБЪЕКТИВ — объектив для проекции непрозрачных объектов. Применяется в эпископах и эпидиаскопах (см. *Проекционный аппарат*). Чтобы получить на экране достаточную освещенность, Э. должны быть возможно более светосильными. Их относят. отверстия 1 : 2,5 — 1 : 4,5, фокусные расстояния — от 250 до 500 мм. Для получения изображения высокого качества Э. хорошо исправлены в отношении сферической и хроматич. aberrаций, а также комы и астигматизма (см. *Аберрации оптических систем*).

ЭПИСКОП — эпископический проекционный аппарат.

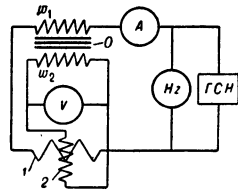
ЭПИТАКСИЯ — образование однообразно относительно друг друга ориентированных кристаллов одного вещества на грани кристалла другого вещества. Э. наблюдается, напр., при высыхании капли водного раствора КJ на свежей плоскости спайности слюды (мусковита). Недоразвитые кубики КJ, образующиеся в этом случае на слюде, выглядят под микроскопом

правильными треугольниками, ориентированными взаимно-параллельно и антипараллельно. Каждый из треугольников является гранью октаэдра, притупляющей одну из вершин куба. Стороны треугольников направлены, приближенно, вдоль трещин фигуры удара на слюде, образующих между собой углы, близкие 60° (моноклинная слюда имеет псевдогексагональную структуру). Э. обуславливается наличием в закономерно срastaющихся кристаллах близких параметров решетки: обычно всего двух трансляций. В кристалле-подложке и в кристаллах постороннего вещества, образующихся на подложке, сходственные трансляции могут отличаться одна от другой по длине и углу между ними не более чем на 10%. В рассмотренном примере сходственные трансляции в слюде направлены по трещинам фигур удара, а в кристаллах КJ по сторонам треугольников. Э. обнаруживается при кристаллизации селитры NaNO_3 на плоскости спайности кристалла кальцита CaCO_3 . В этом случае имеет место более близкое соответствие (изотипия) между срastaющимися кристаллами. Э. наблюдается при образовании кристаллов льда на кристалле PbJ_2 , при кристаллизации ализарина на каменной соли, рутила TiO_2 на железном блеске Fe_2O_3 . Неполное соответствие между структурами монокристалльной подложки и образующихся на ней кристаллов постороннего вещества приводит к искажению решетки последних и к появлению в них внутренних напряжений, дислокаций и др. дефектов. Э. играет существенную роль при *электрорекристаллизации*.

Лит.: 1) Шубников А. В., Как растут кристаллы, М. — Л., 1935; 2) Кузнецов В. Д., Кристаллы и кристаллография, М., 1954; 3) K l e b e r W., Einführung in die Kristallographie, 6 Aufl., В., 1963. А. В. Шубников.

ЭПИЦЕНТР (в сейсмологии) — место на земной поверхности, находящееся непосредственно над очагом (гипоцентром) землетрясения.

ЭПШТЕЙНА АППАРАТ — предназначен для измерения потерь на перемагничивание листовых электротехнич. сталей в переменных магнитных полях. Э. а. состоит из 4 одинаковых катушек (обычно с двойной обмоткой), расположенных по сторонам квадрата, так что находящиеся в катушках исследуемые образцы (пакеты из полюс) образуют замкнутую магн.



Принципиальная схема установки для определения магнитных потерь (аппарат Эпштейна): w_1 и w_2 — первичная и вторичная обмотки катушек, O — образец, A — амперметр, V — вольтметр, H_z — герцметр, W — ваттметр (1 — токовая обмотка, 2 — обмотка напряжения), $ГСН$ — генератор синусоидального напряжения.

цепь четырехугольной формы. Первичные (и отдельно вторичные) обмотки катушек соединяются последовательно и включаются в измерит. схему (рис.). Первичная обмотка служит для намагничивания образца до индукции требуемой величины. Полные потери $P_{г., в.}$ в образце (на гистерезис и вихревые токи) равны мощности P_W , показываемой ваттметром, без потерь на нагревание ваттметра и вольтметра:

$$P_{г., в.} = \left(P_W \frac{w_1}{w_2} - \frac{U_2^2}{r} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r} \right),$$

где w_1 и w_2 — числа витков первичной и вторичной обмоток всех катушек, U_2 — напряжение, измеряемое вольтметром, r и r_2 — сопротивления нагрузки вторичной цепи и вторичной обмотки. Поскольку $r_2 \ll r$, поправкой $(1 + r_2/r)$ в технич. измерениях пренебрегают. Для измерений важно, чтобы форма кривой эдс не менялась и была близкой к синусоидальной. В связи с этим для питания Э. а. применяют генератор синусоидальных колебаний, обмотку катушек

делают с малым сопротивлением, намагничивающий ток регулируют не релаксацией, а изменением возбуждения генератора. При выполнении этих условий погрешность измерения $P_{г.}$ в с учетом поправок может достигать 5—6% для индукции 10 000—15 000 гс.

Лит.: К и Ф е р И. И., Испытания ферромагнитных материалов, 2 изд., М., 1962, с. 319—31. И. И. Кифер.

ЭРБИЙ (Erbium) Er — химич. элемент III гр. периодич. системы Менделеева; относится к итриевой подгруппе редкоземельных элементов; п. н. 68; ат. в. 167,26. Состоит из 6 стабильных изотопов Er^{162} (0,136%), Er^{164} (1,56%), Er^{166} (33,41%), Er^{167} (22,94%), Er^{168} (27,07%) и Er^{170} (14,88%). Важнейшие искусственные радиоактивные изотопы Er^{169} (β^- ; γ ; $T_{1/2} = 9,4$ дня) и Er^{172} (β^- ; $T_{1/2} = 50$ часов). Электронная конфигурация $4f^{12}6s^2$.

Свежеполированный Э. — серебристо-белый металл, на воздухе окисляется и тускнеет. Кристаллическая решетка гексагональная плотноупакованная, $a = 3,5590$ Å, $c = 5,5920$ Å. Атомный радиус 1,757 Å; ионный радиус Er^{3+} 1,04 Å (по др. данным 0,881 Å), плотность 9,051 г/см³ (20°, все температуры в °C). $t_{пл}^{0}$ 1497°; $t_{кип}^{0} \sim 2900$ °. Теплоты плавления и испарения (кал/г) 24,5 и 401. Удельная теплоемкость 0,0398 кал/г·град (0°). Коэфф. линейного термического расширения $9,2 \cdot 10^{-6}$ (25°). Теплопроводность 0,023 кал/см·сек·град. Удельное электросопротивление 86 · 10⁻⁸ ом·см (25°); температурный коэфф. электросопротивления $1,95 \cdot 10^{-3}$ (0°).

Парамагнитен, ниже темп-ры Кюри (+20°K, по др. данным, +53°K) — ферромагнитен. Модуль упругости $7,33 \cdot 10^{11}$ дин/см²; модуль сдвига $2,96 \cdot 10^{11}$ дин/см². Твердость 70 кг/мм², коэфф. Пуассона 0,238. Сжимаемость $2,11 \cdot 10^{-6}$ см³/кг (27°). Предел прочности 23,4 кг/мм²; предел текучести 12,4 кг/мм²; относит. удлинение 5%; относит. сжатие 22%.

В химич. соединениях Э. 3-валентен. Стекла, содержащие окись Э., хорошо поглощают инфракрасное излучение.

Лит.: 1) Новые исследования редкоземельных металлов. Сб. статей, пер. с англ., под ред. Е. М. Савицкого, М., 1964; 2) Справочник по редким металлам, пер. с англ., под ред. В. Е. Палочкова, М., 1965. Ю. Н. Михайлов.

ЭРГ (эрг, erg) — единица измерения работы и энергии в СГС системе единиц. За 1 Э. принята работа, совершаемая силой в 1 дину на пути в 1 см. 1 эрг = $1 \cdot 10^{-7}$ Дж = единиц энергии в Международной системе единиц.

ЭРГОДИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА — гипотеза в статистич. физике, относящаяся к проблеме замены временных средних фазовых ф-ций, взятых вдоль траектории системы, фазовыми средними. В процессе развития статистич. физики содержание Э. г. менялось.

Впервые Э. г. была предложена Л. Больцманом (L. Boltzmann) в начале 70-х гг. 19 в. и состояла в следующем: каждая поверхность постоянной энергии фазового пространства образована единственной траекторией системы, т. е. с течением времени эта траектория проходит через все точки поверхности. В 1913 г. обнаружилась несостоятельность гипотезы Больцмана, и она была оставлена. Взамен нее была выдвинута т. н. квазиэргодич. гипотеза, заключающаяся в том, что траектория изолированной системы является всюду плотным множеством на поверхности постоянной энергии, не совпадая с ней тождественно. Это допущение представляет собой необходимое условие равенства временных и фазовых средних для произвольной непрерывной ф-ции состояния; однако, вообще говоря, оно не является для него достаточным. Эти трудности привели к заключению, что за исходную Э. г. целесообразно принять предположение о равенстве временных и фазовых средних, не вводя дополнит. ги-

потез. Это понимание Э. г. ныне стало общепринятым. См. также *Квазиэргодическая гипотеза*.

Лит. см. при ст. *Квазиэргодическая гипотеза*.

ЭРМИТА МНОГОЧЛЕНЫ — спец. система многочленов последовательно возрастающих степеней. Для $n = 0, 1, 2, \dots$ Э. м. $H_n(x)$ могут быть определены ф-лой:

$$H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2}.$$

В частности, $H_0 = 1$, $H_1 = 2x$; $H_2 = 4x^2 - 2$; $H_3 = 8x^3 - 12x$; $H_4 = 16x^4 - 48x^2 + 12$. Э. м. ортогональны (см. *Ортогональные многочлены*) на всей оси Ox относительно веса e^{-x^2} . Дифференциальное уравнение:

$$y'' - 2xy' + 2ny = 0.$$

Рекуррентные ф-лы:

$$H_{n+1}(x) - 2xH_n(x) + 2nH_{n-1}(x) = 0,$$

$$H'_n(x) - 2nH_{n-1}(x) = 0.$$

Иногда за H_n принимают многочлены, отличающиеся от указанных выше множителями, зависящими от n , а иногда в качестве веса берут $e^{-x^2/2}$.

В. И. Битючков.

ЭРМИТОВ ОПЕРАТОР — см. *Оператор*.

ЭРМИТОВИТЬ — математич. свойство *операторов*. Линейный оператор F , определенный в гильбертовом пространстве H , наз. эрмитовым, или самосопряженным, если выполнено равенство $(Fx, y) = (x, Fy)$, где x и y — любые два вектора из H , а (x, y) означает скалярное произведение этих векторов в H .

Если эрмитов оператор задан в виде матрицы, то вид этой матрицы не меняется, если все ее элементы заменить на комплексно сопряженные и одновременно поменять местами (транспонировать) строки и столбцы. Это совместное преобразование (обычное сопряжение плюс транспонирование) наз. эрмитовым сопряжением и обозначается обычно знаком $+$ вверху справа, т. е. для эрмитовой матрицы имеем $(F_{ik})^+ \equiv F_{ki}^* = F_{ik}$, где знак $*$ означает обычное комплексное сопряжение. Унитарное преобразование (см. *Унитарность*) не меняет эрмитового характера оператора (матрицы). Коммутирующие эрмитовые матрицы можно привести одновременно к диагональному виду с помощью одного и того же унитарного преобразования. Собственные функции эрмитового оператора, соответствующие различным собственным значениям, взаимно ортогональны. Все собственные значения эрмитового оператора действительны. Именно поэтому в квантовой механике оператор, сопоставляемый к.-л. экспериментально наблюдаемой физ. величине, должен быть эрмитовым. Этим и определяется особая роль эрмитовых операторов в физике.

Лит.: 1) Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 3, ч. 1, М., 1958, с. 145; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3). И. М. Дремин.

ЭРСТЕД (э, Oe) — единица измерения напряженности магнитного поля в системе единиц СГСМ (см. *СГС система единиц*).

За 1 Э. принята напряженность в такой точке поля, в к-рой на 1 электромагнитную единицу количества магнетизма действует сила в 1 дин. Размерность: $[э] = \text{см}^{-1/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{сек}^{-1}$. $1 \text{ э} = (1/4\pi) \cdot 10^8 \text{ а/м}$ — единиц напряженности магнитного поля в Международной системе единиц.

ЭТАЛОНЫ (в метрологии) — средства измерений высокой точности, основывающиеся на неизменных во времени свойствах веществ или тел, применяемые для воспроизведения и хранения единиц измерений и служащие основой поддержания единства и правильности измерений в стране. Э. могут представлять собой особо точные меры или измерит. приборы (напр.,

платиноиридиевый Э. килограмма, групповой Э. ома, рабочий Э. метра). Это — искусственные Э. Другой вид Э. — т. наз. естественные Э. Они включают не только средства измерений, но и применение этих средств в опытах по воспроизведению единиц измерений в соответствии с принятым методом и установленной спецификацией (напр., совокупность средств, служащих для воспроизведения единицы длины — метра в длинах световой волны). Естественные Э. обладают рядом преимуществ: возможностью независимого осуществления в разных странах, неизменяемостью во времени, восстановимостью при повреждениях.

Э. разделяются на международные и национальные. Пример международного Э. — прототип килограмма, национального — первичный Э. килограмма СССР (одна из копий прототипа, носящая № 12). Национальные Э., в частности Э. СССР, разделяются на первичные и вторичные. Вторичные Э. в свою очередь разделяются на Э.-копии, Э.-свидетели, Э. сравнения и рабочие Э. Первичные Э. воспроизводят единицы с наивысшей для данного государства точностью. Вторичные Э. получают свои значения от вышестоящих Э.: Э.-копии, Э.-свидетели и Э. сравнения — от первичных Э., рабочие Э. — от Э.-копий, Э.-копии заменяют при метрологич. работах первичные Э. для уменьшения их износа и возможности повреждения. Э.-свидетели служат для контроля сохранности первичных Э., а Э. сравнения применяются для международных сличений национальных Э. Рабочие Э. служат для текущих проверок образцовых средств измерений высших разрядов (см. *Образцовые меры и измерительные приборы*).

Вторичные Э., как правило, представляют собой искусственные Э.

По своему составу Э. могут быть одиночными (метр № 11, килограмм № 12), групповыми (напр., Э. вольта из 20 нормальных элементов), а также представлять собой эталонные наборы (гирь, ареометров и т. д.). При групповом эталоне размер единицы определяется по среднему взвешенному значению отдельных мер, входящих в групповой эталон. В эталонном наборе отдельные меры или измерительные приборы воспроизводят соответственно различное число единиц или различные области значений измеряемой величины.

Число первичных Э. определяется числом единиц измерений, воспроизводимых с помощью Э., т. к. во избежание расхождений для каждой единицы в стране может быть только один первичный эталон. Число вторичных Э. определяется в зависимости от уровня точности и территориальной рассредоточенности образцовых средств измерений, подлежащих проверке по Э. С развитием науки и техники наблюдается рост числа и точности Э.

Лит.: 1) Маликов М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949; 2) Поверочные схемы, М. — Л., 1960; 3) Широков К. П., «Труды ин-тов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», 1962, вып. 57 (117), с. 113.

К. П. Широков.

ЭТВЕШ — единица измерения градиента гравитационного поля, применяется в геофизике. 1 Э. равен изменению ускорения силы тяжести в 1 см/сек², происходящему на 1 см длины. Приблизительно за 1 Э. принимают градиент ускорения силы тяжести, равный изменению ускорения в 1 миллигал на расстоянии 10 км по нормали к поверхности Земли, т. е. 1 Э. = 10⁻⁹ сек⁻².

ЭФЕМЕРИДНОЕ ВРЕМЯ — время, основанное на периоде обращения Земли вокруг Солнца (тропическом годе), а не на периоде вращения Земли вокруг оси, испытываемом, как было установлено, вековое и флюктуационное изменения. Секунда Э. в. определяется как 1 : 31 556 925, 9747 доля тропич. года для момента 1900, январь 0; 12 часов Э. в.

ЭФИР (световой эфир, мировой эфир) — гипотетич. всепроникающая среда, к-рой, по научным представлениям прошлых столетий, приписывалась роль переносчика света и вообще электромагнитных воздействий. Первоначально Э. понимали как чисто механич. среду, подобную упругому телу. Соответственно, распространение световых волн уподоблялось распространению звука в упругой среде, а напряженности электрич. и магнитного поля отождествлялись с механич. натяжениями Э. Гипотеза механич. Э. встретилась с большими трудностями, в частности с невозможностью примирить поперечность световых волн (требующую от Э. свойств абсолютно твердого тела) и отсутствие сопротивления Э. движению небесных тел. С совр. точки зрения, эта гипотеза совершенно несостоятельна, потому что силы упругости, натяжения и т. п. сами имеют электромагнитную природу. Трудности механич. интерпретации Э. привели в конце 19 в. к отказу от создания механич. моделей Э. Нерешенным оставался лишь вопрос об участии Э. в движении тел. Возникшие при этом трудности и противоречия были разрешены *относительности теорией*, в к-рой вопрос о движении Э. оказался полностью снятым (см. также *Оптика движущихся сред*).

Лит.: Борн М., Эйнштейновская теория относительности, М., 1964, и лит. к ст. *Оптика движущихся сред и Относительности теория*. Д. А. Киржниц.

ЭФИРЫ — кислородсодержащие органич. соединения типа R—O—R' (простые Э.) и R—COO—R' (сложные Э.), где R и R' — одинаковые или различные органич. радикалы: CH₃, C₆H₅ и др.

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА — одна из основных характеристик *квазичастиц*. Существуют три различных определения Э. м.: 1) в случае фермиевских квазичастиц (фермионов) с изотропным законом дисперсии $\mathcal{E} = \mathcal{E}(p)$ (энергия \mathcal{E} зависит только от абс. величины импульса p и не зависит от его направления) при абс. нуле темп-ры Э. м. наз.:

$$m^* = p_0/v_0, \quad v = d\mathcal{E}/dp, \quad (1)$$

где p_0 и v_0 — абс. величины импульса и скорости, соответствующие Ферми энергии (см. также *Квантовая жидкость, Гелий*).

2) Если закон дисперсии квазичастиц $\mathcal{E}(p)$ имеет экстремумы, то вблизи экстремальных значений энергии (в основном приближении) в законе дисперсии можно ограничиться квадратичными по импульсу членами:

$$\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_0 + 1/2 \mu_{ik} p_i p_k = \mathcal{E}_0 + 1/2 (\hat{m}^*)^{-1} p_i p_k. \quad (2)$$

Тензор \hat{m}^* наз. тензором Э. м.; его главные значения имеют одинаковый знак, но могут быть как положительными, так и отрицательными (см. *Полупроводники, Зонная теория твердого тела, Ротон*).

3) В случае заряженных фермиевских квазичастиц с произвольным законом дисперсии $\mathcal{E}(p)$ (электроны проводимости, дырки) понятие Э. м. связано с характером движения квазичастицы в постоянном магнитном поле H . На квазичастицу в поле H в соответствии с классич. механикой действует сила Лоренца:

$$dp/dt = (e/c) [vH], \quad (3)$$

где $v = dr/dt = d\mathcal{E}/dp$ (r — радиус вектор). Из (3) следует, что $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial p} \frac{dp}{dt} = 0$, и $\frac{dr_H}{dt} = 0$, т. е. при движении в постоянном магн. поле у любой заряженной квазичастицы сохраняются энергия и проекция квазиимпульса на направление поля (так же, как у свободной заряженной частицы). Это означает, что траектория квазичастицы (с энергией \mathcal{E} и проекцией квазиимпульса p_H) в пространстве квазиимпульсов — сечение изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}$ плоскостью $p_H = p_0$. Можно показать, что в обычном, координат-

ном пространстве проекция траектории квазичастицы на плоскость, перпендикулярную \mathbf{H} , отличается от траектории в p -пространстве лишь преобразованием подобия с коэфф. подобия c/eH и поворотом на -90° .

Т. о., характер движения заряженной квазичастицы в поле \mathbf{H} определяется геометрией изоэнергетич. поверхности, точнее характером ее сечений (см. Ферми поверхность). Если сечение — замкнутая кривая, то движение в поле \mathbf{H} — периодическое с циклотронной частотой:

$$\Omega = -eH2\pi/c \frac{\partial S}{\partial \mathcal{E}} = eH/m^*c, \quad (4)$$

где S — площадь сечения. Частота обращения в магн. поле у квазичастицы такая же, как у свободной частицы, но с \mathcal{E} . м.:

$$m^* = (1/2\pi) \partial S / \partial \mathcal{E}. \quad (5)$$

\mathcal{E} . м. (5) и поверхность Ферми полностью определяют всю механику фермиевской квазичастицы вблизи Ферми энергии.

\mathcal{E} . м. (5) зависит в общем случае от \mathcal{E} и p_H . Исключение: когда изоэнергетич. поверхности образуют семейство эллипсоидов, Ω зависит только от направления \mathbf{H} , при этом получается однозначная связь \mathcal{E} . м., определяемых соотношениями (2) и (5).

Направление вращения квазичастицы в магн. поле зависит от знака \mathcal{E} . м. Если $m^* > 0$, т. е. «внутренность» поверхности $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_0$ соответствует меньшей энергии, то квазичастица движется как отрицат. заряд (электрон в проводимости), если $m^* < 0$, т. е. «внутренность» соответствует большей энергии, то квазичастица вращается как положит. заряд (дырка).

Для замкнутых изоэнергетич. поверхностей знак \mathcal{E} . м. не зависит от направления \mathbf{H} , для открытых поверхностей — зависит (даже если их сечения замкнутые). Если сечение является открытым, то движение по орбите инфинитно, квазичастица уходит на бесконечность, и понятие \mathcal{E} . м. теряет смысл ($m^* = \infty$). Движение при этом происходит так, что справа от направления движения всегда расположены области с меньшей энергией, и оно соответствует ур-нию:

$$t = -\frac{c}{eH} \int \frac{dl}{v_{\perp}},$$

где v_{\perp} — проекция скорости на плоскость, перпендикулярную \mathbf{H} , dl — элемент дуги орбиты.

\mathcal{E} . м. определяет квазиклассич. квантование энергии квазичастицы в магн. поле. Реально достижимые поля являются для электронов проводимости в металлах весьма слабыми (т. к. там существенны энергии, близкие к Ферми энергии, что соответствует $H \sim 10^8 - 10^9$). Поэтому движение электронов в поле \mathbf{H} в хороших металлах является всегда квазиклассическим. Согласно квантовомеханич. принципу соответствия это означает, что расстояние между квантовыми уровнями энергии $\delta \mathcal{E} = \hbar \Omega$. Отсюда:

$$S(\mathcal{E}, p_H) = neHh/c, \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}(n, p_H),$$

где n — целое число.

Наиболее удобными методами экспериментального определения \mathcal{E} . м. являются *диамагнитный (циклотронный) резонанс* и *циклотронный резонанс в металлах*.

Лит.: Лифшиц И. М., Каганов М. И., «УФН», 1959, т. 69, вып. 3, с. 419. М. Я. Азбель.

ЭФФЕКТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ в метеорологии — разность земного излучения и атмосферного излучения; измеряется пиргеографами; зависит от темп-р Земли и атмосферы, влажности и облачности. См. *Земное излучение*.

ЭФФЕКТИВНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ — величина, характеризующая вероятность атомного или ядерного столкновения (упругого или неупругого), приводящего к конечному состоянию определ. типа. \mathcal{E} . п. с. равно числу актов реакции (напр., дающих частицы, вылетающие в заданный телесный угол $d\Omega$, данного сорта, с заданной энергией и т. д.), отнесенному к единичному потоку частиц, вызывающих реакцию (т. е. поделенному на число начальных частиц, проходящих в 1 сек через площадку в 1 см², нормальную к потоку). Если речь идет об угловом распределении продуктов реакции, то можно написать для числа актов реакции $dN = \sigma n v d\Omega$, где nv — начальный поток, равный произведению плотности

частиц на их скорость. В этом случае величину размерности квадрата длины $\sigma d\Omega = d\sigma$ наз. дифференциальным \mathcal{E} . п. с., а интеграл этой величины по углам — полным \mathcal{E} . п. с. Если речь идет о рассеянии частиц с заданным угловым моментом l , то говорят о *парциальном \mathcal{E} . п. с.*

В электродинамике пользуются эквивалентным понятием \mathcal{E} . п. с., к-рое определяется как отношение энергии электромагнитного поля, рассеянного в заданный телесный угол, к падающему потоку энергии. В частности, этим понятием широко пользуются в радиолокации для характеристики интенсивности, с к-рой данный объект рассеивает радиоволны.

За единицу \mathcal{E} . п. с. в ядерной физике принимают *барн* (b), $1b = 10^{-24}$ см². Иногда пользуются в качестве единицы классич. величиной полного \mathcal{E} . п. с. для рассеяния света на электроне, справедливой для длинных волн:

$$\Phi_0 = (8\pi/3) (e^2/mc^2)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$

где e , m — заряд и масса электрона, c — скорость света.

Во всех описанных выше случаях \mathcal{E} . п. с. определяется в системе координат, в к-рой рассеиватель (мишень) покоится.

Ковариантное определение \mathcal{E} . п. с. см. в ст. *Рассеяния теория*. Я. А. Смородинский.

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ — см. *Эффективное поперечное сечение*.

ЭФФУЗИЯ — медленное истечение газов через малые отверстия. Следует различать два случая \mathcal{E} .: 1) Диаметр отверстия мал по сравнению с длиной свободного пробега молекул (давление в сосуде очень мало). В этом случае имеет место молекулярное истечение, при к-ром столкновения между молекулами почти не играют роли. Для общей массы газа Q , вытекающей за единицу времени через отверстие, поверхность к-рого равна S , имеет место выражение: $Q = (p_1 - p_2)SV\sqrt{M2\pi RT}$, где M — молекулярный вес газа, R — универсальная газовая постоянная, T — абс. темп-ра газа, p_1 и p_2 — давление газа по обе стороны отверстия. На этом основан эффузионный метод измерения очень малых давлений (ок. 10^{-3} — 10^{-4} мм рт. ст.). 2) В случае, когда давление газа настолько велико, что средняя длина свободного пробега меньше диаметра отверстия, истечение газа происходит по законам *гидродинамики*. Молекулы выходят из отверстия в виде струи, и объем газа, вытекающего в единицу времени, обратно пропорционален квадратному корню из плотности газа. На этом закон основан метод определения плотности газов по времени их истечения через малые (0,10—0,01 мм) отверстия. Если же давление в сосуде значительно больше внешнего давления, то количество вытекающего газа пропорционально давлению в сосуде.

ЭХО — волна (акустическая, электромагнитная и др.), отраженная от к.-л. препятствия и принятая наблюдателем. Акустич. \mathcal{E} . можно наблюдать, напр., как отражение сигнала, носящего характер короткого импульса звукового (щелчка, стука, короткого отрывистого крика и т. д.), от хорошо отражающих поверхностей. \mathcal{E} . различимо на слух, если принятый и посланный импульсы разделены интервалом времени $\tau \geq 50$ —60 мсек. \mathcal{E} . становится многократным, если имеется неск. отражающих поверхностей (вблизи группы зданий, в горах и т. д.), звук от к-рых приходит к наблюдателю в моменты времени, различающиеся на интервалы $\Delta t \geq 50$ —60 мсек. Порхающим наз. многократное \mathcal{E} , отражающееся от двух параллельных стен, между к-рыми помещен источник звука. Гармонич. \mathcal{E} . возникает при рассеянии звука с широким спектром частот на препятствиях, размеры к-рых малы по сравнению с длинами волн λ колебаний,

присутствующих в спектре. Интенсивность рассеянного звука в этом случае $\sim \lambda^4$, так что спектр отраженного звука обогащается высокими частотами. Напр., музыкальный звук, с ярко выраженными обертонами, отражаясь от такого препятствия, как листва деревьев, может дать гармонию. Э., звучащее на октаву выше его основного тона. Музыкальное Э. появляется при отражении короткого импульса от предмета с периодич. структурой, напр. от ступеней лестницы; отраженные импульсы приходят к наблюдателю последовательно и Э. оказывается окрашенным частотой их следования или ее гармониками. В помещении отдельные многочисленные Э. сливаются в сплошной отзвук, наз. *реверберацией*. Отдельные Э. можно услышать в помещении, стены и потолок к-рого имеют спец. форму, обуславливающую *фокусировку звука* (купола, галереи, своды и т. д.).

В проводных линиях связи возникает электрич. Э. Упругие волны, распространяющиеся в земной коре, отражаясь от слоев различных горных пород, образуют сейсмич. Э.

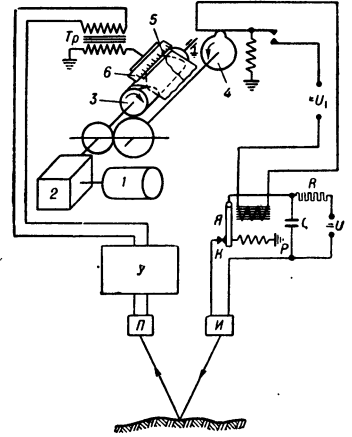
Э. может служить средством измерения расстояния r от источника сигнала до отражающего объекта: $r = ct/2$, где t — промежуток времени между посылкой сигнала и возвращением Э., а c — скорость распространения волн в среде. На этом принципе основаны различные применения эхо-сигналов. Электромагнитным Э. пользуются в *радиолокации*; отраженное от *ионосферы*, оно позволяет осуществлять коротковолновую радиосвязь на большие расстояния (см. *Распространение радиоволн*) и судить о свойствах ионосферы. Принцип эхо-волны начинает применяться и в оптич. диапазоне электромагнитных волн, генерируемых квантовым оптическим генератором.

Акустич. Э. применяется в *гидролокации*, а также в навигации; спец. существуют *эхолоты* для измерения глубины дна. Сейсмич. Э. пользуются в сейсмо-разведке для поиска месторождений ископаемых. При помощи Э. измеряется глубина буровых скважин («эхометрирование» скважин), высота уровня жидкости в баках (ультразвуковые уровнемеры). Эхо-методы широко применяются для исследования внутр. структуры различных изделий и выявления в них дефектов в виде трещин, раковин и т. п. (*ультразвуковая дефектоскопия*). Акустич. Э. для нек-рых животных (летучих мышей, дельфинов, китов и др.) служит средством ориентировки и поиска добычи (см. *Локация звуковая*).

Лит.: 1) Рэлей Дж., Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1955; 2) Тиндаль Дж., Звук, пер. с англ., М., 1922; 3) Гриффин Д., Эхо в жизни людей и животных, пер. с англ., М., 1961. Г. В. Жмылов.

ЭХОЛОТ — гидроакустический навигационный прибор для измерения глубины дна водоемов с помощью гидроакустич. эхо-сигнала. Действие Э. основано на измерении времени запаздывания t ультразвукового импульса, отраженного от дна, относительно момента его излучения. Глубина дна $h = ct/2$, где c — скорость звука в воде. В схеме типового Э. (рис.) мотор 1 через редуктор 2 с постоянной скоростью вращает барабан самописца 3, на к-ром по винтовой линии укреплен металл. проволока, касающаяся пишущей линейки 5. Параллельно линейке расположена шкала глубин 6. Бумажная лента, на к-рой электротермич. способом производится запись глубин, продвигается между барабаном и пишущей линейкой. Когда винтовая линия касается линейки у нулевой отметки шкалы глубин, кулачок 4, вращающийся синхронно с барабаном 3, размыкает катушку реле Р, в результате чего якорь Я замыкает через контакты К цепь конденсатора С и обмотки *электроакустического преобразователя* — излучателя И. При этом происходит излучение ультразвукового импульса. Отраженный от дна импульс возбуждает в преобразова-

теле — приемнике П напряжение, поступающее через усилитель У и трансформатор Тр на пишущую линейку. Между моментами излучения и прихода импульса барабан 3 успевает повернуться на угол, пропорциональный t . Пришедший импульс делает на бумаге отметку в том месте, где пишущая линейка касается винтовой проволоки, намотанной на барабан. Расстояние между этой отметкой и нулевой пропорционально t , и, следовательно, h . По мере чередования облучаемых участков дна на бумаге вычерчивается его рельеф. Указатель глубины может также выполняться на электроннолучевой трубке или в виде круговой шкалы с равномерно вращающейся неоновой лампочкой, вспыхивающей в момент прихода эхо-импульса.



Излучающий и приемный электроакустич. преобразователи — обычно магнитострикционные. Применяются также обратимые преобразователи, служащие одновременно и для излучения и для приема сигнала. Излучатель Э. делается узко направленным для того, чтобы локализовать участок дна, глубина к-рого измеряется. Существуют спец. Э., имеющие неск. излучателей, расположенных так, что их характеристики направленности образуют веер, засвечивающий сразу неск. участков дна. При движении судна, на к-ром установлен такой Э., многоперьевой самописец вычерчивает сразу неск. параллельных рельефов дна. Применяются Э. также для определения характеристик грунта по форме отраженного импульса, для поиска мест скопления рыбы и др.

Лит.: 1) Федоров И. И., Эхолоты и другие гидроакустические средства, Л., 1960 (Курс кораблеводства, т. 5, кн. 4); 2) Логинов В. К. В., Гидроакустические поисковые приборы, М., 1964; 3) Клюкин И. И., Подводный звук, Л., 1963.

ЭШЕЛЕТТЫ — особый вид плоских (гл. обр. отражательных) *дифракционных решеток*, обладающих способностью концентрировать большую часть падающего на них потока излучения в к-л. определенном (но не нулевом) порядке спектра. Это достигается тем, что штрихам решетки Э. придается треугольную форму (рис.).

Результующее распределение энергии в спектрах различных порядков Э., также как и обычной дифракционной решетки, определяется произведением двух ф-ций: I' , определяемой отдельным штрихом и зависящей от формы штриха, и I'' , определяемой интерференцией пучков от всех штрихов решетки. Вид ф-ции $I'' = (\sin nv / \sin v)^2$ не зависит от формы штриха, а положение ее максимумов определяется соотношением $d(\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda$, где

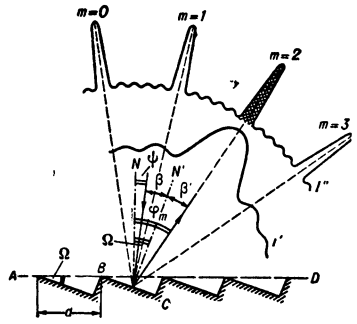


Схема профиля штрихов отражательного эшелетта (сильно увеличено). ABD — плоскость решетки, BC — плоскость штриха, N — нормаль к плоскости решетки, Ω — угол скоса плоскости штриха.

d — период решетки, ψ — угол падения, φ — угол дифракции, m — порядок спектра. Для случая штрихов несимметричной треугольной формы (см. рис.) ф-ция I' имеет вид дифракционного распределения $I' = (\sin u/u)^2$, где $u = (\pi d/\lambda) [\sin \psi + \sin \varphi - \text{tg } \Omega (\cos \psi + \cos \varphi)]$. Направление φ_m максимума ф-ции $I' = 1$ определяется из условия $u = 0$, откуда следует, что углы ψ , φ_m и Ω должны удовлетворять соотношению $\psi + \varphi_m = 2\Omega$, к-рое означает, что направление на максимум I' совпадает с направлением зеркального отражения от плоскости штриха Э., т. е. $\beta = \beta'$, где $\beta = \Omega - \psi$ и $\beta' = \varphi_m - \Omega$ — углы, отсчитываемые от нормали N' к плоскости штриха. Изменяя угол Ω , можно при заданном угле ψ изменить направление на середину дифракционного максимума и совмещать его с направлением на любой главный максимум ф-ции I' (на рис. он совмещен с максимумом 2-го порядка, $m = 2$). Условие совмещения максимума m -го порядка с серединой дифракционного максимума означает, что углы ψ и φ должны одновременно удовлетворять соотношениям $d (\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda_m$ и $\psi + \varphi = 2\Omega$. При установке Э. в автоколлимационной схеме (наиболее часто применяемой в спектр. приборах с Э.) $\psi = \varphi$ и эти соотношения переходят в $2d \sin \Omega = m\lambda_m$, $\psi = \varphi = \Omega$ и $\beta = \beta' = 0$, откуда наиболее просто определить при заданных Ω и m длину волны λ_m , для к-рой осуществляется концентрация энергии в спектре, или при заданных λ_m и m найти угол Ω .

Написанные выше условия концентрации энергии (т. н. условия блеска) при заданных Ω , d , ψ , φ и m строго выполняются лишь для одной длины волны λ_m . Но поскольку ф-ция $I' = (\sin u/u)^2$ относительно медленно убывает при отходе от ее середины, концентрация энергии будет происходить и для др. длин волн, близких к λ_m . Теория позволяет определить интервал $\lambda_2 - \lambda_1$, для к-рых интенсивность уменьшается не более чем в 2 раза по сравнению с интен-

сивностью для λ_m . При работе в автоколлимационной схеме в спектре первого порядка $m = 1$ $\lambda_2 \approx 1,8 \lambda_m$ и $\lambda_1 = 0,7 \lambda_m$, где λ_m — длина волны, точно удовлетворяющая написанным выше соотношениям при $m = 1$. Для $m = 2$ $\lambda'_1 = 0,41 \lambda_m$ и $\lambda'_2 = 0,64 \lambda_m$.

Высококачественные Э. с концентрацией энергии в спектре первого и второго порядка до 70—80% позволяют создавать светосильные дифракционные спектральные приборы. Число штрихов Э. от 1200 штр/мм (для ультрафиолетовой и видимой областей спектра) до 2 штр/мм для далекой инфракрасной области ($\lambda \approx 300 \mu$). Обычно для Э. $\Omega = 10$ — 20° . Размеры Э.: от $100 \times 100 \text{ мм}^2$ для Э. с 1200 штр/мм до $300 \times 300 \text{ мм}^2$ для Э. с 12,6, 4, 2 штр/мм.

Лит.: 1) Нагибина И. М., Прокофьев В. К., Спектральные приборы и техника спектроскопии, М., 1963; 2) Ш и л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961. В. И. Малышев.

ЭШЕЛЛЕ (эшелль, фр. *echelle*) — плоская дифракционная решетка с концентрацией энергии в определенном порядке спектра. По своим параметрам Э. — промежуточный диспергирующий элемент между эшелеттом и Майкельсона эшеллоном. Э. для видимой области спектра имеют от 10 до 300 штрихов на мм и, соответственно, работа производится в относительно высоких порядках спектра: от 300 до 5 (больше, чем у эшелетта, но меньше, чем у эшелона). Э. имеет такую же форму штриха, как и эшелетт, но угол скоса составляет от 20° до 60° . Поэтому Э. применяется при больших углах дифракции, что позволяет получать большие угловую дисперсию и разрезающую силу по сравнению с эшелеттом. Э. часто применяется в приборах со скрещенной дисперсией (напр., в спектрографе СТЭ-1 установлены Э. и призма, дисперсии к-рых взаимно-перпендикулярны).

Лит.: Ш и л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961. В. И. Малышев.

ЭШЕЛОН МАЙКЕЛЬСОНА — см. Майкельсона эшелон.

Ю

ЮКАВА ПОТЕНЦИАЛ — потенциал вида $U = U_0 \exp(-vr)/vr$, являющийся решением ур-ния $(\Delta - v^2)U = -(4\pi U_0/v)\delta(r)$, где Δ — оператор Лапласа, $\delta(r)$ — 3-мерная дельта-ф-ция Дирака. Радиусом действия Ю. п. наз. величина $r_g = 1/v$. Ю. п. описывает поле, создаваемое статич. нуклоном, способным испускать нейтральные скалярные мезоны массы $\mu = v\hbar/c$; т. о., r_g равно комптоновской длине волны мезона $\hbar/\mu c$. U_0 пропорционально константе взаимодействия мезонного и нуклонного полей. Ю. п. впервые был введен в 1935 г. Х. Юкава для объяснения ядерных сил. На этой основе Юкава предсказал существование мезона.

Ядерные π -мезоны — не скалярные, а псевдоскалярные частицы, как нейтральные, так и заряженные; для них потенциал, полученный в низшем порядке теории возмущений, выражается через производные Ю. п.

Лит.: 1) Юкава Н., «Proc. Phys.-Math. Soc. Japan», 1935, в. 17, № 2, р. 48; 2) Ш ве б е р С., Б е т е Г., Го ф м а н Ф., Пол., пер. с англ., М., 1957 (Мезоны и поля, т. 1). М. Я. Амуся.

ЮНГА МОДУЛЬ (модуль продольной упругости) — число, характеризующее упругие свойства материала и равное отношению нормального напряжения σ к его относ. удлинению ϵ , т. е. $E = \sigma/\epsilon$. См. Модуль упругости.

ЮНГА СХЕМЫ — в теории групп определяют неприводимые представления группы перестановок,

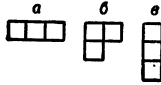
в физике — типы симметрии волновой функции системы тождественных частиц по отношению к перестановкам переменных, характеризующих состояния этих частиц. Полная волновая ф-ция системы одинаковых частиц симметрична или антисимметрична по отношению к перестановке частиц (в зависимости от их спина); однако координатная и спиновая ф-ции порознь обладают, вообще говоря, более сложной симметрией по отношению к перестановкам своих переменных, т. к. состояния системы, различающиеся перестановкой только координат или только спиновых переменных двух одинаковых частиц, физически не эквивалентны.

Все возможные типы симметрии, напр., координатных волновых ф-ций $\Phi(r_1, r_2, \dots, r_N)$ системы N частиц определяются так: переменные r_1, r_2, \dots, r_N разбиваются на группы по N_1, N_2, \dots, N_f переменных,

$$N_1 + N_2 + \dots + N_f = N, \quad N_1 \geq N_2 \geq \dots \geq N_f. (*)$$

Каждому такому разбиению сопоставляется Ю. с., в к-рой переменной соответствует отдельная клетка, а группе из N_i переменных — i -тая строка клеток. Так, напр., для системы из трех частиц возможны разбиения 3; 2+1; 1+1+1 (см. рис.). Ф-ция $\Phi(r_1, r_2, \dots, r_N)$, симметризованная по переменным каждой строки и антисимметризованная по переменным каждого столбца, и есть возможная ф-ция с опре-

деленным типом перестановочной симметрии (к-рых и характеризуется рассматриваемой Ю. с.). Ф-ции, различающиеся лишь распределением переменных по строкам одной и той же Ю. с., имеют одинаковую симметрию и при перестановках переменных преобразуются друг через друга, образуя неприводимое представление группы перестановок. Т. о., понятия «тип перестановочной симметрии», «схема Юнга» и «неприводимое представление группы перестановок» эквивалентны. Все возможные разбиения переменных r_1, r_2, \dots, r_N на группы, удовлетворяющие (*) и различающиеся числами N_1, N_2, \dots, N_f , дают все возможные Ю. с. и соответствующие типы перестановочной симметрии, к-рыми могут обладать координатные ф-ции N частиц.



Число независимых ф-ций одного типа симметрии, вообще говоря, меньше числа возможных распределений переменных по строкам соответствующей Ю. с.; напр., для схемы *b* возможны 3 распределения, а число независимых ф-ций — 2. Ю. с. с одной строкой или с одним столбцом всегда имеют только по одной соответственно симметричной и антисимметричной ф-ции.

Симметрия спиновых функций определяется такими же Ю. с., однако из-за конечного числа значений у спиновой переменной они проще. Так, для частиц со спином $1/2$ Ю. с. спиновых ф-ций имеют не более двух строк, а тип симметрии целиком определяется полным спином системы, так что спиновые ф-ции, принадлежащие Ю. с. с двумя строками по N_1, N_2 клеток ($N_1 + N_2 = N$), имеют полный спин $S = (N_1 - N_2)/2$.

Полная волновая ф-ция системы строится как сумма произведений координатных и спиновых ф-ций, симметрия к-рых для бозе-частиц определяется одной и той же Ю. с., а для ферми-частиц — Ю. с., различающимися лишь заменой строк столбцами.

Лит.: 1) Weyl H., Gruppentheorie und Quantenmechanik, 2 Aufl., Lpz., 1931; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3). В. И. Ритус.

ЮСТИРОВКА — совокупность операций по приведению меры или измерит. прибора в рабочее состояние, обеспечивающее его должную точность, правильность и надежность действия. Ю. заключается в установлении правильного взаимодействия, взаимного расположения и относит. перемещения деталей, узлов и систем юстируемых объектов. Термин Ю. обычно применяется в отношении измерит. приборов и, в частности, оптико-механических; в отношении механизмов чаще применяют термин «регулировка». См. также *Юстировка оптических систем*.

ЮСТИРОВКА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ — процесс приведения оптич. систем приборов в рабочее состояние, при к-ром они удовлетворяют требованиям технич. условий в отношении точности работы, качества изображения и имеют заданные оптич. ха-

рактеристики (увеличение, поле зрения и др.). Процесс Ю. о. с. состоит из выявления погрешности в результате контроля (или проверки) прибора, ее устранения и фиксации достигнутого состояния. Ю. о. с. с установленной точностью компенсируют систематич. погрешности прибора, вызванные неточностями изготовления и сборки оптич. и механич. элементов (поверхностей, деталей, узлов), а также условиями эксплуатации (напр., отклонением темп-ры окружающей среды, нестабильностью положения прибора). Соответственно различают заводскую Ю. о. с. как завершающую часть технологич. процесса сборки прибора и выверку — Ю. о. с. перед работой с прибором. При Ю. о. с. погрешности компенсируют малыми смещениями и поворотами оптич. элементов, влияющими на данные свойства системы, или изменением характеристик оптич. сред (напр., давления газа в кювете).

При контроле применяют аттестованные коллиматоры, миры, уровни и т. п., естественные эталоны — напр. длину волны света, изменяют положение прибора, напр. поворачивают его вокруг неподвижной оси на 180° . Различают два вида Ю. о. с.: *независимую*, когда каждая погрешность устраняется отдельно от других, и *зависимую*, когда взаимосвязанные погрешности устраняются одновременно путем последовательных приближений. При Ю. о. с. производится: 1) фокусировка изображения, устранение параллакса, регулировка масштаба изображения и увеличения оптич. систем по *дольным* смещениям их элементов; 2) установка оптических и визирных осей линзовых систем, плоскостей зеркал, главных сечений призм и т. д. относительно осей вращения, опорных плоскостей и др. баз *поперечными* сдвигами и *наклонами* оптич. элементов; 3) ориентирование шкал, щелей, решеток и т. п., а также изображений предметов, их траекторий в поле зрения — *разворотами* оптич. элементов вокруг оси системы; 4) устранение дефектов качества изображения оптич. систем центрированием ее элементов, снятием деформаций оптич. поверхностей. В отъюстированном положении оптич. детали закрепляются винтами, штифтами, склеиванием и т. д. Рабочее состояние приборов в условиях эксплуатации без периодич. выверки обеспечивается применением оптич. систем с неизменной юстировкой или автоматич. регулировочных устройств непрерывного действия.

Рационально сконструированный прибор должен иметь минимальное, но достаточное число юстировочных компенсаторов нужной чувствительности и необходимых пределов действия.

Лит.: 1) Справочник конструктора оптико-механических приборов, М.—Л., 1963, гл. X; 2) Справочная книга оптико-механика, ч. 2, М.—Л., 1937; 3) Приборостроение и средства автоматизации, т. 3, кн. 2, М., 1964; 4) Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, ч. 1, М.—Л., 1948; 5) Лебедев И. В., «Тр. ин-та физики и математики АН БССР», 1956, вып. 1; 6) Погарев Г. В., «Оптико-механическая промышленность», 1964, № 7, 10, 12. Г. В. Погарев.

Я

ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ — пространственно-безграничная однородная система протонов и нейтронов, находящаяся в устойчивом по отношению к самопроизвольному расширению или сжатию состоянии. Я. м. является теоретич. идеализацией, широко используемой в теории атомного ядра в качестве удобной ядерной модели.

Представление о Я. м. возникло на основе экспериментально установленного факта независимости средней энергии, приходящейся на один нуклон в ядре $E_{\text{ср}}$, от числа нуклонов. Кроме того, плотность внутри областей средних и тяжелых ядер постоянна и равна $\rho_0 = 0,18 \cdot 10^{39}$ частиц/см³. Для безграничной системы, в пренебрежении кулоновской энергией взаимодействия протонов, при равном числе протонов и нейтронов $E_{\text{ср}} = -15,75$ Мэв.

В теории Я. м. предполагается, что между нуклонами внутри Я. м. действуют такие же силы, как между парой свободных нуклонов, и показывается, что Я. м. с такими силами устойчива, т. е. энергия системы в зависимости от плотности ρ имеет минимум при $E_{\text{ср}} = -15,75$ Мэв и $\rho = \rho_0$.

Сущест. элемент в теории Я. м. — выбор потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия V , к-рый осуществляется на основе интерпретации экспериментальных данных по нуклон-нуклонному рассеянию с энергией вплоть до неск. сотен Мэв. Выбор потенциала неоднозначен, однако большинство интерпретаций сходится на том, что V состоит из короткодействующей [на расстояниях $\sim (0,4-0,5) \cdot 10^{-13}$ см] чрезвычайно сильной отталкиват. сердцевин и длиннодействующих сил. Длиннодействующие силы содержат прямые и обменные члены, тензорные и спин-орбитальные, результирующий эффект действия к-рых — притяжение (см. *Ядерные силы*). Радиус действия сил притяжения $\sim (1,5-2,5) \cdot 10^{-13}$ см, глубина соответствующей потенциальной ямы $\sim 30-50$ Мэв. Без учета взаимодействия в Я. м. все уровни вплоть до Ферми поперности заняты, причем плотность нуклонов ρ связана с граничным импульсом Ферми p_0 соотношением $\rho = 2p_0^3/3\pi^2\hbar^3$, где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π .

В теории Я. м. существует 2 подхода: 1) построение количеств. теории на основе знания сил, действующих между изолированной парой нуклонов в пустоте; 2) получение общих соотношений, практически не зависящих от конкретного вида сил. Первое направление связано в основном с именем К. Бракнера [1], предложившего в начале 50-х гг. систему ур-ний, решение к-рой в принципе позволяет определить все свойства Я. м. Эти ур-ния представляют собой следующий логич. шаг после процедуры самосогласования Хартри — Фока (см. *Хартри — Фока метод*). Поскольку потенциал двухчастичного взаимодействия, особенно отталкивания, велик, волновая ф-ция двух частиц ψ_{12} на малых расстояниях между ними будет

существенно отличаться от произведения волновых ф-ций Хартри — Фока $\varphi_1\varphi_2$. Решение соответствующего двухчастичного ур-ния для ψ_{12} позволяет учесть это отличие и ввести эффективное взаимодействие (t -матрицу) так, что

$$V\psi_{12} = t\varphi_1\varphi_2. \quad (1)$$

Ур-ние для ψ_{12} учитывает, что рассеяние может приводить только к тому, что либо частицы 1 и 2 остаются в исходных состояниях, либо переходят за поверхность Ферми. В свою очередь, осредненное самосогласованное поле, действующее на частицу, определяется по тем же ф-лам, что и в приближении Хартри — Фока, но с эффективным взаимодействием t вместо V . Зная эффективное взаимодействие t и считая его достаточно слабым, можно вычислить все величины, характеризующие Я. м.

При выводе ур-ний Бракнера в основу положено представление о Я. м. как о разреженной газовой системе. Действительно, отношение объема, занимаемого отталкиват. сердцевинкой, к среднему объему, приходящемуся на 1 нуклон, такое же, как в газобразном азоте при нормальной темп-ре и давлении 11 атм. Расчет показывает, что, в соответствии с таким предположением, тройными (так же, как и более сложными) столкновениями можно пренебречь. Для принятых сил Гамеля — Кристиана — Талера было показано наличие минимума $E_{\text{ср}}$, $E_{\text{ср}} = -15,2$ Мэв при $\rho = (0,2-0,22) \cdot 10^{39}$ частиц/см³ в весьма хорошем согласии с экспериментальными данными. Эти результаты, однако, очень чувствительны к выбранным силам, особенно к радиусу отталкиват. сердцевин; с др. силами согласие с экспериментом заметно хуже. Рассчитан в теории Я. м. и спектр одночастичных возбуждений. Оказалось, что системе сильнодействующих частиц можно поставить в соответствие систему того же числа слабо взаимодействующих между собой (через эффективное взаимодействие t) квазичастиц. Квазичастицы в основном состоянии заполняют все уровни вплоть до поверхности Ферми, причем, как и для частиц, плотность $\rho = 2p_0^3/3\pi^2\hbar^3$. Их отличие от частиц, движущихся в нек-ром внешнем поле U_0 , — в другом законе дисперсии, т. е. связи энергии и импульса: $E = p^2/2m_{\text{эфф}} + U$ вместо $E = p^2/2m + U_0$, где m — масса нуклона, $m_{\text{эфф}}$ — эффективная масса, U — глубина самосогласованного потенциала. Теория Я. м. дает $m_{\text{эфф}}/m \approx 0,7$. Даже при очень сильном исходном взаимодействии V возможны возбуждения системы, соответствующие возбуждению одной квазичастицы — т. н. о д н о ч а с т и ч н ы е в о з б у ж д е н и я. Вычисления показывают, что радиус эффективного взаимодействия t меньше, чем сил притяжения в V . Взаимодействие t содержит как обменные, так и необменные члены, причем необменные соответствуют слабому притяжению, тогда как обменные — отталкиванию. Наличие при-

тяжения приводит к образованию коррелированных (типа связанных) пар частиц — к *Купера эффекту* и *сверхтекучести*. Однако этот факт нельзя считать надежно установленным в Я. м., поскольку при небольшом изменении параметров слабое притяжение между квазичастицами сменяется слабым отталкиванием.

В процессе возбуждения квазичастица переводится за сферу Ферми, т. е. появляется квазичастица вне и дырка внутри сферы Ферми. Взаимодействие частицы и дырки обратно по знаку взаимодействию двух частиц, поэтому обменное взаимодействие приводит к появлению связанного состояния пары частица-дырка, т. е. к спиновым нулевым звукам Ландау (см. также *Квантовая жидкость*). Энергия этого состояния ω зависит от полного импульса пары q

$$\omega = aq, \quad (2)$$

где a — скорость распространения нуля-звука, бо́льшая, чем $p_0/m_{\text{эфф}}$, — характеризует коллективный спектр возбуждений.

В теории Я. м. вычисляется сжимаемость ядерного вещества $K = \partial P / \partial \rho$, где P — давление Я. м., выражающееся через $E_{\text{ср}}$:

$$K = 2\rho \frac{\partial E_{\text{ср}}}{\partial \rho} + \rho^2 \frac{\partial^2 E_{\text{ср}}}{\partial \rho^2}; \quad (3)$$

при этом $v^2 = mK$, где v — скорость обычного звука. В устойчивом состоянии $K \approx 15 \text{ Мэв}$ и $v \approx 0,3 a$.

Рассчитанная в теории Я. м. энергия симметрии удовлетворительно согласуется с содержащейся в ф-ле для масс ядер Вейцекера (см. *Дефект масс*):

$$E_{\text{симм}} \approx 28 (\rho_p - \rho_n)^2 / \rho^2,$$

где ρ_n , ρ_p — нейтронная и протонная плотности. Если $\rho_p \neq \rho_n$, коллективный спектр существенно отличается от ф-лы (2) и имеет вид

$$\omega = \alpha + \beta q^2, \quad (4)$$

где α и β зависят гл. обр. от $\rho_n - \rho_p$.

Значит, распространение получили также др. методы в теории Я. м., в к-рых взаимодействие делят на 2 части — длинно- и короткодействующие, и рассматривают их независимо. При этом полученные результаты близки к результатам Браннера.

Главная трудность в теории Я. м. — отсутствие хорошего параметра малости, позволяющего применить *возмущенной теории*. Отношения всех характеризующих задачу энергий: кинетич. энергии частицы на поверхности Ферми $p_0^2/2m$, $E_{\text{ср}}$, средней потенциальной энергии, а также отношение среднего расстояния между нуклонами к радиусу действия нуклон-нуклонных сил — порядка 1. Поэтому урния Браннера (и их модификации) нельзя считать теоретически обоснованными, скорее, они просто постулируются.

Представляют интерес результаты полуфеноменологич. подхода, основанного на двухквазичастичном взаимодействии внутри Я. м. (теория *Ферми жидкости*). Описывая это взаимодействие с помощью неск. констант (к-рые находятся гл. обр. из ф-лы масс ядер Вейцекера), можно выразить через них все величины, характеризующие Я. м. Основной результат, полученный на этом пути, — доказательство (проводимое в рамках *квантовой теории многих тел*) того, что практически для любых сил взаимодействия между нуклонами существуют одночастичные возбуждения, к-рые следует рассматривать как движение квазичастицы с законом дисперсии

$$\varepsilon(p) = p_0(p - p_0)/m_{\text{эфф}} \quad \text{при} \quad (p - p_0)/p_0 \ll 1, \quad (5)$$

где $\varepsilon(p)$ — энергия, отсчитываемая от энергии квазичастицы на поверхности Ферми. Последняя совпадает с энергией λ , затрачиваемой на отрыв одного нуклона

от Я. м. При отсутствии взаимодействия между нуклонами

$$\varepsilon = p_0(p - p_0)/m. \quad (6)$$

Если квазичастица движется над поверхностью Ферми, она может за счет взаимодействия с др. частицами неупруго рассеяться, передав им свою энергию ε , что удобно рассматривать как процесс распада данной квазичастицы на ряд квазичастиц и дырок. Третья энергия, квазичастица опускается на поверхность Ферми. Возможность распада означает, что квазичастица обладает конечным временем жизни τ и затуханием $\gamma \sim \hbar/\tau$. Однако при $(p - p_0)/p_0 \ll 1$ затухание $\gamma \sim (p - p_0)^2/p_0^2 \ll \varepsilon$ вне зависимости от величины взаимодействия, и понятие квазичастицы имеет смысл.

В устойчивом состоянии $E_{\text{ср}} = \lambda$ Я. м. является удобной ядерной моделью. Ряд качеств. результатов, таких как введение понятия квазичастицы, доказательство справедливости оболочечной и оптической моделей ядра, вычисление $E_{\text{ср}}$, ρ и нек-рые другие, непосредственно переносятся на атомные ядра. Достоинство Я. м. как модели атомного ядра в том, что расчеты здесь значительно проще, т. к. (следствие пространств. безграничности и постоянства плотности Я. м.) волновые ф-ции квазичастиц — плоские волны. В последнее время, однако, интенсивно обсуждается вопрос о возможной неустойчивости этого основного состояния и перехода Я. м. к структуре типа кристаллической. Вопрос этот не выяснен, но любое его решение, как показывают оценки, слабо скажется на указанных выше количествах. результатах.

С помощью эффективного взаимодействия t , получаемого в теории Я. м., проводились расчеты спектров низколежащих возбуждений (до 3—4 Мэв) атомных ядер, в частности Ca^{40} . Результаты оказались в удовлетворит. согласии с экспериментальными данными.

На Я. м. целесообразно проводить теоретич. изучение ядерных процессов с целью выяснения их качеств. особенностей, однако прямое перенесение результатов таких расчетов на атомное ядро требует осторожности, в особенности при рассмотрении тех процессов или вычислении тех величин, для к-рых существенно участие нуклонов, находящихся на границе ядра, где плотность резко меняется.

Лит.: 1) Браннер К., Теория ядерной материи, пер. с англ., М., 1964; 2) Бете Г. А., Задача многих тел в теории ядра, в сб.: Вопросы квантовой теории многих тел, пер. с англ., М., 1959; 3) Ландау Л. Д., «ЖЭТФ», 1956, т. 30, вып. 6, с. 1058; 4) его же, там же, 1957, т. 32, вып. 1, с. 59; 5) Абрикосов А., Халатников И., «УФН», 1958, т. 65, вып. 4, с. 551; 6) Fujii S., Collective excitations of nuclear matter for $N \neq Z$, «Nucl. Phys.», 1964, v. 52, № 1, p. 144; 7) Игдал А. Б., «ЖЭТФ», 1961, т. 40, вып. 2, с. 684.

М. Я. Амуся, Л. А. Слив.

ЯДЕРНАЯ РЕФРАКЦИЯ — то же, что атомная поляризация. См. *Поляризация диэлектриков*.

ЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — раздел ядерной физики, в к-ром изучаются ядерные энергетич. уровни, их свойства и переходы между ними. Совокупность всех уровней данного ядра наз. спектром уровней. С увеличением энергии возбуждения дискретный спектр уровней переходит в сплошной. В Я. с. изучается в основном дискретный спектр ядерных уровней. Спектр уровней исследуют, наблюдая α -, β - и γ -спектры и спектры рассеянных частиц. γ -лучи или конверсионные электроны испускаются при переходах ядер на нижележащие уровни того же ядра. Испускание α - и β -частиц происходит при переходах на нижележащие уровни соседних ядер. Эти переходы происходят с выделением энергии. При облучении заряженными частицами, нейтронами или γ -квантами возможны переходы на вышележащие уровни этого или я соседнего ядра, идущие с поглоще-

нием энергии. Спектр испущенных или рассеянных частиц, наблюдаемый на опыте, непосредственно связан с энергией и др. свойствами тех уровней, между к-рыми произошли переходы.

Задачи Я. с.: 1) Изучение спектров ядерных излучений и накопление экспериментальных данных о свойствах уровней, энергии и интенсивности переходов между ними, о времени жизни уровней, угловых и временных корреляциях излучений. 2) Построение схем ядерных уровней и схем распада ядер. На схемах обычно указываются энергия, спин, четность, период полураспада каждого уровня, способы возбуждения и виды распада уровня, доля распадов по каждому пути, энергия переходов между уровнями, их мультипольность для γ -переходов или логарифм приведенной вероятности (fT) для β -переходов, квадрупольные моменты и др. свойства уровней. Примеры схем — см. ФЭС, т. 1: рис. 3 на стр. 44, рис. 10 на стр. 172, рис. 5 на стр. 381; т. II: рис. 2, 3, 4 на стр. 139, рис. 2 на стр. 356 и т. д. Огромный материал о спектрах уровней и схемах распада известен более чем для тысяч ядер [1]. 3) Теоретич. исследование закономерностей в расположении и свойствах ядерных уровней и переходов, получение из экспериментальных результатов о спектрах уровней сведений о структуре ядер и о свойствах сил, действующих между частицами в ядре.

Методами Я. с. получены сведения, к-рые легли в основу современных представлений о строении ядра. В Я. с. зародились и были обоснованы экспериментально важнейшие ядерные модели (модель оболочек, обобщенная модель и т. д.). Разработаны представления о самосогласованном потенциале в ядре, о форме ядра, о существовании в ядре одночастичных и коллективных возбужденных состояний ядер. Выяснены закономерности α -, β - и γ -излучений. В Я. с. родилась физика элементарных частиц. В частности, изучен β -распад, что привело к созданию теории бета-распадного (т. н. «слабого») взаимодействия. Методами β -спектроскопии было открыто *нейтрино*. Помимо общетеоретич. выводов, Я. с. дает и практич. сведения о свойствах α -, β - и γ -излучений всех радиоактивных изотопов, что имеет большое значение, в частности в ядерной энергетике, а также при разработке защиты от радиоактивных излучений.

Разделы Я. с. Большое количество ядерных уровней возбуждается в результате радиоактивного распада. Т. к. методы исследования α -, β - и γ -лучей неск. различны, то возникло традиционное деление Я. с. на α -, β - и γ -спектроскопии.

В наст. время большое значение приобрело также исследование уровней методом *ядерных реакций* (см. ниже). В связи с ростом точности измерений энергии частиц, участвующих в реакции, этот метод позволил значительно расширить и уточнить сведения об энергии, четности, спине и др. квантовых числах отдельных ядерных уровней (о спектроскопич. характеристиках).

В области вблизи верхней границы, при к-рой еще могут существовать дискретные уровни, большое число их обнаружено при наблюдении резонансов в эффективном сечении ядерных реакций, напр. при захвате медленных нейтронов. Однако здесь число уровней столь велико и расстояния между ними так малы, что для характеристики их вводят другие понятия и эти уровни вблизи границы обычно не рассматриваются в Я. с. (см. *Нейтронная спектроскопия*).

Методы экспериментальной Я. с. а) Измерение энергии и интенсивности переходов между уровнями при *альфа-распаде*, *бета-распаде* (β^+ или β^-), электронном захвате (см. *K-захват*), *гамма-излучении ядер и конверсии внутренней* производится с помощью *альфа-спектрометров*, *бета-спектрометров* и *гамма-спектрометров*.

б) Построение схемы уровней. Энергия γ -квантов определяет разность энергий уровней, между к-рыми произошел переход. Ту же энергию, за вычетом энергии связи в оболочке атома, имеют и конверсионные электроны. Максимальная энергия β -спектра и энергия α -частиц определяет разность энергий уровней материнского и дочернего ядер (с учетом энергии покоя испущенной частицы, отдачи и т. д.).

Для размещения переходов в схеме уровней и установления последовательности уровней и их энергии полезен *комбинационный принцип* Ритца, из к-рого следует, что если сумма энергий двух γ -линий равна энергии третьей линии, то первые 2 перехода идут в каскаде друг за другом параллельно 3-му — прямому переходу. Этот метод обобщается на каскады из большого числа α -, β - и γ -переходов. Для размещения переходов и уровней в схеме измеряются $\gamma\gamma$, $\beta\gamma$ и др. совпадения. Если 2 частицы регистрируются практически одновременно, то оба перехода следуют в каскаде друг за другом.

В правильно построенной схеме распада должен соблюдаться баланс интенсивностей (правило Кирхгофа): сумма интенсивностей переходов, ведущих к заселению короткоживущего уровня, равна сумме интенсивностей переходов с данного уровня в нижележащие состояния.

в) Определение спина и четности. По изменению четности при переходе к величине углового момента, уносимого γ -квантом или электроном, γ -переходы подразделяются на дипольные электрические, дипольные магнитные, квадрупольные и т. д., а β -переходы — на разрешенные, 1-го порядка запрещения, уникальные и т. д. Мультипольность излучения определяется по измеренной величине коэфф. внутренней конверсии γ -лучей, а иногда по вероятности γ -переходов. Порядок запрета β -перехода определяется по величине приведенной вероятности β -распада (или *K-захвата*) и по форме β -спектра. *Вероятность переходов* определяется по измеренному периоду полураспада уровней ядер. Зная спин и четность основных уровней стабильных ядер и мультипольность всех γ -переходов и порядок запрета всех β -переходов, можно почти всегда однозначно установить спин и четность возбужденных уровней и основных состояний нестабильных ядер. При исследовании основных уровней стабильных ядер пользуются методами оптической спектроскопии и радиоспектроскопии (см. *Моменты атомных ядер*).

Спин и четность ядерных уровней определяются также измерением углового распределения и поляризации γ -излучения ориентированных ядер (см. *Поляризованные ядра*), угловой корреляции γ -квантов, идущих в каскаде друг за другом, корреляции направления и поляризации γ -квантов в опытах по $\gamma\gamma$ -, γe -, $\beta\gamma$ -, $e e$ - и др. угловым и поляризационным корреляциям (e — конверсионный электрон), по вероятности α -распада, вероятности и угловому распределению электронов и позитронов парной конверсии.

г) Измерение времени жизни (периода полураспада $T_{1/2}$ или ширины Γ) нестабильных ядерных уровней.

Прямые методы основаны на непосредственном измерении спадаения активности со временем, причем для измерения $T_{1/2} < 1$ сек применяются спец. электронные устройства (временной анализатор и др.); основной метод измерения времени жизни от 10^{-4} до 10^{-11} сек — метод задержанных совпадений. Время жизни измеряется также по длине пробега ядер отдачи. Косвенные методы основаны на измерении эффективного сечения возбуждения ядра σ в различных реакциях. В ряде случаев — кулоновское возбуждение, реакция срыва, возбуждение γ -лучами — *резонансное рассеяние гамма-лучей* (см. также *Мёссбауэра эффект*) —

и возбуждение быстрыми электронами — связь между σ и Γ рассчитывается теоретически (грубо говоря, чем больше ширина уровня, тем легче его возбудить).

Различными методами измерено время жизни неск. сот основных состояний радиоактивных ядер и свыше тысячи возбужденных уровней ядер. Возбужденные ядра с большим временем жизни наз. *изомерами*. Понятие *изомерии атомных ядер* условно, т. к. нет принципиальной разницы между изомерным и любым другим возбужденным уровнем. По периоду полураспада и относительным интенсивностям всех переходов с данного уровня рассчитываются парциальные периоды полураспада T_i для распада по каждому каналу, к-рые сравниваются с теорией. T_i связано с $T_{1/2}$ след. соотношением: $1/T = \sum_i 1/T_i$.

д) Метод ядерных реакций. Сейчас этот метод дает большую часть информации о ядерных уровнях. Так, разница между энергией групп неупруго рассеянных частиц и энергией группы частиц, претерпевших упругое рассеяние, непосредственно дает энергию всех уровней, возбужденных в данной ядерной реакции. При точных измерениях энергии уровней учитывается энергия отдачи ядра. Спин возбужденного уровня определяется по величине углового момента, переданного ядру налетающей частицей. От величины переданного момента сильно зависит изучаемое на опыте угловое распределение рассеянных частиц относительно направления первичного пучка.

Метод ядерных реакций позволяет определить экспериментально структуру волновой функции уровня, т. е. определить, компоненты каких одночастичных состояний и с каким весом участвуют в образовании данного состояния. Эти данные очень важны для определения характера сил, действующих между частицами в ядре.

Свойства уровней изучают также, исследуя γ -лучи и конверсионные электроны, испущенные возбужденными в реакции ядрами. Дополнительную информацию об уровнях дает изучение γ -лучей и конверсионных электронов, в их связи с др. продуктами этой реакции. Др. сведения об этом методе см. в ст. *Ядерные реакции*.

Методы теоретической Я. с. Ядро представляет собой систему сильновзаимодействующих нуклонов. Даже для свободных нуклонов законы их взаимодействия не совсем известны. Но если бы эти законы были бы даже хорошо известны, их все равно трудно было бы применить к сложным ядрам, так как взаимодействие частиц внутри ядра отличается от их взаимодействия в свободном состоянии. Более того, даже зная законы взаимодействия частиц в ядре, решение задачи многих тел получить чрезвычайно трудно. Поэтому в теоретич. Я. с. широко применяется метод ядерных моделей. Наиболее плодотворными с точки зрения предсказания свойств основных и возбужденных уровней ядер оказались *оболочечная модель ядра* и *обобщенная модель ядра*.

При разработке модельных представлений в теорию вводится некое количество феноменологич. параметров, физич. смысл к-рых не объясняется в рамках модели. Понимание природы этих параметров, связи между ними, обоснование применимости тех или иных моделей к ядру можно получить только в «микроскопической» теории ядра. В этом направлении в Я. с. был достигнут значительный прогресс благодаря применению к ядру методов теории многих тел. На этом пути удалось получить важные качественные результаты и свести до минимума количество параметров, вводимых в теорию. Подробнее об используемых здесь методах см. *Ядерные модели*.

Весьма плодотворным оказалось применение в Я. с. методов теории групп [2]. Исходя из требований симметрии решений ур-ния Шредингера, можно иногда получить ряд предположений о волновых функциях и виде взаимодействия.

Важный метод исследования ядер — изучение взаимодействия ядра с электронной оболочкой атома. Этим методом было получено много данных о ядерных уровнях. В теории взаимодействия ядра с электронной оболочкой разработаны методы расчета теоретич. значений коэфф. внутренней конверсии, используемых для нахождения мультипольности переходов f -ции / для определения приведенной вероятности fT электронного захвата и β -распада с учетом влияния электрич. поля атома, методы расчета влияния атомных полей на угловые корреляции. Методы анализа экспериментальных данных о ядрах основываются также на теории ряда др. явлений — Оже-эффекта, фотоэффекта, Комптон-эффекта, аннигиляции и образования пар и т. д.

В теоретической Я. с. многие расчеты столь сложны, что их можно выполнить лишь численными методами, с помощью электронных вычислительных машин.

Техника Я. с. Современное развитие Я. с. связано с созданием циклотронов с большой энергией и с большим разрешением для исследования ядерных реакций, *альфа-спектрометров* и *бета-спектрометров* с двойной фокусировкой, с кратной

фокусировкой, созданием безжелезных магнитных, кристалл-дифракционных и др. спектрометров с высокой разрешающей способностью и светосилой, разработкой нового типа счетчиков — *полупроводниковых детекторов ядерных излучений*, применением *цифровых счетчиков* и др. типов детекторов β - и γ -излучений с высокой эффективностью. В Я. с. чрезвычайно большое внимание уделяется методам современной радиотехники и электроники, в частности использованию многоканальных анализаторов — амплитудных, временных, многомерных, со многими датчиками и т. д. Начинают вводить кибернетич. методы обработки информации, алгоритмизацию и программирование процесса измерений.

Искусственно-радиоактивные ядра получают облучением стабильных изотопов нейтронами в реакторах или пучком заряженных частиц на ускорителях. Извлечение нужных радиоактивных веществ из облученной мишени ведется средствами радиохимии. Важная задача экспериментальной техники — приготовление радиоактивных образцов (источников). Образец должен быть тонким, чтобы в нем не было существенного поглощения и рассеяния α - и β -частиц, и в то же время иметь высокую активность источника, чтобы была обеспечена эффективная регистрация ядерных излучений. Часто источник должен быть малых размеров, чтобы были созданы хорошие условия для фокусировки излучения в спектрометре. Исследование излучений, возникающих в ядерных реакциях, проводится и без выделения, непосредственно из мишени, установленной на пучке ускорителя.

Развитие техники Я. с. тесно связано с успехами теории фокусировки пусков заряженных частиц и импульсной радиотехники.

Лит.: 1) Д Желепов В. С., Покер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер, М.—Л., 1958; Д Желепов В. С. [и др.], Схемы распада радиоактивных ядер, $A > 100$, М.—Л., 1963; 2) Бейман В. Ф., Лекции по применению теории групп в ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1961; 3) Alpha, beta- and gamma-ray spectroscopy, ed. K. Siegbahn, v. 1—2, Amst., 1965; 4) Nuclear spectroscopy, ed. F. Ajzenberg-Selove, pt A, B, N. Y. — L., 1960; 5) Nuclear spectroscopy. Proceedings of the International School of Physics «Enrico Fermi», ed. G. Racah, N. Y., 1962; 6) Б а п с т р а А. Х., Н и й х Г. И., В а н Л и ш у т Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, пер. с англ., М., 1960; 7) Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, пер. с англ., т. 3, М., 1961, ч. 8, с. 8—11; 8) Магма-лучи, М.—Л., 1961; 9) П р е с т о н М., Физика ядра, пер. с англ., М., 1964.

М. А. Листенгаerten, Л. А. Слив.

ЯДЕРНАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ЭМУЛЬСИЯ

Метод Я. ф. э. основан на том, что заряженная частица, проходя через эмульсию, постепенно теряет энергию, ионизуя атомы и молекулы веществ, входящих в состав эмульсии, в частности разрушая кристаллы галоидного серебра и делая их способными к проявлению. При рассмотрении проявленной пластинки под микроскопом след прошедшей заряженной частицы виден в виде цепочки отдельных черных зерен металлич. серебра на фоне прозрачной желатины. Зерна расположены в следе тем плотнее, чем больше ионизация частицы и чем выше чувствительность эмульсии (рис. 1).

Обычно толщины эмульсионных слоев не превышают 400 мк (иногда толщина эмульсионного слоя доводится до 2 мм). Вероятность зарегистрировать в фотоэмульсии толщину a след заряженной частицы длины $l > a$ равна a/l при условии прямолинейности следа и отсутствия преимущественного направления. Отсюда очевидна желательность больших толщин эмульсионных слоев, что можно осуществить также с помощью эмульсионной камеры — пачки слоев эмульсии без подложки. Такая камера экспонируется как сплошной монолит эмульсии; ее толщина может быть практически любой. Так, в космич. лучах экспонируются камеры объемом 50—100 л; на ускорителях обычно — в неск. л. Для фотографич. обработки и микроскопич. просмотра камера разбирается на отдельные слои. Перед разборкой камеры на нее наносится координатная сетка — для облегчения перехода из слоя в слой при микроскопич. изучении следов.

Для того чтобы отличить след частицы от зерен вуали, необходимо, чтобы зерна Ag в следе были расположены воз-

можно более часто. Обычные фотографич. эмульсии с 30—40% содержанием AgBr не удовлетворяют этим требованиям. В эмульсиях для регистрации заряженных частиц концентрация AgBr составляет 85—87% по весу, т. е. ~ 50% по объему.

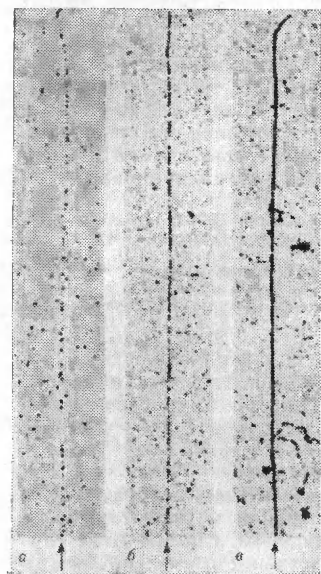


Рис. 1. Следы протонов вблизи концов их пробегов, полученные в различных эмульсиях: а) «полутонная» эмульсия фирмы Илфорд; б) эмульсия Илфорд С2; в) эмульсия Кодак № Т4.

кие по величине и сферические по форме. Диаметры зерен AgBr должны быть 0,15—0,3 мк. Порог чувствительности определяется величиной энергии, к-рую должна, проходя через зерно, потерять частица, чтобы оно приобрело способность к проявлению.

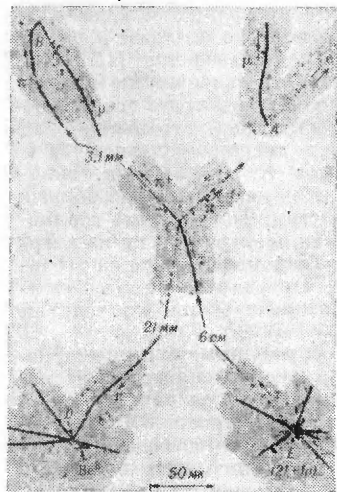


Рис. 2. Рождение К-мезона и его распад по схеме τ ; эмульсия Илфорд G5. Следы зарегистрированы в стопке из 46 слоев размером $15 \times 15 \text{ см}^2$. Первым обнаруженным случаем был распад в точке А μ -мезона, сопровождавшийся вылетом электрона. При просмотре следа μ -мезона в обратном направлении было установлено, что он появился в результате распада π -мезона в точке В, находящейся в том же эмульсионном слое. В свою очередь проследивание π -мезона показало, что он возник в результате распада t -мезона в точке С, к-рая находилась в том же слое.

измерений основных параметров частиц требуется равномерность проявления в пределах 1 зерна по площади и объему слоев и при переходе от одного слоя к другому и полное отсутствие деформации слоев, для того чтобы сделать возможным измерение углов многократного рассеяния в пределах сотых долей градуса.

Ионизирующая способность заряженных частиц разного сорта лежит в широком диапазоне значений в зависимости от их заряда и скорости. Поэтому при синтезе фотографич. эмульсий необходимо учесть характер и свойства излучения, для регистрации к-рого данная эмульсия предназначена: так, тяжелые многозарядные частицы освобождают в микрокристалле галоидного серебра эмульсии сотни тысяч электронов, а однозарядные релятивистские частицы — лишь несколько десятков электронов. Условия регистрации таких частиц различны, следовательно регистрация разного рода излучений должна производиться при помощи разного типа эмульсий. Для количественных исследований излучений требуются эмульсии, в к-рых все зерна обладают, по возможности, одинаковой чувствительностью. При этом обеспечивается макс. чувствительность к частицам с миним. ионизирующей способностью. Равночувствительная эмульсия, в к-рой характер следа частиц не зависит от направления, должна иметь зерна, близкие по величине и сферические по форме. Диаметры зерен AgBr должны быть 0,15—0,3 мк. Порог чувствительности определяется величиной энергии, к-рую должна, проходя через зерно, потерять частица, чтобы оно приобрело способность к проявлению. В случае релятивистских эмульсий порог 0,1—0,2 кэв на 1 зерно.

В табл. 1 приведены данные о чувствительности различных эмульсий, в табл. 2 — данные по атомному составу, в табл. 3 — физич. характеристики основных типов эмульсий.

На рис. 2, 3, 4 даны фотографии следов различных частиц, зарегистрированных в эмульсионных камерах [3].

Процесс обработки множества слоев эмульсионной камеры, экспонированных без подложки, весьма сложен. Для точных количественных

Рис. 3. Последовательный распад тяжелого ядра, принадлежащего первичному космическому излучению. Эмульсия Илфорд G5. На трех изображенных на фотографии мозаик показаны последовательные ядерные взаимодействия тяжелой частицы первичного космич. излучения, имевшие место при ее прохождении через эмульсионную стопку.

Табл. 1.— Чувствительность различных эмульсий.

Природа излучения	Сорт эмульсии		Порог чувствительности	Размер зерна
	НИКФИ, 3-я техн. пластинки, СССР, Москва	Илфорд, Англия		
α -излучение	A—2 T—1 T—2 T—3	B—1 B2 C1 E1 C2	α -частицы до 10 Мэв	0,15 мк
Протоны	Я—2 К		P—40—50 Мэв P—150—200 Мэв	0—15—0,20 мк
Частицы релятивистской энергии	P—BR ₂ MP	G5 K5 LA*		0,3 мк 0,15—0,20 мк

* Новые сорта эмульсий для регистрации всех типов излучений (от осколков деления до релятивистских частиц). Числовые индексы этих сортов (0, 1, 2 и т. д.) увеличиваются по мере увеличения чувствительности эмульсии.

Табл. 2.— Элементарный состав эмульсии при 58% относительной влажности в г/см³.

Наименование элементов	НИКФИ		Наименование элементов	Илфорд	
	Тип P	Тип R		Тип P	Тип R
Ag	1,829	2,025	H	0,0492	0,049
Br	1,359	1,465	N	0,087	0,073
J	0,005	0,057	S	0,283	0,011
C	0,277	0,30	O	0,002	0,20

Большое достоинство метода ядерных эмульсий — наглядность изображения зарегистрированного явления. Кроме того, с помощью этого метода можно весьма точно измерять: 1) Длины пробегов частиц в эмульсии в случаях фиксированного места остановки частицы (остаточный пробег R). По остаточному пробегу можно для частиц известной природы определить энергию: $E = kZ^{2n}M^{1-n}R^n$, где k и n — постоянные, определяемые экспериментально. Z и M — заряд и масса частицы. На рис. 5 приведены кривые пробег-энергия для различных частиц в эмульсиях с содержанием AgBr ~ 83—84%. 2) Количество следов на единице площади эмульсии. По количеству следов можно судить об интенсивности излучения. 3) Углы между следами частиц или углов с относительно заданного направления. 4) Ионизационные потери, зависящие только от скорости частицы

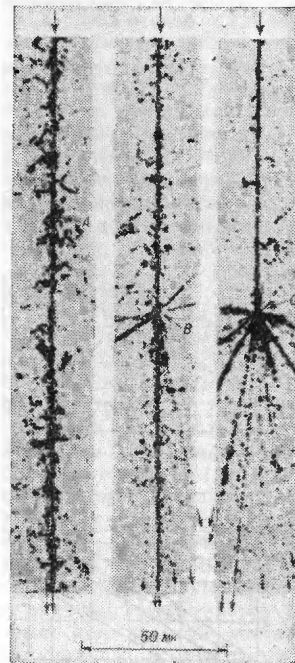


Рис. 3. Последовательный распад тяжелого ядра, принадлежащего первичному космическому излучению. Эмульсия Илфорд G5. На трех изображенных на фотографии мозаик показаны последовательные ядерные взаимодействия тяжелой частицы первичного космич. излучения, имевшие место при ее прохождении через эмульсионную стопку.

Табл. 3. — Приблизительные физические характеристики ядерных эмульсий.

Плотность эмульсии	3,64 г/см ³
Весовой процент AgBr в сухой эмульсии	82,0%
Весовой процент желатины	15%
Плотность бромистого серебра	6,47 г/см ³
Плотность желатины	1,27 г/см ³
Концентрация бромистого серебра в эмульсии	3,09 г/см ³
Средний диаметр зерна	0,3 мк
Средняя масса зерна	0,92 · 10 ⁻¹³ г
Число зерен на 1 см ² эмульсии	3,36 · 10 ¹³
Содержание примесей (% к сухой эмульсии)	3,35%

и от ее заряда. Ионизационная способность частицы измеряется количеством зерен металлич. серебра

на определенной длине следа частицы (или количеством просветов между зернами для очень плотных следов). В эмульсии $dE = 0,6Z^2 \frac{кэв}{\beta} dx$; ($\beta = v/c$). $dR = \beta 1,46 \frac{мк}{\beta}$. Плотность зерен $g = \frac{dN}{dR} = \varphi \left(\frac{dE}{dR} \right)$. Отсюда для частиц с одинаковыми $q = \frac{dN}{dR} = f \left(\frac{R}{M} \right)$; $N = R f \left(\frac{R}{M} \right)$, где N — полное число зерен, отсчитываемое от конца пробега R . 5) Одновременно — массу и энергию частицы; они могут быть определены из измерений среднего угла многократного рассеяния частиц вместе со счетом зерен или измерением остаточного пробега.

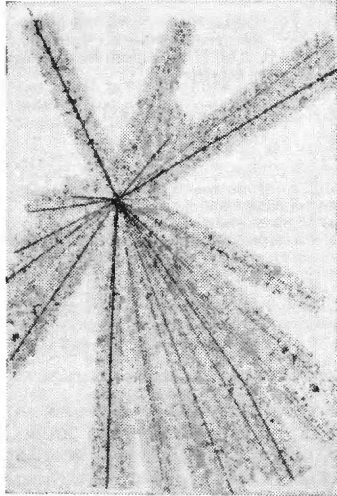


Рис. 4. Лобовое столкновение ядра Mg с ядром Br. Эмульсия Илфорд G5.

Средний угол многократного рассеяния на длине x равен

$$\vartheta_x = k \frac{Z \sqrt{x}}{pv} = k \frac{Z \sqrt{x}}{M\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \sim f \left(\frac{\beta}{M} \right),$$

где p — импульс частицы, v — ее скорость, а k — коэфф., зависящий от эффективного Z эмульсии. Если одновременно измерен пробег частицы и плот-

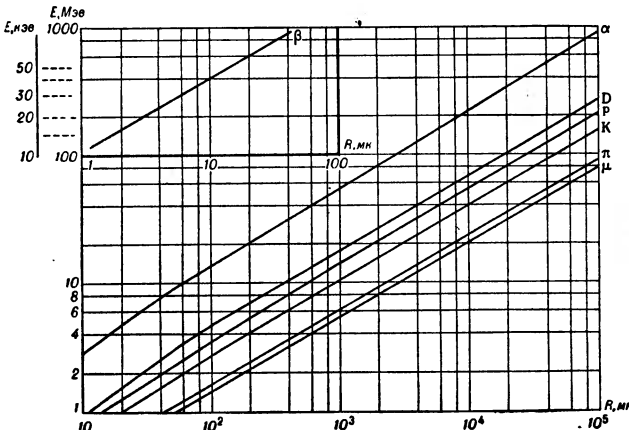


Рис. 5. Зависимость пробега от энергии для различных частиц в эмульсиях с содержанием 83—84% AgBr.

ность зерен, то из этих двух измерений определяется независимо масса частицы и ее скорость. 6) Электрич. заряд частицы в случае многозарядных частиц по числу δ -электронов или по длине сужения следа. Фотографич. эмульсия имеет тормозную способность в 2000 раз больше, чем газовая камера Вильсона и, следовательно, пробеги в 2000 раз меньше.

Я. ф. э. применяются также для целей автордиографии при изучении биологич. процессов, в медицине и промышленности, для электронно-микроскопич. изучения биологич. объектов и для съемки в электронном микроскопе с целью увеличения разрешающей способности.

Лит.: 1) Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д., Исследование элементарных частиц фотографическим методом, пер. с англ., М., 1962; 2) Бонетти А. [и др.], Ядерные эмульсии, пер. с англ., М., 1961; Ядерные эмульсии, «Тр. Всес. н.-и. кинофотоин-та», 1959, вып. 2; 3) С а м о й л о в и ч Д. М. [и др.], в кн.: Ядерная фотография. Труды III Международного совещания, М., 1962, с. 260, 277; 4) Х а у з е р И. [и др.], там же, с. 255. Д. М. Самойлович.

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГИЯ — внутренняя энергия атомного ядра, связанная с взаимодействиями и движениями образующих ядро нуклонов. О способах получения и применения Я. э. см. *Атомная энергетика, Термоядерные реакции, Ядерные реакторы, Ядерные реакции, Ядерные цепные реакции.*

ЯДЕРНОЕ ТОПЛИВО — вещество, ядра к-рого делятся под действием нейтронов и при этом выделяют энергию в *ядерном реакторе*. Обычно Я. т. служат изотопы U и Pu с нечетными атомными весами (U^{233} , U^{235} , Pu^{239} , Pu^{241}). Различают 2 вида Я. т.: первичное — U^{235} в природной или обогащенной смеси изотопов; вторичное — Pu^{239} (образуется при захвате нейтрона U^{238}) и U^{233} (образуется при захвате нейтрона Th^{232}). В природе в значит. количествах встречается лишь U^{235} . Остальные виды Я. т. можно получить в больших количествах в ядерном реакторе по реакциям: $Th^{232} + n = Th^{233} \xrightarrow{\beta} Pa^{233} \xrightarrow{\beta} U^{233}$, $U^{238} + n = U^{239} \xrightarrow{\beta} Np^{239} \xrightarrow{\beta} Pu^{239}$. Я. т. применяется в реакторах в виде металлич. блоков. Твердое металлич. Я. т. отличается экономией нейтронов в процессе деления, хорошей теплопроводностью и высоким сопротивлением термич. ударам, но обладает и рядом недостатков: низкой темп-рой плавления (1133° С), малой прочностью, фазовыми превращениями при высокой темп-ре, что не позволяет применять его в реакторах большой уд. мощности; для устранения этих недостатков разрабатывают диспергированное Я. т.

Теплотворная способность Я. т. ~ 24 млн. эквивалентных *квт · час/кг*, т. е. в неск. млн. раз больше теплотворной способности угля. Тем не менее топливная составляющая стоимости электроэнергии на ядерной электростанции может быть меньше, чем на угольной, только при условии, что одновременно со сжиганием Я. т. идет его воспроизводство по реакции $Th^{232} \rightarrow U^{233}$ или $U^{238} \rightarrow Pu^{239}$.

ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ — упрощенные картины строения ядра атомного, допускающие простое математич. решение задачи об определении различных характеризующих его величин. При построении Я. м. главное внимание обращается на воспроизведение лишь нек-рых сторон поведения атомного ядра; остальные его особенности, как правило, не принимаются во внимание.

Я. м. удобно делить на 3 группы, описывающие: а) общие свойства основных состояний, б) спектр возбуждений, в) взаимодействие с налетающими частицами и др. реакции.

Я. м. первой группы позволяют понять причину стабильности ядерного вещества, т. е. устойчивости по отношению к делению и самопроизвольному распаду ядра, и насыщение *ядерных сил*, т. е. постоянство средней энергии, приходящейся на нуклон. Они дают возможность с помощью неск. параметров

вычислять энергию связи как устойчивых (формула Вейцекера, см. *Дефект масс*), так и неустойчивых по отношению к самопроизвольному переходу ядер.

Я. м. второй группы дают описание экспериментально наблюдаемых уровней энергии ядра, в к-ром каждый уровень характеризуется, помимо энергии, набором квантовых чисел (спин, четность и др.). Я. м. этой группы позволяют вычислять положение уровней или их плотность (число уровней на единичный интервал энергии), магнитные и квадрупольные моменты ядер и вероятности переходов между уровнями, а также позволяют определить значения спинов, магнитных моментов и четностей основных состояний атомных ядер. Я. м. этой группы объясняют также большую устойчивость и распространенность в природе ядер с определенными числами протонов и нейтронов — т. н. магич. ядер (см. *Магические числа*).

Я. м. третьей группы объясняют эксперименты по рассеянию γ -квантов, нуклонов и более тяжелых частиц на ядрах, а также деление атомных ядер, самопроизвольное и вынужденное.

К первой группе относятся: гидродинамическая (двухжидкостная) модель и модель «безграничного» ядра (*ядерная материя*). Согласно г и д р о д и н а м и ч е с к о й м о д е л и, ядро представляет собой каплю протонной и нейтронной жидкостей, характеризующихся определенной плотностью (примерно 10^{28} частиц/см³), средней энергией, приходящейся на один нуклон (порядка — $15,5$ Мэв), коэфф. поверхностного натяжения и протонной и нейтронной сжимаемостями. В основе этой модели лежит предположение о том, что благодаря чрезвычайно сильному взаимодействию между нуклонами и большой плотности ядра столкновения нуклонов в ядре столь часты, что независимое движение отдельных нуклонов невозможно.

Я д е р н а я м а т е р и я — модель, занимающая особое положение среди других Я. м. В ней изучается пространственно-безграничная и однородная система нуклонов, взаимодействующих между собой теми же двухчастичными силами, что и нуклоны в пустоте. Эта модель относится не только к первой, но и к др. группам, поскольку позволяет изучать также спектр возбуждений и ядерные реакции. Однако в силу предположения о безграничности изучаемой системы результаты не имеют доказательной силы для ядра.

Ко второй группе относятся, в первую очередь, *оболочечная модель ядра* и *обобщенная модель ядра*, согласно к-рым каждый нуклон движется независимо в нек-ром *самосогласованном поле*, создаваемом движением всех нуклонов. В обобщенной модели изучаются также и коллективные движения: вращение ядра как целого и колебания ядерной поверхности. Улучшение этих моделей за счет учета взаимодействия между нуклонами (т. н. остаточных сил) было достигнуто в м о д е л я х п а р н ы х к о р р е л я ц и й. К ним относится, в частности, *сверхтекучая модель ядра*, согласно к-рой остаточное притяжение, действующее между парой частиц с нулевым полным моментом количества движения, приводит к образованию т. н. куперовской пары (см. *Купера эффект*). На основе указанных Я. м. удастся вычислить положение уровней энергии ядра и описать все известные свойства основных и возбужденных состояний вплоть до $3-5$ Мэв. В этой области число уровней не слишком велико. Для возбуждений порядка энергии связи нуклона в ядре (~ 8 Мэв) плотность уровней настолько велика, что определяется методами статистич. физики (*статистическая модель ядра*). При этом считается, что возбуждения взаимно независимы и число возможных уровней такое же, как и для газа невзаимодействующих частиц.

К третьей группе относятся *оптическая модель ядра*, модель *составного ядра*, *прямых ядерных реакций* (с методами искаженных волн и дисперсионными методами) и модели деления. О п т и ч е с к а я м о д е л ь о п и с ы в а е т, в соответствии с экспериментальными данными, рассеяние налетающих частиц (нуклонов, дейтронов или более тяжелых) в широком диапазоне энергий (вплоть до сотен Мэв) как происходящее на комплексном потенциале. Действит. часть потенциала описывает упругое рассеяние и уменьшается с ростом энергии; мнимая часть характеризует вероятность неупругого рассеяния, под к-рым понимаются любые процессы, сопровождающиеся потерей энергии налетающей частицей или даже ее захватом ядром.

В средних и тяжелых ядрах при невысоких энергиях нейтрона, влетающего в ядро, образуется сравнительно долгоживущее состояние — составное ядро. Распад его описывается статистической или и с п а р и т е л ь н о й м о д е л я м и — ядро выбрасывает нуклоны так же, как нагретая жидкость испаряет отдельную молекулу. Модель составного ядра исходит из того, что движение нуклонов в ядре близко к гидродинамическому, поскольку только при частых столкновениях возможна передача энергии большому числу нуклонов.

При больших энергиях, а также практически при любых энергиях в легких ядрах, как показывают экспериментальные данные, налетающий нуклон непосредственно взаимодействует с одной из частиц ядра. В этих процессах наилучшее описание достигается с помощью м о д е л и п р я м ы х я д е р н ы х р е а к ц и й, согласно к-рой и налетающая частица, и частица ядра движутся в самосогласованном потенциальном поле оболочечной модели. После реакции образовавшиеся частицы-продукты оказываются не сразу на очень большом расстоянии друг от друга, а движутся сначала в оптич. потенциале ядра, участвующего в реакции, что учитывается методом искаженных волн. Модели составного ядра и прямых ядерных реакций описывают 2 предельных случая; в реальном процессе проявляются черты, свойственные им обоим.

Для описания выбивания из ядра пары нуклонов существенно наличие остаточного взаимодействия между ними. Процесс рассматривается, согласно моделям парных корреляций, как рассеяние налетающей частицы на коррелированной (взаимодействующей) паре. К этим моделям, помимо сверхтекучей, относится и модель, используемая для описания поглощения очень жестких γ -квантов, согласно к-рой между нуклонами в ядре на малых (существенно меньше среднего) расстояниях действуют чрезвычайно большие отталкиват. силы. Различные модели парных корреляций отличаются друг от друга предположением о характере остаточных сил. Предположения эти зависят от межунолонных расстояний, существенных в моделируемом процессе.

Более сложные аспекты прямых ядерных реакций рассматриваются в развиваемом в настоящее время д и с п е р с и о н н о м п о д х о д е (дисперсионной модели). В этой модели все ядра считаются столь же элементарными, как протоны и нейтроны, но, в отличие от последних, способны распадаться при достаточной энергии на протоны, нейтроны, дейтроны, α -частицы и т. п. (см. *Прямые ядерные реакции*).

Наконец, процесс деления ядра рассматривается в рамках гидродинамич. модели как разрыв капли заряженной жидкости, возникающий в результате противоположного действия поверхностного натяжения, стремящегося сохранить сферич. форму жидкости, и кулоновской (электростатической) энергии, стремящейся разрушить каплю.

Я. м. полезны и плодотворны, получаемые с их помощью результаты обладают высокой точностью (в той области, где применима каждая конкретная Я. м.).

Моделируя то или иное явление, обычно пытаются прежде всего построить физ. картину моделируемого объекта, процесса. Физ. представления, лежащие в основе модели, исходят из определенных предположений о свойствах атомных ядер. Вследствие того, что разные модели описывают разные свойства и процессы в ядре, физ. картины, а следовательно, и исходные предположения, могут быть различными, а иногда и прямо противоположными для различных моделей. Напр., чрезвычайно велико количество экспериментальных фактов, описываемых с помощью модели оболочек. В то же время имеются опытные данные, в частности по поглощению жестких γ -квантов (40 Мэв и выше) и π -мезонов, показывающие, что и внутри ядра между нуклонами продолжают действовать большие по величине и малые по радиусу силы; эти факты находят в согласии с исходными предпосылками гидродинамич. модели.

На основе физ. предпосылок разрабатывается математич. аппарат модели, включающий, как правило, составление ур-ния для определения наблюдаемых на опыте величин. Ур-ние содержит ряд параметров, к-рые находятся из требования согласия вычисляемых и экспериментальных данных. Напр., для оболочечной модели такими параметрами являются глубина потенциальной ямы, величины размытости края и спин-орбитального расщепления, в обобщенной модели — параметры статич. деформации и момента инерции, в гидродинамич. модели — поверхностное натяжение капли ядерного вещества и его сжимаемость. Желательно, чтобы параметры имели в достаточной мере наглядный физ. смысл. Каждая Я. м. имеет свою область применимости — совокупность тех процессов и величин, связанных с ядром, расчет к-рых с помощью данной модели приводит к удовлетворит. согласию с экспериментальными данными.

Содержание математич. аппарата, как правило, существенно шире принятой при его построении физ. картины. Поэтому, говоря об истинности модели, следует различать две стороны этого вопроса. Истинность математич. аппарата, т. е. то, что в ограниченной области нек-рое явление с требуемой точностью может быть описано ур-нием модели, проверяется сравнением с экспериментом. Однако благодаря наличию свободных подгоночных параметров согласие с экспериментальными данными совершенно не гарантирует истинности физ. картины: нередко совершенно различные физ. картины приводят к одинаково хорошему объяснению экспериментальных данных. Вследствие этого физ. картина часто меняется, развивается, уточняется, отражая развитие в понимании структуры ядра, хотя математич. аппарат при этом может оставаться почти неизменным. Т. о., сколь бы обширен ни был экспериментальный материал, успешно описываемый моделью, это не гарантирует истинности положенной в ее основу физ. картины. Последний вопрос может быть решен только в рамках общей теории, не содержащей ограничивающих модельных представлений.

Микроскопическая теория ядра является такой теорией, рассматривающей ядро как систему многих протонов и нейтронов, взаимодействующих между собой. Ввиду слабого знания ядерных сил желательно пользоваться результатами, практически не зависящими от ядерного взаимодействия. На основе микроскопич. теории удается обосновать Я. м., т. е., по крайней мере, качественно показать, почему та или иная модель действительно описывает поведение системы, установить внутренние связи между параметрами различных Я. м. Однако ввиду

математич. трудностей не удается с достаточной точностью вычислять параметры моделей. Микроскопич. подход позволяет выразить все характеризующие данный процесс величины через набор небольшого числа параметров, зависящих от нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре (обычно эти параметры проще всего находить из требования согласия с экспериментальными данными). Следовательно, микроскопич. подход позволяет строить (проектировать) новые модели.

Успех на пути обоснования Я. м. наметился в середине 50-х гг. Решающим фактором было предложение — до изучения реального ядра рассмотреть ядерную материю. При этом считалось, что между нуклонами и в ядре, и в ядерной материи действуют такие же двухчастичные нуклон-нуклонные силы, как в пустоте. Это предположение также являлось модельным, и его справедливость была проверена согласием с экспериментальными данными вычисленной энергии основного состояния, плотности ядерного вещества и т. п. При этом удалось объяснить, почему, несмотря на большую величину и короткий радиус действия ядерных сил, в спектре системы существует ветвь, подобная возбуждениям газа невзаимодействующих нуклонов — в соответствии с предположениями оболочечной модели. Это объяснение оказалось практически независимым от конкретного вида и величины нуклон-нуклонного взаимодействия и позволило развить микроскопич. описание ядра.

Казалось бы, при сильном взаимодействии никаких следов одночастичного поведения не должно сохраняться. Действительно, в процессе каждого столкновения движущаяся в среде частица переводит частицу среды, с к-рой сталкивается, и сама переходит в др. состояние. При этом возможны два типа переходов — реальные и виртуальные. Изобразим графически обе эти возможности. Пусть в среде над поверхностью Ферми (т. е. с энергией, большей Ферми уровня) движется частица 1. В нек-рый момент в точке a (рис. 1) она взаимодействует с одной из частиц среды, переводя ее с занятого уровня на уровень вне поверхности Ферми, т. е. образуя частицу 2 и дырку 3 (образование, или рождение дырки означает образование свободного уровня внутри сферы Ферми). Возбужденная частица 2 может опять провзаимодействовать с частицей 1, в результате чего 2 перейдет в исходное состояние, вернув взятую у 1 энергию. После этого столкновения в точке b частица 1 будет находиться в том же состоянии, что и до столкновения в точке a . Такого рода переходы наз. виртуальными, происходящими в тот промежуток времени, в течение к-рого частица движется от a к b . При этом сумма одночастичных энергий двух частиц и одной дырки в состоянии a не равна энергии частицы 1. Такое нарушение (кажущееся) закона сохранения энергии возможно вследствие соотношения неопределенностей: состояние a существует в течение конечного промежутка времени t_{ab} , а следовательно, неопределенность в энергии состояния a равна $\Delta E \sim \hbar/t_{ab}$. Если между частицами взаимодействие велико, то такие процессы весьма существенны. Возможны и более сложные виртуальные процессы с участием многих частиц среды. Подобные процессы могут многократно повторяться, как изображено на рис. 2. Взаимодействие приводит к тому, что наряду с рассматриваемой частицей в ее движении принимают участие и виртуально возбуждаемые частицы. Такого рода образование, состоящее из частицы n участвующих в ее движении

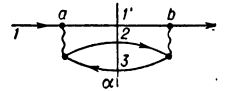


Рис. 1. Процесс виртуального возбуждения. Волнистая линия обозначает взаимодействие; стрелка вправо — частица, влево — дырка.

частиц среды, наз. квази-частицей. При сильном взаимодействии движение отдельной частицы неотделимо от сопровождающих ее движения виртуальных возбуждений. Для каждого значения энергии частицы I степень увлечения и возбуждения среды будет различна. Масса квази-частицы отлична от массы частицы и наз. эффективной массой возбуждения. Последняя может быть как меньше, так и больше массы нуклона в зависимости от характера



Рис. 2. Многократное виртуальное возбуждение.

взаимодействия между частицами — отталкивательного или притягивательного. Согласно экспериментальным данным, эффективная масса нуклонной квази-частицы в ядре, по-видимому, несколько меньше массы нуклона. Энергия квази-частицы при движении сохраняется, и квази-частицы располагаются на определенных уровнях. Число квази-частиц равно числу частиц в системе. Действительно, в качестве частицы I можно рассматривать любую частицу системы, учитывая увлечение ею частиц среды. В дальнейшем вместо частицы рассматриваются квази-частицы.

Помимо виртуальных, возможны и реальные переходы, к-рые отличаются тем, что энергия квази-частицы I идет на возбуждение, и в результате вне поверхности Ферми оказывается по крайней мере две квази-частицы и дырка (рис. 3). При этом обязательно должен выполняться закон сохранения энергии, поскольку состояние α существует сколь угодно долго. В результате таких (и более

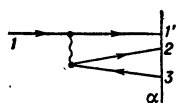


Рис. 3. Затухание (распад) квази-частицы.

сложных) процессов квази-частица будет со временем распадаться. Это означает, что амплитуда волновой ф-ции квази-частицы Φ должна убывать, и зависимость Φ от времени t следующая:

$$\Phi = B \exp(iEt/\hbar - \gamma t/\hbar), \quad (1)$$

где E — энергия квази-частицы, γ — ее затухание и B не зависит от t . Величина γ пропорциональна вероятности распада квази-частицы. Очевидно, что говорить о квази-частице имеет смысл только при условии, если $E \gg \gamma$, т. е., если затухание достаточно мало. Время жизни квази-частицы $\tau \sim \hbar/\gamma$. Вероятность распада пропорциональна числу возможных состояний α — состояний неск. квази-частиц (в простейшем случае — двух) и дырок с той же полной энергией, что у частицы I , т. е. фазовому объему $d\Omega$. Поскольку энергия одной из двух частиц или дырок определяется законом сохранения, фазовый объем состояния α в непрерывном спектре равен произведению фазовых объемов частиц с энергиями E_1 и E_2 :

$$d\Omega \sim \sqrt{E_1} \sqrt{E_2} dE_1 dE_2. \quad (2)$$

Когда энергия рассматриваемой квази-частицы E близка к энергии Ферми, полное число состояний $\Omega \sim \int \sqrt{E_1} \sqrt{E_2} dE_1 dE_2$, причем E_1 и E_2 могут изменяться от энергии квази-частицы на поверхности Ферми λ до E . Если E близко к λ , то $\Omega \sim (E - \lambda)^2$ и $\gamma \sim (E - \lambda)^2$ вне зависимости от силы взаимодействия между частицами. Вероятность рождения n квази-частиц в результате распада I пропорциональна $(E - \lambda)^{2n-1}$. Т. о., условие малости затухания выполняемо в системе с практически сколь угодно сильным взаимодействием между частицами, если энергия E близка к λ , точнее $(E - \lambda)/\epsilon_0 \ll 1$, где ϵ_0 — кинетич. энергия на поверхности Ферми вырожденного нуклонного газа плотностей внутренних областей ядер. Величина $\epsilon_0 \approx 40$ Мэв, а λ составляет в ядрах от -5 до -10 Мэв. Следовательно, говорить об одно-частичном спектре можно вплоть до $E \approx 10-20$ Мэв, и в такой системе, как атомное ядро, существуют

одночастичные возбуждения. Если энергия квази-частицы меньше необходимой для удаления нуклона из системы, вероятность ее распада значительно меньше приведенного выше вследствие дискретности уровней, на к-рых могут находиться квази-частицы I' , 2 и дырка 3 в состоянии α (рис. 3). Системе фермионов с практически любым двухчастичным взаимодействием можно поставить в соответствие систему ферми-квази-частиц (квази-частица подчиняется той же статистике, что и частица). Волновая ф-ция квази-частицы Φ и ее энергия определяются ур-нием, описывающим движение частицы в потенциале $U_E(r)$, к-рый может зависеть от энергии:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_E(r) \right) \Phi_n(r) = E_n \Phi_n(r) \quad (3)$$

или

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Phi_n(r) + \int f(r, r') \Phi_n(r') dr' = E_n \Phi_n(r), \quad (4)$$

где $f(r, r')$ — нелокальный потенциал. В общем случае f и U_E комплексны. Однако благодаря малости затухания у поверхности Ферми можно в (3) и (4) члены, описывающие γ , положить равными нулю и считать f и U_E действительными. Т. о., система сильно-взаимодействующих частиц имеет ветвь спектра, подобную возбуждениям газа невзаимодействующих частиц во внешнем поле. Приведенные соображения являются теоретич. обоснованием справедливости оболочечной модели в системе, где взаимодействие между нуклонами сильно (т. е. оболочечная модель описывает движение квази-частиц; при этом магич. оболочки — те оболочки, в к-рых все квази-частичные уровни, соответствующие данному набору квантовых чисел, заполнены). Существование спектра возбуждений, описываемого ур-ниями (3) или (4), означает, что слабо взаимодействие не между частицами, а между квази-частицами в том смысле, что вызываемые им переходы квази-частицы из одного состояния в другое маловероятны. Экспериментальные данные, подтверждающие справедливость оболочечной модели, означают только, что в области возбуждений до $3-5$ Мэв затухание мало и концепция квази-частиц справедлива.

Если квази-частица может существовать и при $E > 0$, т. е. при $E - \lambda > |\lambda|$, она сможет покинуть ядро и двигаться свободно. На больших расстояниях от ядра, где действием ядерных сил можно пренебречь, отличие квази-частицы от частицы исчезает.

Аналогично, при рассеянии нуклона на ядре нуклон, попав в ядро, будет увлекать в своем движении частицы среды, вызывая как виртуальные, так и реальные переходы, т. е. окажется квази-частицей. Т. о., одночастичное возбуждение, описываемое оболочечной моделью, и движение нуклона в ядре, описываемое оптической моделью, есть движение квази-частицы при разных значениях ее энергии. Это означает справедливость ур-ния вида (3) или (4) с той разницей, что для значит. энергий ($E \sim \lambda$ и выше) пренебрегать мнимой частью U_E нельзя и по мере роста E следует учитывать зависимость U_E от E . Вплоть до $E \sim 10-20$ Мэв можно принять:

$$U_E(r) = U_0(r) + \frac{E - \lambda}{\epsilon_0} l(r) + iW_0(r) \frac{(E - \lambda)^2}{\epsilon_0^2} \quad (5)$$

вид, объединяющий обе модели.

Существующие в системе одночастичные возбуждения, взаимодействие между к-рыми мало, можно рассматривать как газ невзаимодействующих частиц, и число уровней будет определяться по ф-лам статистич. физики с той разницей, что масса равна эффективной массе квази-частицы.

Представление о том, что частица, влетающая в систему с энергией, близкой к энергии Ферми, увлекаемая частицы среды, превращается в квазичастицу, позволяет найти зависимость энергии ядра от плотности при очень малых изменениях последней и установить, что средняя энергия, приходящаяся на одну частицу в ядре, равна энергии отделения нуклона из оболочки магического ядра: $E_{ср} \approx \lambda_{\text{маг}}$.

Волновая ψ -функция квазичастицы представляет собой суперпозицию волновой ψ -функции рассматриваемой частицы и увлекаемых ею частиц среды и определяется решением ур-ния вида (3)—(4). В то же время квазичастицы среды своим движением увлекают рассматриваемую первоначально частицу. Вероятность найти в данной квазичастице любую частицу среды отлична от 0 и меньше 1. Существуют процессы — реакции выбывания и подхвата, k -рые позволяют определить вероятность пребывания частицы в данном состоянии, т. е. одночастичную ширину Γ . Если бы частицы действительно независимо двигались в потенциальной яме, Γ было бы равно 1 для занятого и 0 для свободного уровня энергии ямы. Эксперимент дает значение Γ меньше 1 на 15—30%, в согласии с концепцией квазичастицы.

Волновой ψ -функцией ядра ψ наз. решение ур-ния вида $H\psi = E\psi$, где H — полный гамильтониан ядра, E — его энергия. При этом ψ не равно слэтеровскому детерминанту из одночастичных волновых ψ -функций. Это следует хотя бы из того, что введение понятия квазичастицы не требовало предположения о слабости взаимодействия между частицами среды. С др. стороны, если взаимодействие велико и малого радиуса (по сравнению со средним расстоянием между частицами), то волновая ψ -функция двух близких частиц существенно отличается от произведения двух одночастичных волновых ψ -функций. Вследствие этого, даже если известна волновая ψ -функция оболочечной модели, невозможно вычислить, напр., $E_{ср}$. Аналогично, в рамках оболочечной модели невозможно удовлетворительно вычислить сечение поглощения γ -квантов с энергией, большей 30—40 $M\text{эв}$. В этом процессе принимают участие по крайней мере 2 квазичастицы (т. к. при одинаковой энергии импульс нуклона много больше импульса γ -кванта). При отсутствии взаимодействия между квазичастицами процесс практически не идет (точнее идет с сечением на порядок меньше экспериментального). Взаимодействие между квазичастицами отличается от взаимодействия между свободными нуклонами. В среде др. квазичастиц взаимодействие двух данных, наряду с процессом типа рис. 4 (непосредственное), сопровождается, напр., процессом типа рис. 5: распространение квазичастицы до точки a , далее — акт взаимодействия, приводящий к рождению квазичастицы и дырки, причем виртуально возбужденная квазичастица взаимодействует в точке b со второй из рассматриваемых квазичастиц. Возможны и более сложные виртуальные процессы, определяющие взаимодействие между двумя квазичастицами. Наиболее примечат. особенность взаимодействия двух квазичастиц — его существенно запаздывающий характер, даже если исходное взаимодействие незапаздывающее. Это видно из рис. 5, где моменты времени в точках a и b не совпадают. Взаимодействие двух квазичастиц может зависеть от их полной энергии.

Рис. 4. Непосредственное взаимодействие.

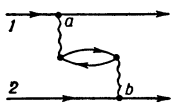
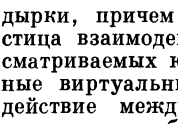


Рис. 5. Взаимодействие с участием среды.



После рассеяния двух квазичастиц, помимо удовлетворения общим законам сохранения полной энергии, импульса, спина и т. п., каждая из них должна

оказаться либо на старом уровне, либо вне поверхности Ферми. Вследствие этого волновая ψ -функция двух квазичастиц $\psi_{\text{кв}}$ вместо ур-ния Шредингера для двух частиц во внешнем поле

$$\left(-\frac{\hbar^2 \Delta_1}{2m} - \frac{\hbar^2 \Delta_2}{2m} + U(r_1) + U(r_2) + \tilde{U}(r_1 - r_2) \right) \times \psi_{\text{кв}}(r_1, r_2) = \epsilon \psi_{\text{кв}}(r_1, r_2) \quad (6)$$

определяется ур-нием вида

$$\left(-\frac{\hbar^2 \Delta_1}{2m} - \frac{\hbar^2 \Delta_2}{2m} + U_E(r_1) + U_E(r_2) + QV_E(r_1, r_2) \right) \times \psi_{\text{кв}}(r_1, r_2) = \epsilon' \psi_{\text{кв}}(r_1, r_2), \quad (7)$$

где \tilde{U} , V_E — соответственно взаимодействие частиц и квазичастиц, Q — проекционный оператор, наличие k -рого приводит к тому, что для любой из двух квазичастиц вероятность находиться на уровнях, занятых др. квазичастицами, равна 0. Если энергия каждой квазичастицы близка к энергии Ферми, то зависимость V_E и U_E от E несущественна, и \tilde{U}_E и V_E может быть заменено нек-рым потенциалом. Параметры V_E должны выбираться из сравнения с экспериментальными данными. Для системы из равного числа протонов и нейтронов при E , близком к λ , V_E следует искать в виде

$$V_E = V_1 + \sigma_1 \sigma_2 V_2 + \tau_1 \tau_2 V_3 + (\sigma_1 \sigma_2)(\tau_1 \tau_2) V_4, \quad (8)$$

где σ_1 , σ_2 , τ_1 , τ_2 — операторы спина и изотопич. спина частиц 1 и 2, k -рые приводят к тому, что 2 квазичастицы взаимодействуют различно в зависимости от полных спина и изотопич. спина пары. Величина V_E и есть то остаточное взаимодействие, k -рое феноменологически вводится в модели парных корреляций. В (8) опущены малые спин-орбитальные поправки. Параметры V_i ($i = 1, 2, 3, 4$) зависят, помимо сил, действующих между парой нуклонов в пустоте, еще и от плотности нуклонов в ядре. Поскольку во внутренних областях плотности ядер практически одинакова, V_i не сильно зависят от числа нуклонов. Для всех ядер, в k -рых состояния квазичастиц вне заполненной оболочки одинаковы, величины V_i одинаковы. Член V_1 в ядрах соответствует притяжению. Известно, что наличие притяжения между квазичастицами у поверхности Ферми приводит к Купер-эффекту — состоянию двух квазичастиц типа связанного. Если число квазичастиц четное (т. е. в четно-четных ядрах), все частицы могут образовывать такие пары; в этом случае спектр одночастичных возбуждений будет отделен от основного состояния щелью. И действительно, одночастичные уровни начинаются в этих ядрах с 1—1,5 $M\text{эв}$, тогда как в соседних нечетных ядрах первый одночастичный уровень имеет энергию порядка 150—250 $k\text{эв}$.

Взаимодействие частицы и дырки обратно по знаку взаимодействию двух квазичастиц. Если один или неск. членов суммы (8) соответствуют отталкиванию между частицами, то взаимодействие с дыркой — притягивательное. Поэтому возможно образование связанного состояния системы частицы — дырка. Эта система может находиться как в основном, так и в возбужденном состоянии. Спектр, т. е. набор уровней такой системы, в отличие от спектра, определяемого ур-нием вида (5)—(6), наз. коллективным. Даже при весьма слабом притяжении между квазичастицами образуется связанное состояние, являющееся аналогом нуля-звука Ландау в теории фермижидкости.

Основываясь на строгом микроскопич. подходе, можно наметить программу расчета свойств различных атомных ядер. Получив качествен. обоснование справедливости оболочечной модели, следует определить параметры ее из спектров возбуждений ядер с одной квазичастицей сверх заполненной (магической) оболочки.

Т. к. плотность внутренних областей ядер одинакова, параметры потенциальной ямы оболочечной модели должны слабо зависеть или вовсе не зависеть от числа нуклонов в ядре. Согласно общей микроскопич. теории, между квазичастицами действуют остаточные силы, и в области низких энергий возбуждения запаздыванием в них можно пренебречь. Их следует искать в виде (8), подбирая параметры потенциалов V_i из соображений согласия с экспериментальными данными по спектрам возбуждений ядер с двумя квазичастицами сверх заполненной оболочки. При этом двухчастичное ур-ние должно иметь вид (7), а не (6). Найдя остаточные силы, можно решить вопрос о том, соответствует ли содержание сверхтекучей модели ядра физ. реальности, т. е. выяснить, существует ли в ядре Купер-эффект.

С точностью до отношения числа квазичастиц в незаполненной оболочке к полному числу нуклонов в ядре с этими же силами можно решать ур-ния движения для 3, 4, 5 квазичастиц вне заполненной оболочки. Поскольку остаточные силы не малы, решение этой задачи не может проводиться с помощью теории возмущений, а требует применения современной машинной вычислит. техники и проводится путем диагонализации матриц энергий. Порядок матриц растет с ростом числа частиц.

Одно и то же частично-дырочное взаимодействие определяет и спектр простейших возбуждений замкнутой оболочки, и сечение процесса поглощения γ -квантов низкой энергии, и реакции ядра на внешнее поле — магнитные моменты, эффективные заряды и т. п. Найдя взаимодействие из анализа спектра возбуждений ядер с замкнутой оболочкой, следует остальные процессы рассчитывать с этим же взаимодействием. В результате, напр., оказывается, что вероятность поглощения γ -квантов имеет широкий максимум в районе энергии $80 A^{-1/2} Mэв$, известный под названием гигантского резонанса.

Строгий микроскопич. подход приводит к нетривиальным результатам и в изучении (моделировании) ядерных процессов, таких как β -распад, захват π -мезонов и т. д.

Существенно, что в этом подходе проясняется как внутреннее единство, так и области применимости многочисленных и на первый взгляд глубоко противоречивых Я. м. Прояснение физ. смысла входящих в Я. м. параметров также весьма полезно, т. к. позволяет сократить число последних. Однако сами по себе эти параметры, по-видимому, всегда будут находиться из опыта. Понимание внутреннего единства Я. м. полезно и в том случае, когда возникает необходимость количеств. описания какой-либо новой реакции, т. е. при конструировании Я. м.

Лит.: 1) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; 2) Немировский П. Э., Современные модели атомного ядра, М., 1960; 3) Таулес Д., Квантовая механика систем многих частиц, пер. с англ., М., 1963, гл. 3—6; 4) Бракнер К., Теория ядерной материи, пер. с англ., М., 1964. См. также лит. при ссылках.

М. Я. Амусья, Л. А. Слив.

ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ — группы близких уровней энергии ядра. Расстояние между уровнями внутри оболочки много меньше расстояния между оболочками. Согласно оболочечной модели ядра, нуклоны в ядре движутся в самосогласованном потенциальном поле. В тех случаях, когда поле центрально-симметрично, каждая Я. о. характеризуется значением полного момента количества движения нуклона j . Нуклоны в ядре располагаются на уровнях энергии потенциального поля, причем заполненным оболочкам соответствуют числа протонов или нейтронов, равные 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ядра, у к-рых протонные или нейтронные Я. о. полностью заполнены, наз. магическими, а с заполненными протонными и нейтрон-

ными оболочками — дважды магическими. К последним относятся He_2^4 , O_8^{16} , Ca_{20}^{40} , Pb_{82}^{208} . Энергия, к-рую необходимо затратить для удаления нуклона из ядра, — наибольшая, а вероятность присоединения дополнит. нуклона — наименьшая по сравнению с соседними ядрами, если соответствующая Я. о. заполнена. Расстояние между оболочками зависит от числа нуклонов в ядре A как $41A^{-1/3}$ и для Ca_{20}^{40} равно 12 $Mэв$. Расстояние между уровнями внутри оболочки — от $\sim 1 Mэв$ до неск. сотен $kэв$. Заполненные нуклонами оболочки могут деформироваться под действием наружных нуклонов, в результате чего последние оказываются не в центрально-симметричном поле. Подробнее о вопросах, связанных с Я. о., см. в статьях *Оболочечная модель ядра*, *Обобщенная модель ядра*, *Ядерные модели*.

Лит.: 1) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958, гл. IV; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963, § 117 (Теор. физика, т. 3); 3) Бете Г., Моррисон Ф., Элементарная теория ядра, пер. с англ., М., 1958, § 19. М. Я. Амусья.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ — устройства, в к-рых может протекать самоподдерживающаяся цепная реакция деления ядер нек-рых тяжелых элементов, вызываемая нейтронами. Создание и широкое распространение Я. р. стало возможным в результате трех открытий, сделанных в 1939 г.: 1) процесса деления ядер U^{235} при бомбардировке их нейтронами; 2) появления при делении ядер U^{235} новых нейтронов в количестве, значительно превышающем количество захваченных нейтронов; 3) открытия запаздывающих нейтронов. Запаздывающие нейтроны составляют очень небольшую долю ($< 1\%$) от полного числа нейтронов, образующихся в результате деления ядер тяжелого элемента. Основное количество ($> 99\%$) нейтронов, наз. мгновенными, возникает в момент деления ядра тяжелого элемента, а запаздывающие нейтроны рождаются спустя ~ 10 сек при радиоактивном распаде нек-рых типов ядер, являющихся продуктами деления ядер исходного тяжелого элемента. Только благодаря запаздывающим нейтронам удается сравнительно просто осуществлять в Я. р. управление цепной реакцией деления.

На рис. 1 даны сечения реакций деления изотопов U^{235} , Pu^{239} и U^{238} в зависимости от энергии нейтронов. В случае изотопов U^{235} и Pu^{239} (а также U^{233}) реакция деления протекает с той или иной скоростью при любой энергии нейтронов. Деление изотопа U^{238} (а также Th^{232}) происходит только на быстрых нейтронах. Из данных, приведенных на рис. 1, видно, что для тепловых нейтронов (область энергии вблизи $0,025 эв$) сечения процесса деления в неск. сот раз превышают таковые для быстрых нейтронов (область энергий вблизи $1 Mэв$).

Таблица 1.

Ядро	U^{235}			Pu^{239}	U^{233}
	ν	η	η		
Тепловые нейтроны, $E = 0,025 эв$	ν	2,47	2,91	2,09	2,52
	η	2,07	2,28		
Быстрые нейтроны, $E = 1 Mэв$	ν	2,65	3	2,7	2,45
	η	2,3	2,7		

Процесс деления происходит не при каждом захвате нейтрона ядром делящегося изотопа: часть таких захватов приводит к образованию более тяжелого изотопа. Так, напр., при захвате ядром U^{235} теплового нейтрона в 16 случаях из 100 происходит не деление, а образование U^{236} . Соотношение между вероятностями процесса деления и процесса захвата нейтронов без деления зависит от энергии нейтронов. В табл. 1 приведены численные значения величин ν и η , характеризующих размножение нейтронов за счет деления ядер важнейших изотопов при бомбардировке их

тепловыми и быстрыми нейтронами. ν — число рождающихся нейтронов в расчете на 1 акт деления ядра. η — число рождающихся нейтронов в расчете на 1 акт захвата нейтрона.

Качество делящегося изотопа, как размножителя нейтронов, определяется величиной η . В природном

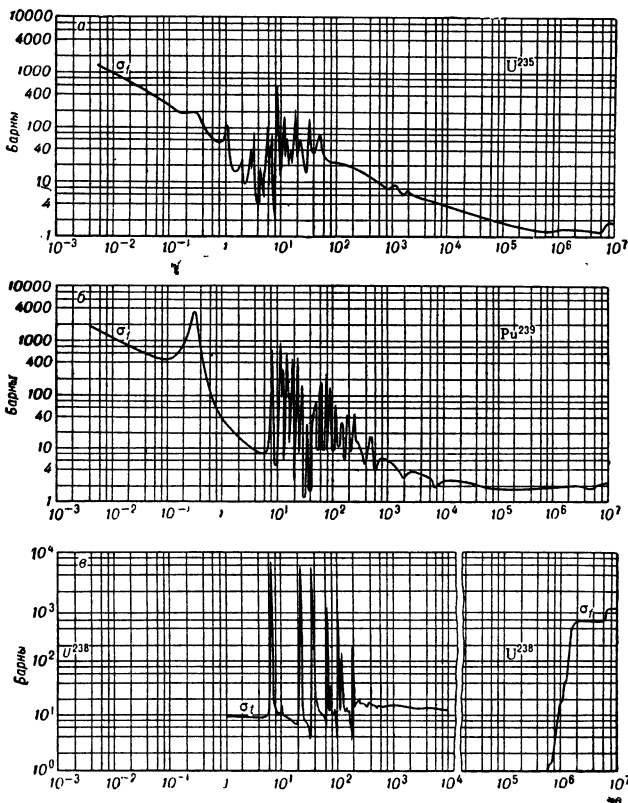


Рис. 1. Сечения нек-рых процессов взаимодействия нейтронов с ядрами изотопов U^{235} , Pu^{239} и U^{238} в зависимости от энергии нейтронов (σ_f — сечение деления, σ_t — полное сечение, в данном случае представляющее собой сумму сечений поглощения и упругого рассеяния), а) σ_f для U^{235} , б) σ_f для Pu^{239} , в) $\sigma_f \times 10^3$ (в области быстрых нейтронов) и σ_t (в области промежуточных энергий нейтронов) для U^{238} .

уране содержание U^{235} очень мало (0,7%). Сечение поглощения для тепловых нейтронов в U^{238} в ~ 250 раз меньше, чем в U^{235} . Благодаря такому соотношению сечений в области тепловых нейтронов для природного урана $\eta = 1,34$. В этом случае η определяется как число рождающихся нейтронов в расчете на 1 акт захвата первичного нейтрона в U^{235} и U^{238} . С увеличением энергии нейтронов η для природной смеси изотопов падает. Самоподдерживающаяся цепная реакция в принципе возможна только в том случае, если $\eta > 1$. В распоряжении создателей первых реакторов был только природный уран, для к-рого условие $\eta > 1$ выполнено в области тепловых нейтронов. Именно поэтому первыми были созданы т. н. тепловые Я. р., в к-рых подавляющая часть делений происходит на тепловых нейтронах. При делении U^{235} рождаются быстрые нейтроны (рис. 3,а). Их необходимо замедлить и превратить в тепловые без существенных потерь. В объеме любых размеров, заполненном природным ураном, цепная реакция невозможна, т. к. нейтроны не могут достичь в этом случае тепловой области энергий. В процессе замедления они по-

глощаются ядрами U^{238} , у к-рого сечение поглощения в промежуточной области энергий весьма велико и имеет резонансный характер (рис. 1,в). Превращение быстрых нейтронов в тепловые возможно в средах, состоящих из ядер природного урана и ядер замедлителя нейтронов. Замедлитель должен состоять полностью или частично из ядер с малым атомным весом, и эти ядра должны слабо поглощать нейтроны. Из удовлетворяющих этим требованиям замедлителей для создания тепловых реакторов пригодны только тяжелая вода, графит, бериллий и окись бериллия. Если создавать Я. р. из гомогенной смеси ядер природного урана и ядер замедлителя (*гомогенный реактор*), то самоподдерживающуюся цепную реакцию можно получить только при использовании тяжелой воды. В гомогенных смесях природного урана с графитом, бериллием и окисью бериллия коэфф. размножения нейтронов $k_{\infty} < 1$ (см. *Размножения нейтронов коэффициент*). Одним из первых открытий, связанных с созданием тепловых Я. р. на природном уране, было открытие того факта, что неоднородное, гетерогенное размещение урана в замедлителе приводит к значит. росту k_{∞} за счет уменьшения резонансного поглощения нейтронов ядрами U^{238} . Я. р. с неоднородным расположением топлива в замедлителе наз. гетерогенными (см. *Гетерогенный реактор*). В таких Я. р. уран размещается в виде блоков, разделенных материалом замедлителя. К моменту создания первых Я. р. на природном уране единственным реально доступным замедлителем был графит.

Первые самоподдерживающаяся цепная реакция была получена 2 декабря 1942 г. в уран-графитовом Я. р., сооруженном и запущенном в США под руководством Э. Ферми. Первым реактором в Советском Союзе и одновременно в Европе был реактор такого же типа, сооруженный и запущенный под руководством И. В. Курчатова. Работы по созданию первых реакторов велись независимо в условиях строжайшей секретности и их успешное завершение было выдающимся научным достижением.

Условия, необходимые для протекания самоподдерживающейся цепной реакции, создаются в каждом конкретном Я. р. при вполне определенных размерах его активной зоны (см. *Критические размеры*) и количестве делящегося материала. Минимальное количество делящегося материала и минимальные размеры активной зоны, при к-рых в данном реакторе возможна самоподдерживающаяся цепная реакция, наз. критич. массой и критическими размерами этого реактора. Активная зона Я. р. окружается отражателем (см. *Отражатель реактора*), уменьшающим утечку из него нейтронов, что приводит к сокращению размеров активной зоны и уменьшению загрузки Я. р. делящимся материалом. Если размеры активной зоны меньше критических, то самоподдерживающаяся цепная реакция невозможна из-за чрезмерно большой утечки из нее нейтронов.

Представление о гетерогенных уран-графитовых Я. р., подобных тем, в к-рых была впервые достигнута самоподдерживающаяся цепная реакция, можно составить по следующим приближенным данным о минимальных необходимых количествах урана и графита: природный уран ~ 45 т, графит (замедлитель и отражатель) ~ 450 т или 270 м³. Уран и графит должны быть очень высокой чистоты, они не должны содержать примесей, сколько-нибудь существенно поглощающих нейтроны.

В Я. р. происходит быстрая смена поколений нейтронов. Среднее время жизни нейтронов в Я. р. различных типов 10^{-3} — 10^{-8} сек. Если количество нейтронов, рождающихся в предыдущем и последующем поколениях, одинаково, то имеет место стационарный

процесс протекания цепной реакции и мощность реактора постоянна. Чтобы получить представление о соотношении между мощностью Я. р. и скоростью протекания в нем цепной реакции деления ядер, укажем, что в Я. р. тепловой мощностью 1 Мвт происходит $\sim 3,3 \cdot 10^{16}$ делений/сек.

Управление цепной реакцией осуществляется органами регулирования. Простейшие органы регулирования имеют форму стержней и содержат материалы, сильно поглощающие нейтроны (бор, кадмий и др.). Извлечение стержня регулирования из активной зоны Я. р., работающего в стационарном режиме, приводит к увеличению доли нейтронов, поглощаемых делящимся материалом, вследствие чего в каждом последующем поколении рождается больше нейтронов, чем в предыдущем, и мощность Я. р. увеличивается. При погружении стержня в активную зону происходят прямопротивоположные процессы. Для прекращения цепной реакции в аварийной ситуации применяются стержни аварийной защиты, к-рые располагаются над активной зоной и по аварийному сигналу быстро вводятся в нее.

На рис. 2 приведена принципиальная схема одного из типов Я. р. Важнейшей частью конструкции такого реактора является тепловыделяющий элемент. Простейший тепловыделяющий элемент представляет собой блок из делящегося материала (напр., из урана или двуоксида урана), заключенный в герметичную оболочку (напр., из Al или Zr). Материал оболочки тепловыделяющего элемента не должен сильно поглощать нейтроны. Во многих Я. р. тепловыделяющие элементы объединяются в сборки или кассеты. При работе Я. р. за счет энергии, выделяющейся при делении ядер, тепло-

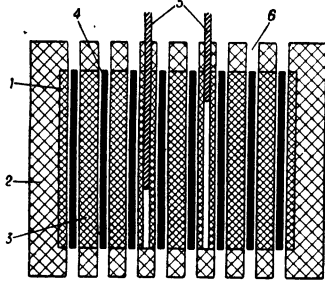


Рис. 2. Принципиальная схема одного из типов ядерных реакторов: 1 — активная зона; 2 — отражатель; 3 — замедлитель; 4 — тепловыделяющий элемент; 5 — стержень регулирования и аварийной защиты; 6 — канал для протока теплоносителя.

выте теплоносителя применяют газы, воду обычную и тяжелую, жидкие металлы, органич. жидкости. Герметичные оболочки тепловыделяющих элементов предохраняют теплоноситель от загрязнения его радиоактивными продуктами деления ядер тяжелых элементов. В ряде случаев (напр., когда сердечник тепловыделяющего элемента состоит из металла, урана, а теплоноситель — вода) непосредственный контакт сердечника с теплоносителем приводит к разрушению тепловыделяющего элемента. Герметичная оболочка устраняет возможность такого контакта.

Для того чтобы Я. р. мог продолжительное время работать на большой мощности, он должен обладать избытком или запасом реактивности. Если размеры активной зоны Я. р. равны критическим, то такой Я. р. не обладает запасом реактивности (реактивность равна нулю). Для создания запаса реактивности размеры активной зоны делают значительно больше критических и, соответственно, делящийся материал загружают в количестве, значительно превышающем критич. массу. Прежде чем осуществить такую загрузку, в активную зону вводят органы компенсации избыточной реактивности. Для этой цели можно применить компенсирующие стержни, аналогичные стерж-

ням регулирования. По мере работы Я. р. количество делящегося материала в его активной зоне уменьшается и происходит накопление продуктов деления, среди к-рых имеются сильные поглотители нейтронов. Такое уменьшение количества делящегося материала наз. его выгоранием. Глубина выгорания делящегося материала (ядерного топлива) определяется количеством разделившихся ядер, отнесенным к их первоначальному количеству. Запас реактивности Я. р. в процессе выгорания ядерного топлива снижается и чтобы цепная реакция не прекратилась, из активной зоны постепенно извлекают компенсирующие стержни. Когда запас реактивности становится равным нулю, цепная реакция прекращается. Чтобы вновь запустить реактор, нужно извлечь из его активной зоны частично выгоревшее ядерное топливо и загрузить новое.

Изменение реактивности Я. р. происходит не только в результате выгорания ядерного топлива, но и при изменении его мощности (см. *Иодная яма*) и температур делящегося материала, замедлителя и отражателя. С точки зрения безопасности работы Я. р. чрезвычайно важно, чтобы при увеличении его мощности не было быстрых положительных изменений реактивности. Реакторы конструируются так, чтобы при увеличении их мощности быстрые изменения реактивности имели отрицательный знак (см. также *Временной режим реактора*).

Я. р. — мощный источник проникающей радиации (нейтроны, γ -лучи), поэтому он окружается биологич. защитой, располагающейся за его отражателем (см. *Защита ядерного реактора*).

Общепринятой полной классификации Я. р. не существует. Для того чтобы охарактеризовать любой Я. р., нужно перечислить неск. его признаков: а) основные материалы, находящиеся в активной зоне Я. р. (ядерное топливо, замедлитель, теплоноситель); б) характер размещения ядерного топлива и замедлителя в активной зоне (гетерогенные и гомогенные Я. р.); в) область энергий нейтронов, в к-рой происходит основная часть делений ядер (тепловые, промежуточные и быстрые Я. р.); г) назначение Я. р. (энергетические, исследовательские, испытательные Я. р., реакторы для производства новых делящихся материалов, радиоактивных изотопов и т. д.). В соответствии с этими признаками образовались названия нек-рых типов Я. р.: уран-графитовые, водо-водяные, кипящие и т. д.

Для того чтобы представить себе многообразие Я. р., достаточно ознакомиться с непретендующим на полную перечень типов ядерного топлива, замедлителей, теплоносителей и с еще менее полным перечнем конструкционных материалов. Делящиеся и сырьевые материалы: U^{235} , Pu^{239} , U^{233} , U^{238} , Th^{232} . Замедлители: обычная вода, тяжелая вода, органич. жидкости, графит, бериллий, окис бериллия, гидриды металлов. Теплоносители: обычная вода, водяной пар, органические жидкости, He, CO_2 , воздух, жидкие металлы. Конструкционные материалы: Al, Zr, сплав Mg и Al, сплав Be и Al, нержавеющая и др. стали, графит.

После того как были созданы новые отрасли промышленности, производящие уран, обогащенный делящимся изотопом U^{235} , и новый делящийся материал Pu^{239} , открылись широкие возможности для разработки Я. р. самых различных типов и назначений. Самую важную роль играет использование Я. р. как источников энергии. Подробнее см. *Воспроизводство ядерного топлива*.

Для развития атомной энергетики наибольшие возможности открываются при применении реакторов-размножителей (см. *Бридер*). Выработывая энергию, реактор-размножитель производит больше ядерного горючего, чем потребляет. Наибольший интерес пред-

ставляет быстрый реактор-размножитель, в котором используется замкнутый топливный цикл $U^{238} - Pu$. Характерный для быстрых Я. р. энергетич. спектр потока нейтронов показан на рис. 3. Для сравнения приведены спектры потоков нейтронов, характерные для водо-водяного и уран-графитового тепловых Я. р. В области быстрых нейтронов Pu^{239} обладает наибольшей способностью размножать нейтроны ($\eta = 2,7$). Сечение деления для Pu^{239} в этой области энергий значительно выше сечения деления для U^{235} .

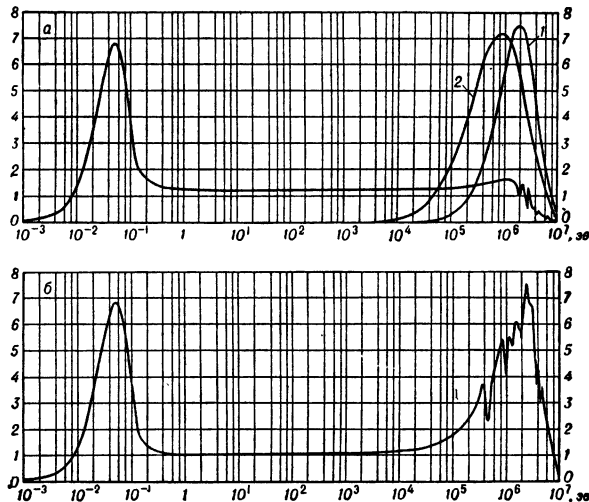


Рис. 3. Спектр нейтронов деления и спектры потоков нейтронов, характерные для реакторов различных типов: а) 1 — спектр нейтронов деления, 2 — быстрый реактор; б) водо-водяной тепловой реактор; б) уран-графитовый тепловой реактор.

Активная зона быстрых реакторов-размножителей окружена вместо отражателя зоной воспроизводства. В активную зону загружаются тепловыделяющие элементы, содержащие Pu^{239} и U^{238} , а в зону воспроизводства — содержащие только U^{238} . Задача состоит в том, чтобы: 1) получить как можно больший коэфф. размножения нейтронов (μ) за счет деления ядер U^{238} на быстрых нейтронах и 2) добиться того, чтобы как можно большая часть избыточного количества нейтронов $\mu - 1$ (один нейтрон необходим для поддержания цепной реакции) поглощалась ядрами U^{238} для получения Pu^{239} . При этом имеют место неизбежные потери за счет поглощения нейтронов продуктами деления, конструкционными материалами, теплоносителем, а также за счет утечки нейтронов через внешнюю границу зоны воспроизводства ядерного горючего. В физич. системах на быстрых нейтронах (советский реактор БР-1) коэфф. воспроизводства равен 2,5 (появляется в 2,5 раза больше ядер Pu^{239} , чем исчезает), а в энергетич. реакторах-размножителях, работающих на быстрых нейтронах, он может достигать $\sim 1,5$. Для быстрых Я. р. характерна очень высокая концентрация делящихся материалов в активной зоне, что обусловлено малыми значениями сечений деления в области быстрых нейтронов.

Рассмотрим некоторые конкретные разработки Я. р. различных типов.

В СССР успешно эксплуатируется импульсный графитовый реактор ИГР. В maximum импульсная мгновенная мощность этого реактора $\sim 10^8$ квт, а макс. мгновенная интенсивность потока тепловых нейтронов $\sim 10^{18}$ н/см²сек. Графит активной зоны этого Я. р. пропитан ураном высокого обогащения. Вся энергия, выделяемая при вспышке, аккумулируется графитовой кладкой, к-рая разогревается в среднем до $\sim 1500^\circ C$. Следующая вспышка возможна только после остывания графита. Интенсивный поток тепловых нейтронов за импульс достигает 10^{17} н/см². Советскими учеными предложен проект еще более мощного импульсного графитового

Я. р. с мгновенной мощностью в maximume вспышки $\sim 10^9$ квт и с длительностью вспышки ~ 1 сек. Такой Я. р. предлагается в качестве импульсного генератора антинейтрино.

Первый экспериментальный энергетический быстрый Я. р. небольшой мощности (17 Мвт) был введен в строй в США в 1962 г. Сооружен также энергетический быстрый Я. р. «Энрико Ферми» и ведутся работы по освоению его проектной мощности (61 Мвт). В СССР разработан быстрый реактор-размножитель БН-350 для атомной электростанции с энергетич. мощностью 350 Мвт с кпд 35% (тепловая мощность реактора 1000 Мвт). Ведется разработка проекта быстрого энергетич. реактора БН-1000 электрич. мощностью 10^6 квт. Применение топлива из монокарбида U и монокарбида Pu позволяет получить в БН-1000 коэфф. воспроизводства $\sim 1,75$. Благодаря быстрым реакторам-размножителям производство электроэнергии на атомных электростанциях возможно за счет U^{238} , которого в природе в 140 раз больше, чем U^{235} .

Имеется возможность для создания второго вида реакторов-размножителей, с замкнутым топливным циклом $Th^{232} - U$, основанная на том, что U^{233} обладает высокой способностью размножать нейтроны при облучении его тепловыми нейтронами ($\eta = 2,28$). Реакторы-размножители второго вида — гомогенные тяжеловодные Я. р. на тепловых нейтронах с коэфф. воспроизводства $\sim 1,2$.

Характерные представители водо-водяных Я. р. — реакторы ледокола «Ленин» и Я. р. первой очереди Ново-Воронежской атомной электростанции электрич. мощностью 210 Мвт. Важная разновидность водо-водяных Я. р. — кипящие Я. р. (см. *Кипящий реактор*).

Для первой очереди Белоярской атомной электростанции электрич. мощностью 100 Мвт был создан уран-графитовый энергетич. реактор, в котором была успешно разрешена очень трудная в условиях достаточно экономичной атомной электростанции задача получения непосредственно в реакторе перегретого пара высоких параметров. По состоянию на 1964 г. мощность атомных электростанций Советского Союза составила 900 Мвт.

В быстром высокотемпературном реакторе «Ромашка» происходит непосредственное преобразование тепловой энергии в электрическую с помощью полупроводниковых термоэлементов из кремний-германиевого сплава. Очень небольшая по объему активная зона этого реактора состоит из графитовых блоков и тепловыделяющих элементов из дикарбида урана. Обогащение урана изотопом $U^{235} - 90\%$. Количество U^{235} в активной зоне 49 кг. Отражатель выполнен из металла. В, к его внешней поверхности примыкают полупроводниковые термоэлементы. Передача тепловой энергии из активной зоны к термоэлементам обеспечивается за счет высокой теплопроводности материалов активной зоны и отражателя. Макс. темп-ры тепловыделяющих элементов и бериллиевого отражателя $1900^\circ C$ и $1200^\circ C$ соответственно. Темп-ра внешней поверхности отражателя $-1000^\circ C$. При тепловой мощности реактора 40 квт полупроводниковые термоэлементы развивают электрич. мощность до 0,8 квт.

Для успешной разработки все более совершенных Я. р. различных назначений необходимы т. н. исследовательские и испытательные Я. р. На этих реакторах ведутся различного рода физические и технические исследования (измеряются сечения различных процессов взаимодействия нейтронов с ядрами, испытываются новые виды тепловыделяющих элементов, изучается изменение свойств материалов при облучении их нейтронами). К этой категории Я. р. относится советский водо-водяной промежуточный реактор СМ-2.

Реактор СМ-2 достиг своей проектной мощности (50 Мвт) в 1962 г. с максимальным потоком тепловых нейтронов ($2,5 \cdot 10^{15}$ н/см²сек). После намеченной реконструкции макс. значение потока тепловых нейтронов в реакторе СМ-2 увеличится более чем в 2 раза. Высокий поток тепловых нейтронов при сравнительно небольшой мощности достигается в реакторе СМ-2 за счет очень малой по объему активной зоны (~ 30 л), в центре к-рой располагается заполненная водой полость (ловушка нейтронов), где и имеет место наибольшее значение потока тепловых нейтронов.

В 1960 г. в Советском Союзе вступил в строй импульсный, быстрый исследовательский реактор ИБР с большой частотой повторения импульсов, предназначенный для физич. исследований на пучках нейтронов. Активная зона реактора ИБР разделена на две половины стальным, вращающимся диском, на периферии к-рого укреплен вкладыш из U^{235} . Наибольшая скорость вращения диска — 5000 об/мин. Без вкладыша из U^{235} активная зона реактора ИБР подкритична. Когда вкладыш оказывается в зоне, происходит вспышка мощности. Ширина импульса ~ 40 мксек, частоту их повторения можно менять от 3,3 имп/сек до 83 имп/сек. При средней мощности реактора 3 квт мгновенная мощность в импульсе достигает 23 Мвт, а мощность между импульсами не превышает 100 ватт.

Среди исследовательских Я. р. средней мощности наиболее распространение получили реакторы погружного типа. Особенность погружного реактора состоит в том, что его активная зона располагается в открытом бассейне, заполненном обычной водой.

Разработка и создание Я. р. различных типов и назначений ведется очень интенсивно во многих странах мира. Вот далеко не полный перечень

областей науки и техники, в к-рых уже нашли или находят применение ядерные реакторы: ядерная физика, физика твердого тела, радиационная химия, биология, медицина, материаловедение, производство плутония, производство радиоактивных изотопов, получение трансураниевых элементов, атомная энергетика, теплофикация, опреснение морской воды, судовые энергетические установки, ракетные двигатели, источники питания для спутников Земли и т. д.

Лит.: 1) Материалы Междунар. конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955, т. 1—16, [М.—Л., 1958]; Труды Второй Междунар. конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958, М., 1959; Труды Третьей Междунар. конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964, М., [в печати]; 2) Вейнберг А., Вигнер Е., Физическая теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1961; 3) Фурсов В. С., Уран-графитовые ядерные реакторы, М., 1956.

Ю. Г. Николаев.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — превращения атомных ядер, обусловленные их взаимодействиями с элементарными частицами или друг с другом. Обычно в Я. р. участвуют 2 исходных ядра и в результате Я. р. образуются 2 новых. Однако возможно образование и значительно большего числа частиц (ядер). В лабораторных условиях Я. р. осуществляются, как правило, при бомбардировке более тяжелых ядер, входящих в состав мишени, пучками более легких частиц.

Запись ур-ния Я. р. аналогична применяемой в химии. В левой части пишут вступающие в реакцию ядра, в правой — продукты реакции: $a + A \rightarrow B + b$; a — бомбардирующее ядро (частица), A — ядро мишени, B — конечное ядро (ядро-продукт), b — вылетающая частица (ядро). Полная запись ур-ния Я. р. содержит заряды и массовые числа вступающих в реакцию и образующихся в результате реакции ядер. Применяется также сокращенная запись: $A(a, b)B$.

Следствием взаимодействия бомбардирующих частиц (ядер) с ядрами мишени может быть: 1) упругое рассеяние: $a + A \rightarrow A + a$ или $A(a, a)A$, при к-ром состав, внутр. энергия и др. характеристики взаимодействующих ядер не меняются, а происходит лишь перераспределение кинетич. энергии в соответствии с законом упругого удара; 2) неупругое рассеяние: $a + A \rightarrow A^* + a'$ или $A(a, a')A^*$, при к-ром состав взаимодействующих ядер не меняется, но часть кинетич. энергии бомбардирующего ядра расходуется на возбуждение ядра мишени [возбужденное ядро обозначается тем же символом, что и исходное, но со звездочкой, а ядро (частица), потерявшее часть кинетич. энергии, обозначается тем же символом, что и бомбардирующее ядро, но со штрихом]; 3) собственно Я. р.: $a + A \rightarrow B + b$ или $A(a, b)B$, в результате к-рой меняются внутр. свойства и состав взаимодействующих ядер или происходит превращение элементарных частиц.

Вероятность Я. р. обычно характеризуют эффективным поперечным сечением (сокращенно — сечением). Сечение связывает число превращений, происходящих в единицу времени, с потоком бомбардирующих частиц и плотностью ядер в мишени. Единица измерения сечений Я. р. — *барн* ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Часто вероятность Я. р. характеризуют выходом Я. р., т. е. отношением числа ядерных превращений в определенной мишени к числу упавших на эту мишень бомбардирующих ядер. Ф-ция, описывающая зависимость сечения (или выхода) Я. р. от энергии бомбардирующих ядер, называется ф-цией возбуждения Я. р.

Я. р. характеризуют тепловым эффектом — разностью масс покоя вступающих в Я. р. и образующихся в результате реакции ядер, выраженную в энергетич. единицах. Если тепловой эффект положителен, то Я. р. идет с выделением энергии. Если тепловой эф-

фект отрицателен, то для осуществления Я. р. энергия относительного движения вступающих в реакцию ядер должна быть не меньше теплового эффекта. При бомбардировке пучком частиц (ядер) неподвижной мишени кинетич. энергия бомбардирующих частиц должна быть не меньше пороговой энергии $E_{\text{порог}}$ связанной с тепловым эффектом Q соотношением: $E_{\text{порог}} = Q M_A / (M_A + M_a)$, где M_A и M_a — массы ядра мишени и бомбардирующего ядра. Напр., при реакции ${}^1_0\text{H}^3(p, n){}^3_2\text{He}$ сумма масс исходных ядер равна 4,025149, а продуктов 4,0259687. Тепловой эффект этой Я. р. $Q = -0,763 \text{ Мэв} < 0$. При бомбардировке H_2 протонами $E_{\text{порог}} = 1,02 \text{ Мэв}$, а при бомбардировке H тритонами $E_{\text{порог}} = 3,06 \text{ Мэв}$. Законы сохранения (энергии, импульса, момента количества движения и др.) налагают ряд ограничений на природу и свойства образующихся продуктов Я. р.

Как правило, предметом исследований в той или иной Я. р. являются дифференциальные и полные сечения Я. р., угловые и энергетич. распределения, а также поляризация продуктов. Цель исследования Я. р. — получение информации о свойствах и квантовых числах состояний ядер (ядерных уровней), проверка ядерных моделей и изучение механизмов различных превращений.

Я. р. обычно классифицируют в соответствии с природой бомбардирующих ядер (частиц): Я. р. под действием нейтронов, протонов, дейтронов, α -частиц, многозарядных (тяжелых) ионов, γ -квантов. Нек-рые типы Я. р. принято классифицировать в соответствии с природой превращения: *кулоновское возбуждение ядра*, деление ядер (см. *Ядра атомного деления*), синтез ядер и др. Кроме того, разграничивают Я. р. на легких ядрах ($A < 50$); A — массовое число ядра мишени, средних ($50 < A < 100$) и тяжелых ($A > 100$), а также Я. р. при малых ($< 1 \text{ кэв}$), средних ($1 \text{ кэв} - 1 \text{ Мэв}$), больших ($1-100 \text{ Мэв}$) и высоких ($> 100 \text{ Мэв}$) энергиях, хотя границы соответствующих областей весьма условны.

Основные представления о механизме Я. р. В теории Я. р. используется общий формализм: *фазовый анализ, матрица рассеяния, теория резонансов* (см. *Брейта-Вигнера формула*). Однако во мн. случаях для вычисления детальных характеристик Я. р. прибегают к модельным представлениям о ядре.

Основы совр. теории Я. р. были заложены в 30-х гг. Н. Бором. Согласно предложенной им концепции, Я. р. $a + A \rightarrow B + b$ состоит из двух этапов: на первом этапе происходит слияние взаимодействующих ядер с образованием нового возбужденного ядра C^* , наз. промежуточным или *составным ядром*: $a + A \rightarrow C^*$. Составное ядро обладает сравнительно большим временем жизни, значительно превышающим «характерное ядерное время», т. е. время, за к-рое быстрая частица проходит расстояние, равное по порядку величины размерам ядра ($10^{-22}-10^{-23} \text{ сек}$). Большое время жизни составного ядра обусловлено тем, что энергия возбуждения распределяется среди большого числа частиц, так что ни одна из них не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. Лишь спустя значит. промежуток времени, на протяжении к-рого энергия возбуждения успевает многократно перераспределиться между нуклонами, на одной из частиц может сосредоточиться энергия, достаточная для ее вылета из ядра. Это означает, что составное ядро как бы успевает «забыть» о способе своего образования. Второй этап Я. р. — распад возбужденного составного ядра: $C^* \rightarrow B + b$. Способ распада составного ядра зависит от его энергии возбуждения, момента количества движения и др. характеристик, но не зависит от того, в результате какого

процесса оно образовалось. На рис. 1 сравниваются ф-ции возбуждения Я. р., вызываемых различными бомбардирующими ядрами, но проходящих через одно и то же составное ядро Zn^{64*} и приводящих к образованию одинаковых продуктов. Первым экспериментальным подтверждением предложенного Бором механизма явилось обнаружение узких резонансов в реакциях захвата медленных нейтронов ядрами, из к-рого следовало (в соответствии с соотношением неопределенностей для энергии и времени), что времена жизни составного ядра велики: $10^{-15} - 10^{-16}$ сек.

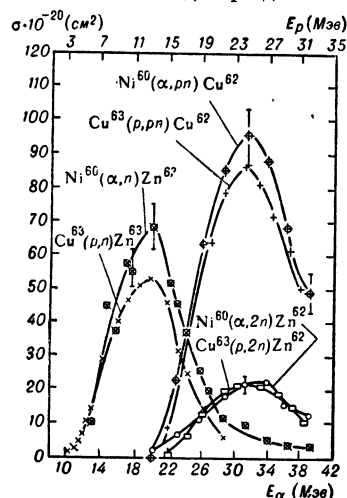


Рис. 1. Сечения реакций под действием протонов и α -частиц, протекающих с образованием составного ядра Zn^{64*} .

ответствующей парциальной ширины Γ_b к полной ширине Γ , равной сумме всех ширин, отвечающих вылету различных частиц: $\eta_b = \Gamma_b/\Gamma$, где $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots + \Gamma_n$. Рис. 2 иллюстрирует конкуренцию различных способов распада, к-рая приводит к подавлению одних реакций другими, более вероятными.

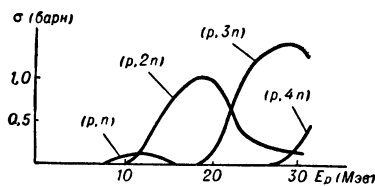


Рис. 2. Конкуренция различных реакций, происходящих при бомбардировке висмута протонами.

сечения образования составного ядра σ_a и вероятности распада этого ядра с испусканием частицы b , η_b : $\sigma(a, b) = \sigma_a \eta_b$. Попытка рассчитать теоретические σ_a и η_b , как правило, заставляет прибегать к неким модельным представлениям о строении ядер. При расчете σ_a используется то обстоятельство, что в силу короткодействующего характера ядерных сил все пространство можно разбить на 2 области: внешнюю, лежащую за пределами ядра, в к-рой на частицу действуют известные силы (кулоновские, центробежные), и внутреннюю, в пределах к-рой на частицу действуют ядерные силы, детали свойства к-рых пока недостаточно известны. Сечение поглощения частиц (ядер) σ_a имеет след. вид: $\sigma_a =$

$$\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\pi\lambda^2 \cdot P_l \cdot \xi_l$$
 где l и λ — момент количества движения и деленная на 2π де-Бройлевская длина волны налетающих ядер, P_l — вероятность проникновения через потенциальный барьер бомбардирующего ядра с моментом l , ξ_l — вероятность прилипания этого ядра к ядру мишени, к-рая зависит только от

характера ядерного взаимодействия вступающих в реакцию ядер. Множители $(2l+1)\pi\lambda^2$ и P_l описывают поведение налетающего ядра во внешней области и могут быть легко вычислены.

В области больших энергий, где $\lambda \ll R$ (радиуса ядра), можно грубо считать, что ядро мишени ведет себя подобно абсолютно черному телу, т. е. что $\xi_l = 1$. Поскольку в этой области энергий $P_l = 1$ практически для всех ядер, то получается простой результат: $\sigma_a = \pi R^2$. Однако в действительности ядра оказались частично прозрачными для падающих частиц. Качественно, следуя Вайскопфу, картину взаимодействия ядра мишени с бомбардирующим ядром можно описать след. образом: падающая частица во внутрь области движется в поле ядерных сил, создаваемом отдельными нуклонами ядра мишени, и может испытать упругое (дифракционное) рассеяние. Кроме того, вследствие столкновения с бомбардирующей частицей один из нуклонов ядра может приобрести энергию, достаточную для вылета из ядра. При этом происходит т. н. прямое взаимодействие (см. *Прямые ядерные реакции*). Возможен (а иногда и наиболее вероятен) такой исход, при к-ром падающая частица, передавая энергию нуклонам внутри ядра, не нарушает их связи с ядром. В этом случае образуется составное ядро. Дифракционное рассеяние и прямые процессы происходят за время, сравнимое с характерным ядерным временем. В такой картине ядро оказывается полупрозрачным для падающих на него частиц (серым). Взаимодействие бомбардирующих частиц с ядрами мишени может быть описано по аналогии с прохождением света через среду, в к-рой падающая волна испытывает рассеяние и частично поглощение. Такой метод рассмотрения механизма Я. р. наз. *оптической моделью ядра*.

Для того чтобы ядро поглотило падающую частицу, последняя должна попасть в область действия ядерных сил, т. е. прицельный параметр b должен быть меньше или равен R . Поскольку $b = l\lambda$, то условие $b \leq R$ означает, что поглощаться могут лишь частицы с $l \leq R/\lambda$. В случае малых энергий $\lambda \gg R$ и условие $l \leq R/\lambda$ выполняется лишь для $l = 0$. Т. о., в области малых энергий отлична от нуля только вероятность прилипания для частиц, испытывающих лобовое столкновение с ядром ξ_0 . Вследствие малой проницаемости кулоновского барьера в этой области основную роль играют Я. р. под действием нейтронов. Однако и для нейтронов сечение образования составного ядра в большей части энергии оказывается существенно меньше πR^2 . Лишь в том случае, когда энергия падающего нейтрона соответствует одному из уровней составного ядра (резонанс), σ_a может достигать величины, близкой $4\pi R^2$. При поглощении нейтрона ядром его длина волны меняется от λ до значений, соответствующих энергии внутри ядра (неск. десятков *Мэв*). Скачок величины длины волны приводит к тому, что поверхность ядра оказывается как бы мало проницаемой для медленных нейтронов. На рис. 3 схематически изображены следующие 3 случая: а) энергия падающей частицы далека от резонанса; амплитуда падающей волны внутри ядра мала; б) по мере приближения энергии падающей частицы к резонансу амплитуда растет; в) в резонансе амплитуда максимальна. Поведение сечения образования нейтроном составного ядра в окрестности одного из уровней этого ядра описывается ф-лой Брейта—Вигнера: $\sigma_n = \pi\lambda^2 \Gamma_n \Gamma / [(E - E_{рез})^2 + \Gamma^2/4]$, где Γ — полная ширина уровня, Γ_n — нейтронная ширина, E — энергия нейтрона, $E_{рез}$ — энергия нейтрона, соответствующая уровню составного ядра (резонансу). Если $\Gamma = \Gamma_n$, то при резонансе сечение достигает величины

$4\pi l^2$. Связь сечения образования составного ядра с энергетич. уровнями этого ядра иллюстрируется рис. 4. При малых энергиях падающих частиц возбужденные уровни образуют дискретный спектр, т. к. расстояние между уровнями значительно больше их ширины. В сечениях поглощения в этой области энергий наблюдаются четко выраженные максимумы — резонансы. По мере увеличения энергии падающих частиц и соответственно энергии возбуждения составного ядра число уровней, а следовательно, и резонансов в сечении, увеличивается, а расстояние между ними уменьшается. Кроме того, возрастают и шири-

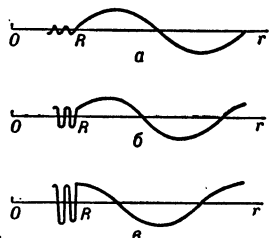


Рис. 3.

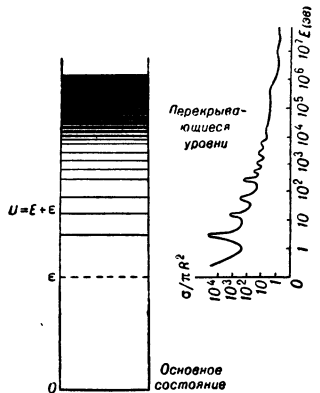


Рис. 4.

Рис. 3. Зависимость амплитуды падающей частицы внутри ядра от энергии: а — энергия падающей частицы далека от энергии возбужденного уровня, б — увеличение амплитуды внутри ядра по мере приближения к резонансу, в — энергия падающей частицы совпадает с резонансной.
Рис. 4. Связь сечений с энергетическими уровнями ядра.

ны уровней. Наконец, при достаточно большой энергии возбуждения уровни начинают перекрываться — спектр становится непрерывным. В соответствии с этим резонансы постепенно сглаживаются, и сечение поглощения становится плавной функцией энергии. При увеличении энергии сечение σ_a уменьшается, приближаясь к геометрическому. Однако вследствие прозрачности ядер при больших энергиях σ_a оказывается меньше πR^2 .

Для предсказания величины η_b необходимо знать ширины Γ_b , характеризующие различные способы распада составного ядра. Совр. состояние теории ядра не позволяет предсказать величины полной ширины данного уровня и величины парциальных ширин, отвечающих вылету различных частиц. Ширины уровней можно выразить через расстояния между уровнями, пользуясь соотношением детального баланса:

$$\Gamma_a = \sigma_a D_{C^*} / (2\pi^2 \lambda^2),$$

где D_{C^*} — расстояние между уровнями составного ядра при энергии возбуждения U , равной сумме кинетич. энергии падающей частицы и энергии связи частицы а в ядре C^* . Как правило, удается рассчитать лишь средние значения расстояний между отдельными уровнями, т. е. значения D_{C^*} , усредненные по большому числу уровней. Использование усредненных величин характерно для статистич. подхода к решению ядерных проблем (см. *Статистическая модель ядра*). При статистич. рассмотрении отказываются от учета характерных свойств отдельных уровней, поэтому его можно применять в тех случаях, когда свойства отдельных уровней не играют большой роли. Это, в частности, справедливо в той области энергии возбуждения, где уровни ядер перекрываются и их свойства, т. о., естественно усредняются.

Вместо среднего расстояния между уровнями вводят плотность уровней $\rho(U)$. В этом случае средняя ширина, отвечающая вылету частицы а:

$\Gamma_a = \sigma_a / 2\pi^2 \lambda^2 \rho(U)$, где $\rho(U)$ — плотность уровней составного ядра при энергии возбуждения U . Зная $\rho(U)$, можно предсказать значение Γ_b , а следовательно, и вероятность распада составного ядра, η_b .

На рис. 5 приведены ширины уровней, отвечающие вылету нейтронов (нейтронные ширины), протонов (протонные ширины) и γ -квантов (радиационные ширины) для ядер с атомными номерами, близкими к Cu, Sn и Zn.

Обычно наиболее вероятно испускание нейтронов, т. к. кулоновский барьер препятствует вылету из ядра заряженных частиц — продуктов реакции. Испускание протона может оказаться более вероятным лишь при условии, что энергия связи нейтрона в составном ядре больше энергии связи протона. Ширины Γ_a и Γ_d , отвечающие вылету α -частиц и дейтронов, как правило, чрезвычайно малы. Т. о., при больших энергиях возбуждения составного ядра $\eta_n \approx 1$, а все вероятности $\eta_p, \eta_\alpha, \eta_d$ и т. д. малы. Поэтому сечения реакций, сопровождающихся вылетом нейтронов, больше сечений реакций, при к-рых испускаются γ -кванты или заряженные частицы.

При малых энергиях возбуждения составного ядра (ниже порога испускания нуклона) испускание γ -квантов — единственно возможный способ распада (при условии, что энергия связи дейтронов и α -частиц также велика). Следовательно, несмотря на то, что радиационная ширина Γ_γ невелика, вероятность испускания γ -квантов $\eta_\gamma = 1$.

Изучение энергетических и угловых распределений продуктов Я. р. позволяет получить более обширную информацию о механизме ядерных превращений, нежели данные о вероятности распада составного ядра.

При малых энергиях возбуждения ход Я. р. (особенно на легких ядрах) зависит от свойств отдельных уровней. Переходам на различные уровни конечного ядра соответствует испускание частиц с различными энергиями. Поэтому в энергетич. распределении вылетающих частиц имеется ряд максимумов, соответствующих уровням конечного ядра. Для каждого перехода характерно свое угловое распределение вылетающих частиц, зависящее от момента количества движения, уносимого частицей.

В случае Я. р. при больших энергиях уровни ядер перекрываются. Поэтому ряд выводов о характере энергетич. и углового распределения вылетающих частиц можно сделать на основе статистич. теории. Энергетич. распределение частиц, вылетающих из сильно возбужденного составного ядра, внешне похоже на распределение по энергиям молекул, испаряющихся с поверхности жидкости:

$$I(E) \sim E\sigma(E) \exp(-E/kT).$$

Однако между ядерным и молекулярным испарением имеется и существ. различие. Испарение одной молекулы приводит лишь к очень слабому охлаждению и, т. о., темп-ра капли практически не меняется. Поэтому в случае испарения молекул в ф-лу просто входит темп-ра среды. В Я. р. частица уносит из ядра энергию, по крайней мере равную энергии связи, т. е. ядро теряет не менее 8 Мэв и, следовательно, испытывает значит. охлаждение; в связи с этим в ф-лу энергетич. распределения входит темп-ра T ,

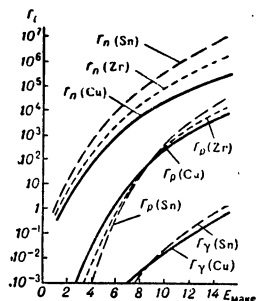


Рис. 5. Ширины, отвечающие вылету нейтронов, протонов и γ -квантов.

соответствующая макс. энергии возбуждения конечного ядра.

Реакции под действием нейтронов, протонов и α -частиц во многом сходны. Это связано с тем, что механизмы этих реакций одинаковы; они сводятся в значит. числе случаев к образованию возбужденного составного ядра, к-рое затем распадается. Различия Я. р. под действием нейтронов, протонов и α -частиц в основном обусловлены различием их зарядов (0, +1, +2), к-рое сказывается лишь на проницаемости кулоновского барьера, т. е. на поведении падающих частиц за пределами ядра, и становится несущественным, когда начинают действовать ядерные силы, определяющие механизм реакции.

Реакции, сопровождающиеся вылетом заряженных частиц, сильно зависят от проницаемости кулоновского барьера. Поэтому, за исключением самых легких ядер, поглощение медленных нейтронов приводит либо к испусканию γ -квантов (радиационный захват нейтронов), либо к испусканию нейтронов с первоначальной энергией (упругое рассеяние). У наиболее тяжелых ядер (напр., у U) возможен также процесс деления. Т. о., в области малых энергий основной вклад в ширину уровня Γ вносят радиационная ширина Γ_γ и нейтронная ширина Γ_n . Остальные ширины ничтожно малы.

Сечения радиационного захвата $\sigma(n, \gamma)$ и сечения упругого рассеяния $\sigma(n, n)$ записываются в виде произведений сечения поглощения нейтронов σ_n и соответствующих вероятностей распада η_γ и η_n :

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma_n \Gamma_\gamma / (\Gamma_n + \Gamma_\gamma),$$

$$\sigma(n, n) = \sigma_n \Gamma_n / (\Gamma_\gamma + \Gamma_n),$$

$$\sigma(n, \gamma) / \sigma(n, n) = \Gamma_\gamma / \Gamma_n.$$

У тяжелых ядер ($A > 100$) $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$. Следовательно, поглощение медленных нейтронов тяжелыми ядрами приводит в основном к радиационному захвату. При увеличении энергии возбуждения растет и энергия, с к-рой нейтрон может вылететь из ядра. Это приводит к увеличению Γ_n , к-рая в конце концов (при энергиях падающих нейтронов 1—10 *Кэв*) становится больше Γ_γ . Поэтому при переходе к неск. большим энергиям падающих частиц упругое рассеяние начинает преобладать над радиационным захватом даже у тяжелых ядер. В случае относительно легких ядер ($A \approx 50$) при энергиях падающих нейтронов ~ 100 эв Γ_n достигает величины порядка неск. эв, т. е. оказывается больше Γ_γ . В области малых энергий Я. р. с испусканием заряженных частиц наблюдаются лишь в очень небольшом числе случаев на легких ядрах.

Сечение поглощения нейтронов ядрами ${}^6\text{Li}$ в широком диапазоне энергий (вплоть до 10 *кэв*) следует закону $1/v$ (v — скорость нейтронов). Сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}_3\text{Li}^7$ примерно в 10^5 раз больше сечения радиационного захвата нейтронов. Столь большая величина вероятности испускания заряженной частицы объясняется тем, что поглощение нейтрона сопровождается выделением энергии, значит. часть к-рой (1,77 *Мэв*) уносит α -частица, так что кулоновский барьер не препятствует ее испусканию. Эта реакция — своеобразный случай деления легкого ядра на 2 осколка (${}_2\text{He}^4$ и ${}_3\text{Li}^7$).

В области больших энергий падающих нейтронов становится возможным неупругое рассеяние (n, n'), при к-ром конечное ядро остается не в основном, а в одном из возбужденных состояний. В этой области энергий Γ_n значительно превосходит $\Gamma_p, \Gamma_\gamma, \Gamma_\alpha$ и т. д. Это означает, что из сильно возбужденного составного ядра в подавляющем числе случаев будут

испускаться нейтроны, т. е. $\eta_n = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \approx 1$. Поэтому сечения реакций, сопровождающихся вылетом нейтронов, равны $\sigma(n, n) = \sigma_n \eta_n \approx \sigma_n$, т. е. практически совпадают с сечением образования составного ядра σ_n . Сечения реакций (n, p) и (n, α) имеют след. вид:

$$\sigma(n, p) = \sigma_n \eta_p \approx \pi R^2 \Gamma_p / (\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots);$$

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_n \eta_\alpha \approx \pi R^2 \Gamma_\alpha / (\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots).$$

Поскольку ширины Γ_p и Γ_α , отвечающие вылету протонов и α -частиц, обычно малы по сравнению с Γ_n , сечения Я. р., сопровождающихся вылетом заряженных частиц, должны быть гораздо меньше геометрич. сечений. Однако измерения $\sigma(n, p)$ и $\sigma(n, \alpha)$ для большого числа ядер при энергиях нейтронов 14 *Мэв* показали, что экспериментальные значения сечений во много раз превышают предсказываемые теорией составного ядра. Это говорит о том, что эти реакции протекают за счет механизма прямого взаимодействия, отличного от механизма образования составного ядра. В ряде случаев падающая частица при столкновении с нуклоном внутри ядра выбивает его из ядра, передавая при этом ему значит. долю энергии. Несмотря на то, что такой процесс должен происходить сравнительно редко (в ряде случаев в ~ 100 раз реже, чем образование составного ядра, т. е. сечение такого процесса $\approx 0,01 \pi R^2$), он приводит к значит. увеличению выхода протонов в результате реакций (n, p) на тяжелых ядрах по сравнению с выходом, вычисленным по теории составного ядра.

Я. р. под действием дейтронов.

На механизм Я. р. под действием дейтронов при энергиях падающих частиц в неск. *Мэв* решающее влияние оказывают особенности строения дейтрона, и прежде всего слабая связь нуклонов в дейтроне. Благодаря большому размеру дейтрона при его приближении к ядру нейтрон может проникнуть в ядро мишени, когда протон будет находиться еще сравнительно далеко от поверхности ядра. При этом произойдет развал дейтрона, и из-за кулоновского отталкивания протон так и не проникнет внутрь ядра. Такие Я. р. наз. реакциями срыва. Существование срыва объясняет, почему реакция (d, p) является преобладающей. Важная особенность реакции срыва та, что образующееся при этом ядро (к-рое представляет собой изотоп ядра мишени) может иметь малую энергию возбуждения, в ряде случаев меньше энергии связи нейтрона. Т. о., Я. р. под действием дейтронов благодаря механизму срыва открывают возможности получения ядер в слабо возбужденных состояниях. Процесс срыва остается основным процессом и для Я. р. под действием дейтронов при высоких энергиях. В этой области энергий кулоновское отталкивание протонов не имеет существен. значения, и срыв происходит в результате столкновения одной из частиц с ядром, в то время как др. частица его минует. Реакции (d, p) и (d, n) в этом случае происходят одинаково часто.

Фотоядерные реакции — Я. р. под действием γ -квантов. Исследования различных фотоядерных реакций, гл. обр. (γ, n) и (γ, p), показали, что сечения этих Я. р. обнаруживают широкий максимум в области энергий γ -квантов 10—20 *Мэв* — так наз. «гигантский резонанс». Наличие таких максимумов первоначально было истолковано как результат конкуренции др. реакций. Однако последующие исследования показали, что уменьшение сечения одной фотоядерной реакции, напр. (γ, n), вообще говоря, не сопровождается увеличением сечения к.-л. др. реакции. Т. о., спад сечения за максимумом нельзя было приписать влиянию конкуренции. Возникло сомнение

в возможности применения к фотоядерным реакциям теории Бора. Однако оказалось, что у одного и того же элемента поведение сечений различных фотоядерных реакций весьма сходно, в частности максимумы сечений расположены при одной и той же энергии. Возникло предположение, что существование гигантского резонанса в фотоядерных реакциях обусловлено специфич. механизмом поглощения γ -квантов ядрами. На рис. 6 схематически изображена зависимость σ_γ от энергии и связь поведения сечения со спектром уровней ядра мишени А. В области I

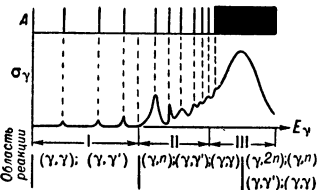


Рис. 6. Зависимость сечения поглощения γ -квантов идеализированным ядром от энергии γ -квантов.

ниже порога реакции (γ, n) возможны лишь упругое и неупругое рассеяние γ -квантов, сечение к-рых обнаруживает максимумы при переходах между дискретными уровнями ядра-мишени. В области II возможен вылет частиц, но спектр уровней ядра, образующегося в результате поглощения γ -квантов, остается дискретным и сечение имеет довольно четко выраженную тонкую структуру. Область III, в к-рой ход сечения носит плавный характер, соответствует перекрывающимся уровням. У более легких ядер ($A < 20$) тонкая структура проявляется вплоть до максимума гигантского резонанса. В сечениях фотоядерных реакций на тяжелых несферич. ядрах наблюдается расщепление самого максимума. Положение последнего зависит от массового числа А. Первоначально для объяснения гигантского резонанса были использованы коллективные модели (Гольдгабер—Теллер, Мигдал). Поглощение γ -излучения в рамках этих моделей объяснялось возникновением электрич. дипольного момента вследствие взаимных колебаний протонов относительно нейтронов. Впоследствии характеристики гигантского резонанса получили объяснение на основе одночастичных представлений.

Исследование выхода фотопротонов из тяжелых ядер обнаружило значит. превышение экспериментальных значений по сравнению с вычисленными по теории Бора. В результате было установлено наличие специфич. механизма, не связанного с образованием составного ядра, — т. н. прямой фотоэффект. При таком процессе γ -квант поглощается одним из протонов, находящихся вблизи поверхности ядра, к-рый покидает последнее без образования составного ядра. Протон уносит основную часть энергии падающего γ -кванта, в связи с чем энергетич. распределение протонов, возникающих при прямом фотоэффекте, существенно отличается от случая Я. р. с образованием составного ядра. Угловое распределение протонов при прямом фотоэффекте имеет вид: $A + B \sin^2 \theta$, где θ — угол между направлением пучка γ -квантов и вылета протона. Коэфф. А и В зависят от состояния, в к-ром протон находился в ядре. Прямой фотоэффект заметен на фоне Я. р., происходящих с образованием составного ядра, если выход последних сильно подавлен, как это имеет место в случае испускания протонов из тяжелых ядер.

Я. р. при высоких энергиях. При энергиях 100 Мэв теория Бора перестает быть справедливой. Проходя сквозь ядро и сталкиваясь внутри его с нуклонами, частицы высокой энергии не успевают потерять всю свою энергию, т. к. число столкновений быстрой частицы внутри ядра оказывается для этого недостаточным. Поэтому в области высоких энергий падающая частица теряет, как правило, лишь часть своей энергии и вылетает из ядра. Время, в те-

чение к-рого происходит взаимодействие частицы высокой энергии с ядром, по порядку величины близко к характерному ядерному времени. Я. р. при высоких энергиях состоят из двух стадий. На первой стадии, наз. внутриядерным каскадом, падающая частица выбивает из ядра неск. быстрых нуклонов. Число вылетающих нуклонов и их энергия зависят от энергии бомбардирующей частицы и геометрич. условий столкновения этой частицы с ядром. Часть вторичных частиц «запутывается» внутри ядра, в результате чего образуется составное ядро. Вторая стадия — распад составного ядра, к-рое, в отличие от реакций при

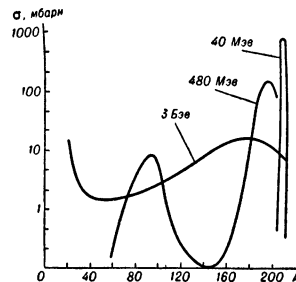


Рис. 7. Распределение по величине массового числа А продуктов Я. р. при бомбардировке ядер Вi протонами с различной энергией.

более низких энергиях, может значительно отличаться от исходного ядра мишени из-за испускания большого числа частиц, предшествующего его образованию. В общем образовании составного ядра — в данном случае процесс, лишь сопутствующий основному механизму развития внутриядерного каскада. Энергия возбуждения составного ядра составляет малую долю энергии падающей частицы. Рис. 7 иллюстрирует увеличение разнообразия продуктов Я. р. с ростом энергии бомбардирующих частиц на примере реакции ядер Вi с протонами. При энергии протонов $E_p = 40$ Мэв продукты реакции близки по массе к ядру мишени, что соответствует механизму образования составного ядра. При $E_p = 480$ Мэв распределение продуктов по массам обнаруживает 2 пика. Максимум в окрестности $A = 190$ соответствует процессам глубокого отщепления, при к-рых из ядра мишени вылетает большое число нуклонов или групп нуклонов (в виде ядер, H^2 , He^4 и т. п.). Появление второго пика в области $A = 100$ обусловлено процессом деления сильно возбужденных ядер, образующихся в результате глубокого отщепления. При $E_p = 3$ Бэв наблюдается процесс фрагментации, состоящий в появлении продуктов с массовыми числами $6 < A < 30$, к-рые не образовывались при малых энергиях.

В Я. р. при высоких энергиях (превышающих соответствующие пороговые энергии) происходит образование различных элементарных частиц: мезонов, гиперонов, резонансов (см. Резонансные состояния элементарных частиц).

Лит.: 1) Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, пер. с англ., М., 1954; 2) Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, пер. с англ., т. 2, М., 1956; 3) Ядерные реакции, под ред. П.-М. Эндта и М. Демера, т. 1—2, М., 1962—64; 4) Segre E., Nuclei and particles, N. Y., — Amst., 1964; 5) Гольдгабер В. И., Лейкин Е. М., Превращения атомных ядер, М., 1958.

Е. М. Лейкин.

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ — силы, действующие между ядерными частицами (протонами, нейтронами, гиперонами) и приводящие к образованию ядер атомных. Я. с. относятся к классу сильных взаимодействий и на много порядков превышают все другие известные в природе силы (электромагнитные, гравитационные, слабые). Я. с. — короткодействующие, они быстро уменьшаются с ростом расстояния между взаимодействующими частицами, когда это расстояние превышает т. н. радиус взаимодействия $r_0 \sim (2-3) \cdot 10^{-13}$ см. Своим происхождением Я. с. обязаны обмену мезонами. Радиус взаимодействия тесно связан с массой его переносчика μ , $r \sim \hbar/\mu c$ (где \hbar — постоянная

Планка, деленная на 2π , c — скорость света); частицей наименьшей массы, сильно взаимодействующей с нуклонами, является *пи-мезон*.

Эти свойства Я. с. были предсказаны в теории Х. Юкава (1935 г.). Однако вполне последовательной количественной теории Я. с. еще не существует. Поэтому широко используются эмпирически найденные ф-лы для зависимости Я. с. от расстояния между нуклонами, от их спинов и т. п.

Я. с. проявляются в трех группах процессов: 1) как парное взаимодействие, напр., двух свободных нуклонов, гиперонов; 2) как взаимодействие свободных нуклонов и гиперонов со сложными ядрами и ядер друг с другом; 3) как взаимодействие между нуклонами внутри ядер. В основе всех трех отмеченных категорий взаимодействия лежит один и тот же процесс — обмен мезонами между двумя нуклонами, однако не исключено, что на него влияет присутствие др. нуклонов (многочастичные Я. с.).

Я. с. первой категории определяются из изучения нуклон-нуклонного рассеяния и структуры дейтрона. Для не слишком больших энергий, вплоть до $E \approx 150$ Мэв, можно пренебречь неупругими процессами (рождением π -мезонов и т. п.) и считать движение нуклонов нерелятивистским, а Я. с. потенциальными. Я. с. зависят не только от r , но и от спинов (σ_1 и σ_2) и *изотопических спинов* (τ_1 и τ_2) взаимодействующих частиц. Это видно, напр., из того, что протон и нейтрон образуют связанное состояние с энергией связи 2,23 Мэв (дейтрон), только если σ_1 и σ_2 параллельны. В противном случае связанное состояние отсутствует. Различают силы Вигнера, в к-рых оператор взаимодействия зависит только от $r = |r_1 - r_2|$, $V_W = V_W(r)$; силы Майорана, в к-рые входит оператор P взаимной перестановки координат двух взаимодействующих частиц r_1 и r_2 , $V_M = V_M(r)P(r_1, r_2)$; силы Бартлета, в к-рые входит оператор перестановки спинов σ_1 и σ_2 , $V_B = V_B(r)P(\sigma_1, \sigma_2)$, и силы Гейзенберга, содержащие оператор перестановки изотопич. спинов τ_1 и τ_2 , $V_H = V_H(r)P(\tau_1, \tau_2)$. Это значит, что, напр., в случае сил Майорана ур-ние Шрёдингера для волновой ф-ции двух нуклонов $\psi(r_1, \sigma_1, \tau_1; r_2, \sigma_2, \tau_2)$ имеет вид:

$$-\left(\hbar^2/2M\right)(\nabla_1^2 + \nabla_2^2)\psi(r_1, \sigma_1, \tau_1; r_2, \sigma_2, \tau_2) + V_M^0(|r_1 - r_2|)\psi(r_2, \sigma_1, \tau_1; r_1, \sigma_2, \tau_2) = E\psi(r_1, \sigma_1, \tau_1; r_2, \sigma_2, \tau_2)$$

и т. п. Т. к. в зависимости от значений полного спина $S = |\sigma_1 + \sigma_2|$ и полного изотопич. спина $T = |\tau_1 + \tau_2|$ ф-ция ψ может быть как симметричной, так и антисимметричной относительно перестановки тех или иных переменных, то член взаимодействия может в одних состояниях иметь характер отталкивания, а в других — притяжения. Это — характерная особенность обменных сил. Я. с. зависят от S и T , но не зависят от заряда нуклонов. Это свойство получило название зарядовой инвариантности.

Все упомянутые выше силы не зависят от направления $n = r/r$ вектора r , соединяющего взаимодействующие частицы, и наз. центральными. Однако наличие у дейтрона квадрупольного момента свидетельствует о существовании нецентральных сил, зависящих от углов между σ_1 , σ_2 и n и пропорциональных произведению $(\sigma_1 n)(\sigma_2 n)$ (тензорные Я. с.). Кроме того, Я. с. зависят от отн. момента количества движения l , — это *спин-орбитальное взаимодействие*, пропорциональное величине Sl .

В феноменологич. потенциалах Я. с. обычно считается, что на малых расстояниях $[(0,4-0,5) \cdot 10^{-13}$ см] между нуклонами действуют чрезвычайно большие по величине отталкиват. силы (т. н. отталкиват. сердце-

вина). Наиболее убедит. свидетельство в их пользу — изменение знака фазы рассеянной S -волны с ростом энергии при $E \approx 150$ Мэв. Вплоть до этой энергии большая совокупность опытов хорошо описывается феноменологич. потенциалом, предложенным Гаммелем (I. L. Gammel) и Талером (R. M. Thaler):

$$V(r) = V_0(r) + V_1(r)[(\sigma_1 n)(\sigma_2 n) - 1/3\sigma_1\sigma_2] + V_2(r)lS, \quad (1)$$

где

$$V_i(r) = \begin{cases} \infty & r < 0,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \\ -V_i^0(b_i/r) \exp(-r/b_i) & r > 0,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \end{cases}$$

$i = 0, 1, 2$; V_i^0, b_i — константы, приведенные в таблице.

S	T	V_0^0 в Мэв	b_0 в 10^{-13} см	V_1^0 в Мэв	b_1 в 10^{-13} см	V_2^0 в Мэв	b_2 в 10^{-13} см
0	1	434	0,69	0	0	0	0
0	0	-130	1	0	0	0	0
1	0	877,4	0,479	159,4	0,973	5000	0,27
1	1	14	1	-22	1,25	7315	0,27

Я. с. второй категории наиболее хорошо изучены для процессов рассеяния нуклонов на ядрах. При не слишком низкой энергии (начиная с неск. Мэв) рассеяние на ядре происходит как на потенциальной яме с радиусом, большим радиуса ядра на $(1-1,5) \cdot 10^{-13}$ см, и с глубиной $U = 40-50$ Мэв. Величина U практически не зависит от числа нуклонов в ядре. Неупругие процессы возбуждения ядра описываются добавлением мнимой части потенциала W (см. *Оптическая модель ядра*). Как U , так и W зависят от E , причем U убывает, а W растет с ростом E . Существенно влияние спин-орбитального взаимодействия, действующего на периферии ядра. Поскольку не учитываются кулоновские силы, Я. с. не зависят от зарядов нуклонов и весь потенциал, на к-ром рассеивается нуклон, при не слишком высоких E имеет вид:

$$U = U_E^0(r) + \tau_1 T_2 U_E^1(r) + (\sigma_1 l) \lambda \frac{\partial U_E^0}{\partial r} + iW_E(r), \quad (2)$$

где $U_E^0(r)$ — потенциал, описывающий упругое рассеяние частицы энергии E на ядре, U_E^1 — потенциал, описывающий упругое рассеяние с изменением (переворотом) изотопич. спина (упругие процессы np и pn — нейтрон-протон и протон-нейтрон), τ_1, T_2 — изотопич. спины налетающей частицы и ядра, l — момент количества движения нуклона относительно ядра, λ — определяемая из опыта константа спин-орбитального взаимодействия. При $E < 0$ потенциал (2) описывает взаимодействие нуклона данного ядра со всеми остальными — потенциал *оболочечной модели ядра*.

Взаимодействие ядер между собой изучено хуже, однако, по-видимому, и оно описывается потенциалом типа (2) с параметрами того же порядка.

Особенности Я. с. третьей категории проявляются в процессах поглощения γ -квантов высокой энергии (выше 40—50 Мэв) и неупругого рассеяния электронов, а также в спектрах ядер с двумя нуклонами сверх заполненной оболочки. Точность определения Я. с. такова, что можно сделать лишь полуколичеств. заключения: при $r \leq (0,4-0,5) \cdot 10^{-13}$ см действует отталкиват. сердцевина, а при $r \geq 10^{-13}$ см — зависящий от E потенциал с глубиной ямы порядка 20 Мэв и радиусом действия, несколько большим, чем в (1). Я. с. этой категории, при пренебрежении кулоновскими силами, также обладают изотопич. инвариантностью, к-рая проявляется в равенстве энергий связи зеркальных ядер (зеркальными наз. два ядра, получающиеся друг из друга заменой всех нейтронов протонами, а протонов нейтронами). Короткодействующий характер Я. с. сохраняется и для сил этой кате-

гории, вследствие чего каждый нуклон взаимодействует только с ближайшими соседями. Я. с. обладают свойством насыщения, проявляющимся в том, что плотность нуклонов в ядре и энергия связи на нуклон в среднем приблизительно одинаковы для ядер разных атомных весов.

Принято считать, что взаимодействия второй и третьей категорий могут быть получены на основе знания Я. с. первой категории. В этом случае свойство насыщения Я. с. требует как наличия в (1) обменных сил, так и отталкивания на малых расстояниях. В ряде работ показано, что Я. с. второй и третьей категории можно полуколичественно согласовать с экспериментальными данными, исходя из (1) и решая соответствующую многонуклонную задачу. Однако вопрос о существовании многочастичных Я. с., не сводимых к парным взаимодействиям (1), остается в значит. мере открытым.

О взаимодействиях ядерных частиц при высоких энергиях см. *Сильные взаимодействия*.

Лит.: 1) Стрoение атомного ядра, пер. с англ., М., 1959, ч. 1, ч. IV (§ 23); 2) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958, гл. III; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963 (Теор. физика, т. 3), § 115, 116. М. Я. Амуся.

ЯДЕРНЫЕ ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ — разветвленные цепные реакции деления тяжелых ядер нейтронами, в результате к-рых число нейтронов возрастает и может возникнуть самоподдерживающийся процесс деления. Как и всякие разветвленные цепные реакции, Я. ц. р. — экзотермические. Огромные масштабы этой энергии обуславливают практич. использование Я. ц. р. как источник атомной энергии.

Реальные условия протекания Я. ц. р. определяются соотношением вероятностей процессов разветвления реакции и ее обрыва. Преобладание разветвления обеспечивает существование самоподдерживающегося цепного процесса, преобладание обрыва означает отсутствие Я. ц. р. К разветвлению цепей в Я. ц. р. приводит лишь деление, в то время как обрыв цепей (т. е. уничтожение нейтронов без появления новых) может происходить при различных побочных ядерных реакциях с ядрами как самого делящегося вещества, так и др. веществ, присутствующих в системе, где протекает Я. ц. р., а также вследствие вылета нейтронов за пределы системы.

Характеристика развития Я. ц. р. в данной системе — коэфф. размножения k системы, равный отношению числа нейтронов, поглощаемых делящимся веществом в данном и предыдущем звеньях цепи. Наличие самоподдерживающегося цепного процесса возможно лишь при $k \geq 1$. Системы, в к-рых $k = 1$, наз. критическими, системы с $k > 1$ — надкритическими и системы с $k < 1$ — подкритическими. k сильно зависит от изотопного состава массы, размеров и формы системы, в к-рой осуществляется Я. ц. р.

Природная смесь изотопов U ($\sim 99,28\%$ U^{238} и $\sim 0,71\%$ U^{235}) при любых размерах и форме системы без к-л. посторонних добавок — всегда подкритическая. Взаимодействуя с ядрами U^{238} , нейтроны деления с преобладающей вероятностью не вызывают новых актов деления, а испытывают неупругое рассеяние, отчего их энергия становится ниже минимальной, необходимой для деления U^{238} (~ 1 Мэв). Поэтому развитие разветвленной Я. ц. р. деления природного U на быстрых нейтронах невозможно. Разветвление начинает преобладать над обрывом цепей в природной смеси изотопов U лишь при весьма малых энергиях нейтронов, близких к энергии их теплового движения ($\sim 1/40$ эв при комнатной темп-ре). При таких энергиях сечение деления U^{235} уже столь велико, что деление U^{235} , несмотря на его малое содержание в смеси, оказывается преобладающим процессом.

В процессе замедления в U нейтрон теряет энергию столь малыми порциями, что почти наверняка попадает в такую область энергий, где сечение радиационного захвата нейтронов ядрами U^{238} имеет один из резонансных максимумов. Нейтрон с большей вероятностью поглощается и дальше в Я. ц. р. не участвует.

Я. ц. р. на медленных нейтронах осуществляются в ядерных реакторах, в к-рых природный или обогащенный изотопом U^{235} уран расположен в виде отдельных блоков или равномерно распределен в объеме замедлителя (воды, тяжелой воды, графита). При столкновениях с легкими ядрами потеря энергии нейтронов происходит гораздо большими порциями, чем при столкновениях с U, и поэтому вероятность, что нейтрон деления в ходе замедления до тепловых энергий избежит радиационного захвата ядрами U^{238} в присутствии замедлителя, гораздо больше. Замедлители как бы доставляют нейтроны в тепловую область в обход «опасной» области резонансных максимумов сечений радиационного захвата в U^{238} . При поглощении U одного теплового нейтрона в среднем испускается $\eta = \sigma_g \nu / (\sigma_g + \sigma_{\gamma, 238} + R\sigma_{f, 238})$ быстрых нейтронов деления, где $\nu = 2,5$ — среднее число вторичных нейтронов на 1 акт деления U^{235} , σ_g — сечение деления U^{235} (590 барн), σ_{γ} — сечения радиационного захвата для U^{235} (108 барн) и U^{238} (2,8 барн), а R — соотношение концентраций U^{238} и U^{235} . Для природного урана ($R = 140$) $\eta = 1,35$. Благодаря тому, что небольшая часть быстрых нейтронов до замедления успевает разделить ядра U^{238} , η увеличивается в ϵ раз (в большинстве реакторов $\epsilon \approx 1,03$). Далее $\eta\epsilon(1 - m)$ нейтронов захватываются в процессе замедления ядрами U^{238} , а ηm нейтронов замедляются до тепловых энергий. Из числа медленных нейтронов доля f поглощается ураном, а доля $(1 - f)$ — замедлителем. Очевидно, что в реакторе бесконечных размеров $k_{\infty} = \eta\epsilon mf$.

η определяется свойствами ядерной горючей смеси, а mf (и, в меньшей степени, ϵ) — конструкцией и составом реактора. В реальных реакторах часть нейтронов может выходить за пределы системы, и потому $k = k_{\infty} \kappa$, где κ — вероятность отсутствия утечки нейтронов из реактора. Выполнение условия $k > 1$, необходимого для пуска реактора, и дальнейшее управление работой реактора обеспечиваются изменением значения f путем вывода или ввода в систему управляющих стержней, содержащих поглотители тепловых нейтронов.

Я. ц. р. на быстрых нейтронах осуществляется в нек-рых типах бриддерных реакторов — размножителей (см. Бриддер) и в атомной бомбе.

Поскольку при делении U^{235} испускается в среднем 2,5н, из к-рых лишь один необходим для поддержания Я. ц. р., в принципе возможно поглощение 1,5н ядрами U^{238} с образованием 1,5 ядер Pu^{239} , т. е. с умноженным воспроизводством делящихся материалов. Однако при использовании Я. ц. р. на медленных нейтронах часть нейтронов поглощается замедлителем, да и в самом U^{235} в $\sigma_{\gamma} \cdot 100 / (\sigma_g + \sigma_{\gamma}) = 15,5\%$ случаев поглощение нейтронов не сопровождается делением. В результате коэфф. воспроизводства делящихся материалов < 1 . Совершенно иная картина взаимодействия с ядрами U^{235} , U^{233} и Pu^{239} быстрых нейтронов деления. Здесь преобладающий вид взаимодействия — деление. Др. виды взаимодействия — упругое и неупругое рассеяние — не препятствуют делению этих ядер, т. к. они могут делиться и нейтронами, испытывшими рассеяние. Единственный процесс обрыва цепей в данном случае — уход нейтронов за пределы блока из делящегося вещества. Поэтому в бридерах Я. ц. р. деление осуществляется на быстрых нейтронах и происходит в центральной активной

зоне, содержащей сильно обогащенный делящимся материалом (U^{235} и U^{233} , Pu^{239}) уран.

Испускаемые из активной зоны быстрые нейтроны поглощаются расположенными вокруг блоками из U^{238} или Th^{232} с образованием, соответственно, Pu^{239} или U^{233} .

В атомной бомбе происходит неконтролируемая Я. ц. р. на быстрых нейтронах в блоках из делящихся материалов U^{233} , U^{235} или Pu^{239} . При определенном материале неизменного состава соотношение вероятностей размножения и ухода нейтронов, а след. и k , увеличиваются с уменьшением отношения поверхности блока к его массе, т. е. при заданных плотности и форме с увеличением размеров и массы блока. Для осуществления неконтролируемой Я. ц. р. на быстрых нейтронах ($k > 1$) необходимо обеспечить превышение массы делящегося вещества над определенным критич. значением, что достигается в атомной бомбе быстрым соединением неск. частей бомбы с образованием надкритич. массы в момент, когда нужно произвести взрыв.

Лит.: 1) Глестон С., Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1954; 2) Смит Г. Д., Атомная энергия для военных целей, пер. с англ., М., 1946.

ЯДЕРНЫЙ ВЗРЫВ. Я. в. может возникнуть в результате цепной реакции деления тяжелых ядер и термоядерной реакции синтеза легких ядер. См. *Термоядерные реакции, Ядерные цепные реакции, Ядра атомного деления.*

ЯДЕРНЫЙ КВАДРУПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС (ЯКР) — резонансное поглощение электромагнитной энергии, обусловленное переходами между уровнями электрического *квадруполяного взаимодействия* ядер в кристаллах. ЯКР является частным случаем *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) в кристаллах. Т. н. «чистый» ЯКР наблюдается в отсутствие постоянного магнитного поля.

Резонансные частоты ЯКР обусловлены существованием *квадруполяных моментов ядер*, характеризующих отклонение от сферич. симметрии в распределении электрич. заряда ядра. Взаимодействие *квадруполяного момента* с неоднородным внутренним электрич. полем кристалла E приводит к появлению энергетич. состояний, соответствующих различным ориентациям ядерной спина I относительно осей симметрии поля E . Радиочастотное магнитное поле, так же как и при исследовании зеэмановских уровней в ЯМР, вызывает индуцированные магнитные дипольные переходы, к-рые обнаруживаются как макроскопич. электромагнитный эффект по эдс индукции. Энергия *квадруполяного взаимодействия* изменяется в широких пределах в зависимости от свойств ядра и структуры кристалла, соответственно частоты ЯКР лежат в диапазоне от сотен *кГц* до тыс. *МГц*.

При исследовании уровней *квадруполяного взаимодействия* ядер измерения в отсутствие постоянного магнитного поля дополняются измерениями в поле $H_0 \neq 0$. В зависимости от соотношения между энергией *квадруполяного взаимодействия* ядра с полем E и энергией магнитного взаимодействия с полем H_0 говорят о *квадруполяном расщеплении* и линий ЯМР или о зеэман-эффекте (см. *Зеэмана явление*) в ЯКР.

В случае «чистого» ЯКР положение энергетич. уровней не зависит от ориентации осей кристалла относительно прибора, что позволяет пользоваться поликристаллич. образцами.

Система уровней *квадруполяного взаимодействия* определяется гамильтонианом

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQ}{4I(2I-1)} [\varphi_{zz}(3I_z^2 - I^2) + (\varphi_{xx} - \varphi_{yy}) \times (I_x^2 - I_y^2)], \quad (1)$$

где eQ — *квадруполяный момент ядра* (e — заряд электрона, Q — постоянная, характеризующая распределение заряда в ядре, имеющая размерность площади), I_z — проекция спина ядра на ось Oz симметрии поля (определяется квантовым числом m); φ_{xx} , φ_{yy} и φ_{zz} — вторые производные потенциала электрич. поля, удовлетворяющие ур-нию Лапласа, что позволяет характеризовать поле E двумя постоянными: градиентом вдоль оси Oz , $eq = \varphi_{zz}$ и параметром асимметрии $\eta = (\varphi_{xx} - \varphi_{yy})/\varphi_{zz}$.

Для случая аксиально-симметричного поля E значения энергии, соответствующие гамильтониану \mathcal{H}_Q :

$$\mathcal{E} = \frac{e^2qQ}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)]. \quad (2)$$

Уровни энергии (2) (см. рис.) двукратно вырождены вследствие того, что энергия взаимодействия ядра с полем кристалла не изменяется при изменении знака проекции момента количества движения ядра на ось симметрии поля (в наглядной классич. модели этому соответствует поворот несферич. ядра, имеющего форму эллипсоида вращения, «другим концом»).

Переходы между уровнями (2) вызываются радиочастотным магнитным полем, перпендикулярным к оси Oz , с частотами, к-рые определяются значениями энергии (2) и правилом отбора $|\Delta m| = 1$. Если поле не является аксиально-симметричным, то система уровней (2) и спектры ЯКР имеют более сложный вид. В частности, в случае целого спина ядра I вырожденные $\pm m$ полностью снимаются.

Для восстановления симметрии поля E и гамильтониана \mathcal{H}_Q по экспериментально наблюдаемому спектру привлекаются измерения, выполненные в поле H_0 . В случае $I = 3/2$, когда при любом значении η спектр в отсутствие поля H_0 состоит из одной линии, такие измерения позволяют установить наличие или отсутствие асимметрии и измерить η .

Значения градиентов электрич. поля φ_{xx} , φ_{yy} , φ_{zz} , характеризующие степень неоднородности электрич. поля, могут изменяться в широких пределах в зависимости от структуры кристалла. В частности, в случае кубич. симметрии окружения ядра *квадруполяное взаимодействие* отсутствует. В общем случае φ_{xx} , φ_{yy} , φ_{zz} определяются зарядами всех электронов и ядер, окружающих ядро, на к-ром наблюдается ЯКР. Т. к. вторые производные потенциала зависят от расстояния, как r^{-3} , то основной вклад в *квадруполяное взаимодействие* вносят электроны атома, содержащего исследуемое ядро. Величина *квадруполяного взаимодействия* существенно зависит от распределения электронной плотности, благодаря чему ЯКР — чувствит. метод изучения природы химич. связей в кристаллах (см. *Кристаллическая структура*).

Для экспериментального исследования линий ЯКР применяются (так же, как и в ЯМР) стационарные методы (непрерывное облучение вещества радиочастотным полем) и импульсные методы. Аппаратура, применяемая для исследования спектров ЯКР, принципиально не отличается от спектрометров ЯМР. Характерное отличие — невозможность измерений без изменения частоты радиочастотного поля. Вследствие этого в ЯКР, как правило, применяется *ламповый генератор*, в катушку индуктивности контура к-рого помещается исследуемое вещество. Частота колебаний генератора медленно изменяется механич. устройством, и резонанс регистрируется по спаданию амплитуды колебаний, связанному с поглощением энергии.

Уровни энергии *квадруполяного взаимодействия* для ядра со спином $I = 5/2$.

$$m = \pm \frac{5}{2} \quad \text{=====}$$

$$m = \pm \frac{3}{2} \quad \text{=====}$$

$$m = \pm \frac{1}{2} \quad \text{=====}$$

Так же, как и в др. методах радиоспектроскопии, возможность увеличения амплитуды радиочастотного поля и макс. величина поглощения ограничены явлением насыщения (см. *Радиоспектроскопия*). В случае очень широких линий в ЯКР выгодно применение суперрегенеративного детектора, колебания к-рого имеют форму быстро следующих друг за другом коротких импульсов большой интенсивности. Применение этой методики позволяет в большей мере сочетать значит. отклонение состояния ядерных моментов от равновесного (что необходимо для получения интенсивных сигналов) с отсутствием насыщения. С этой же целью в ЯКР для поисков сигналов применяются импульсные методы, в частности метод спинового эха (см. *Ядерный магнитный резонанс*). Помимо преимуществ в чувствительности, этот метод дает дополнит. возможности изучения направления осей симметрии поля E , нек-рых особенностей зееман-эффекта в ЯКР, а также позволяет измерить время релаксации.

Метод ЯКР применяется в ядерной физике для определения квадрупольных моментов ядер (см. также *Моменты атомных ядер*). Необходимое при этом вычисление градиентов поля Φ_{xx} , Φ_{yy} , Φ_{zz} ограничивает точность определения моментов. Один из усложняющих факторов — искажение замкнутых электронных оболочек под действием поля внешних зарядов. Т. к. электроны замкнутых оболочек находятся очень близко к ядру, этот эффект может значительно превышать действие на ядро самих внешних полей. Не свободна от трудностей также более простая задача — определение отношений квадрупольных моментов изотопов одного и того же элемента, где можно ожидать одинаковых значений градиентов поля E , действующего на ядра. Отношения моментов, измеренные на различных веществах, часто заметно отличаются, что, по-видимому, связано с зависимостью распределения плотности электронного заряда от распределения заряда в ядре.

Применения ЯКР в исследованиях *твёрдого тела* (диэлектрич. кристаллов и металлов) основаны на связи между структурой кристаллов и значениями градиентов поля E . Если в ЯМР структура кристаллов определяет только возмущения зеемановских уровней, приводящие к уширению и расщеплению линий, то в ЯКР структура кристалла определяет самые уровни квадрупольного взаимодействия, т. е. резонансные частоты. Методом ЯКР исследуются симметрия и строение кристаллов и типы хим. связи. Здесь систематизация экспериментальных данных позволяет решать нек-рые вопросы строения кристаллов качеств. сравнением спектров. Для ЯКР характерна сильная зависимость ширины линий от наличия дефектов в кристалле. Измерение ширины линий позволяет исследовать внутри. напряжения, присутствие примесей и явления упорядочения в кристаллах.

Лит.: 1) Slichter C. P., Principles of magnetic resonance, N. Y., 1963; 2) Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; 3) Dehmelt H. G., «Amer. J. Phys.», 1954, v. 22, № 3, p. 110; 4) Cohen M. H., Reiff F., в кн.: Solid state physics, v. 5. N. Y., 1957; 5) Das T. P., Han E. L., там же, Suppl. 1, 1958; 6) Гречинский В. С., «УФН», 1959, т. 69, вып. 2, с. 189; 7) Семин Г. К., Федина Э. И., «Ж. структур. химии», 1960, т. 1, № 2, 4; 8) Jeffrey G. A., Sakurai I., Applications of nuclear quadrupole resonance to solid state chemistry, v. 1, N. Y., 1964.

К. В. Владимирский.

ЯДЕРНЫЙ МАГНЕТОН — общепринятая единица для измерения магнитных моментов атомных ядер, равная отношению магнитного момента, создаваемого орбитальным движением частицы с зарядом e и массой M протона, к ее механич. моменту: $\mu_0 = e\hbar/2Mc = = 5,050 \cdot 10^{-24}$ эрг/гаусс $= 3,152 \cdot 10^{-12}$ эв/гаусс, где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , c — скорость света в пустоте. См. *Магнетон*.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (ЯМР) — резонансное поглощение электромагн. энергии в твердом, жидком или газообразном веществах, обусловленное магнетизмом ядер [1, 2]. Наблюдается в сильном постоянном магн. поле H_0 , на к-рое накладывается значительно более слабое радиочастотное магн. поле. Резонансный характер явления определяется свойствами носителей магнетизма — ядер, обладающих моментом количества движения $J = \hbar I$ и магн. моментом

$$\mu = \gamma \hbar I, \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π . Взаимодействие с внешним постоянным магн. полем (см. ниже) определяет собств. частоту, частоту прецессии

$$\omega_0 = \gamma H_0, \quad (2)$$

существование к-рой и обнаруживается на опыте. Частота прецессии протонов в поле 10^4 гс $\omega_0/2\pi = = 42,57$ Мгц; для большинства ядер эти значения лежат в диапазоне 1—10 Мгц. Направления прецессии для ядер с параллельными и антипараллельными моментами μ и J ($\gamma \geq 0$) противоположны.

В отсутствие радиочастотного поля существование магн. моментов ядер обуславливает только слабый ядерный парамагнетизм, небольшую добавочную статич. намагниченность M_0 , направленную параллельно полю,

$$M_0 = \chi_0 H_0, \quad (3)$$

где χ_0 — восприимчивость. Намагниченность M_0 может быть обнаружена экспериментально при низких темп-рах, она очень мала, в 10^6 — 10^8 раз меньше электронного парамагнетизма. Радиочастотное поле резонансной частоты вызывает переориентацию, прецессионное движение ядерной намагниченности, что уже сравнительно легко обнаруживается как электромагн. эффект по эдс индукции в катушке, окружающей исследуемое вещество. Эффект все же остается слабым, наблюдение удается только на образцах, содержащих сравнительно большое количество вещества (10^{17} — 10^{21} ядер), но применение чувствит. приборов позволяет исследовать очень многие интересные объекты. Специфичность явления ЯМР позволяет, напр., выделить слабый ядерный магнетизм на фоне очень сильного электронного магнетизма ферромагнетиков. Высокая точность измерений также является важным преимуществом резонансного метода.

Основы теории. Сущность явления ЯМР определяется более общим термином **магнитный резонанс**, охватывающим аналогичные методы исследования молекулярных пучков (см. *Раби метод*), парамагнетиков (*электронный парамагнитный резонанс*), ферромагнетиков (*ферромагнитный резонанс*). Основные характеристики магн. резонанса (геометрия опыта, значение резонансной частоты) хорошо описываются классич. моделью *гироскопа*, обладающего магн. моментом μ и моментом количества движения J . Более точно магн. резонанс характеризуется как явление, основанное на квантовых переходах между уровнями энергии взаимодействия магн. дипольных моментов с внешним полем H_0 . Во многих случаях, напр. в результате магнитного диполь-дипольного взаимодействия ядер, вместо одной резонансной частоты появляется целый спектр, соответствующий сложной системе энергетич. уровней. Квантовая трактовка необходима здесь даже для качеств. понимания явлений. Простейшим, общим для всех указанных выше методов является случай магн. резонанса изолированных, свободных от др. воздействий, помимо внешнего магн. поля, спинов. Энергии взаимодействия магн. момента μ с внешним магн. полем H соответствует гамильтониан

$$\mathcal{H} = -\mu H. \quad (4)$$

Для постоянного поля H_0 , направленного вдоль оси z , гамильтониан (4) имеет простой вид

$$\mathcal{H} = -\gamma \hbar H_0 I_z. \quad (5)$$

Собств. значения гамильтониана (5), отличающиеся от собств. значений I_z — оператора проекции момента количества движения на ось z — множителем $\gamma \hbar H_0$,

$$\mathcal{E} = -\gamma \hbar H_0 m \quad (m = I, I-1, \dots, -I) \quad (6)$$

определяют систему $2I + 1$ эквидистантных уровней энергии (рис. 1). Индуцированные переходы между уровнями (6) вызываются радиочастотным полем H_x , направленным перпендикулярно полю H_0 ,

$$H_x = 2H_1 \cos \omega t, \quad (7)$$

к-рому в гамильтониане соответствует возмущающий член

$$-\gamma \hbar 2H_1 I_x \cos \omega t. \quad (8)$$

Оператор I_x имеет отличные от нуля матричные элементы только для переходов между соседними уровнями; что определяет единственное значение резонансной частоты (2).

Условие резонанса может быть также получено из ур-ния движения классич. гироскопа. Приравнявая производную момента количества движения и момент сил, получаем $dJ/dt = [\mu H]$ или, принимая во внимание (1),

$$\frac{d\mu}{dt} = \gamma [\mu H]. \quad (9)$$

Для постоянного магн. поля H_0 ур-ние (9) имеет простое решение — магн. момент μ прецессирует вокруг направления поля с частотой ω_0 , угол прецессии остается неизменным. Для того чтобы найти результат воздействия на магн. момент радиочастотного поля, разложим линейно поляризованное поле (7) на две циркулярно поляризованные компоненты, вращающиеся вокруг направления поля H_0 . В случае поля с частотой $\omega = \omega_0$ магн. момент будет прецессировать в поле H_0 синхронно с одной из этих компонент. Действие поля H_1 на вектор магн. момента μ легко определить, используя ур-ние (9) (рис. 2). Угол прецессии ϑ будет изменяться с постоянной скоростью γH_1 радиан в сек, что приведет к значит. изменениям проекции магн. момента на направление поля H_0 даже

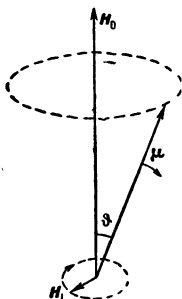


Рис. 2.

в слабом радиочастотном поле H_1 . При $\omega \neq \omega_0$ радиочастотное поле вызовет лишь небольшие знакопеременные изменения угла и фазы прецессии, т. е. эффект изменения угла прецессии является резонансным, и условие резонанса определяется (2).

Движение изолированных спинов представляет идеализацию; в ЯМР мы имеем дело с системой очень большого числа ядерных моментов, взаимодействующих между собой и с др. степенями свободы вещества (с «решеткой»). Это приводит к появлению новых свойств, прежде всего процессов установления теплового равновесия (релаксации). Тем не менее, основные черты явления сохраняются. Более того, в тех случаях, когда внешнее радиочастотное поле можно считать основным возмущением, действующим на систему спинов, ур-ние (9) может быть непосредственно использовано для описания зависимости от времени макроскопич. ядерной намагниченности M :

$$\frac{dM}{dt} = \gamma [MH]. \quad (10)$$

Ф. Блох (F. Bloch) предложил выведенную из феноме-

нологич. соображений систему ур-ний, учитывающую релаксационные процессы,

$$\frac{dM_x}{dt} - \gamma (M_y H_z - M_z H_y) + \frac{1}{T_2} M_x = 0, \quad (11a)$$

$$\frac{dM_y}{dt} - \gamma (M_z H_x - M_x H_z) + \frac{1}{T_2} M_y = 0, \quad (11b)$$

$$\frac{dM_z}{dt} - \gamma (M_x H_y - M_y H_x) + \frac{1}{T_1} M_z = \frac{1}{T_1} M_0, \quad (11c)$$

где T_1 — время продольной релаксации, T_2 — время поперечной релаксации, M_x, \dots, H_x, \dots — компоненты векторов M и H . Ур-ния (11) получены из (10) в предположении, что релаксационные процессы не зависят от динамических, описываемых (10). Два постоянные времени введены ввиду характерного различия в механизме релаксации: изменения продольной составляющей ядерной намагниченности связаны с изменением энергии системы спинов в поле H_0 за счет взаимодействия с решеткой, изменения поперечной составляющей определяются в основном внутр. взаимодействиями в системе спинов.

Для жидкостей ур-ния (11) дают количество. описание как стационарных, так и нестационарных процессов во веществе. В твердом теле за счет более эффективного взаимодействия спинов (см. ниже) явления сложнее, и ур-ния (11) не всегда применимы. В частности, далеко не всегда можно считать, что задание вектора M определяет состояние системы спинов. В теории релаксации состояния характеризуются распределением спинов по энергетич. уровням, в описании фазовых соотношений необходим более общий аппарат матриц плотности.

Основному экспериментальному методу спектроскопии ЯМР — медленному по сравнению с релаксационными процессами — прохождению через резонанс — соответствует стационарное решение ур-ний (11). Используя преобразование к системе координат, вращающейся в направлении прецессии,

$$M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t;$$

$$M_y = \mp (u \sin \omega t + v \cos \omega t), \quad \gamma \geq 0,$$

получим, полагая $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = \frac{dM_z}{dt} = 0$,

$$u = \frac{|\gamma| H_1 T_2^2 \Delta\omega}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0, \quad (12a)$$

$$v = -\frac{|\gamma| H_1 T_2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0, \quad (12b)$$

$$M_z = \frac{1 + (T_2 \Delta\omega)^2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2} M_0. \quad (12c)$$

Здесь u — дисперсия, v — поглощение (компоненты вектора M , прецессирующие соответственно в фазе с радиочастотным полем и со смещением по фазе на 90°), $\Delta\omega = |\gamma| H_0 - \omega$. Решению (12) соответствует резонансная линия лоренцовской формы (рис. 3), ширина к-рой определяется временем релаксации T_2 . В сильных радиочастотных полях наступает явление насыщения — увеличение ширины и уменьшение амплитуды линии при $|\gamma| H_1 > (T_1 T_2)^{-1/2}$. Насыщение сопровождается уменьшением ядерной намагниченности $|M|$. В микроскопич. теории этому соответствует выравнивание заполнения энергетич. уровней системы спинов в результате увеличения вероятности переходов, вызванных радиочастотным полем (см. также *Радиоспектроскопия*). Оценка с помощью ур-ний (11) величины насыщения и др. эффектов (напр., неустановившихся явлений, зависящих от скорости прохождения через резонанс) может быть

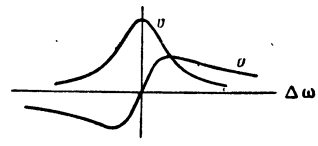


Рис. 3.

распространена на спектры, состоящие из многих линий. Рассматривая резонанс для нек-рой пары уровней, можно пренебречь наличием др. уровней, для к-рых не выполнено условие резонанса, и рассматривать систему спинов как двухуровневую, обладающую одной резонансной частотой.

Релаксация, ширина линий, тонкая структура спектров. Времена релаксации T_1 и T_2 введены выше как постоянные, к-рые должны быть определены из опыта. Измеренные для различных веществ значения T_1 лежат в широких пределах от 10^{-4} сек для растворов парамагнитных солей до неск. часов в случае очень чистых диамагнитных кристаллов. Значения T_2 изменяются от 10^{-4} сек для кристаллов до неск. сек для диамагнитных жидкостей. Опытные данные указывают на тесную связь значений времен релаксации со структурой и характером теплового движения молекул вещества. Так, напр., времена релаксации T_1 и T_2 для жидкостей, как правило, близки, но становятся резко различными при кристаллизации, сопровождающейся всегда значит. увеличением ширины линии, т. е. уменьшением T_2 .

Наиболее простой (хотя и не вполне точный) подход к теоретич. вычислению времен релаксации — рассмотрение вероятностей переходов для одного, выделенного из ансамбля спина под действием локального поля, складывающегося из полей остальных спинов и др. источников внутреннего поля в веществе (напр., парамагнитных ионов). Зависимость локального поля от времени определяется тепловым движением решетки; взаимодействие спинов с этим полем и является механизмом установления теплового равновесия системы спинов с решеткой. Пример успешного применения теории — вычисление времен релаксации для воды. Основной источник релаксации здесь — поле одного из протонов молекулы H_2O , действующее на второй протон. В кристаллах льда, где молекулы практически неподвижны, существование этого внутр. поля приводит к большой ширине линии. В жидкой воде оба протона, сохраняя постоянное расстояние, участвуют во вращат. броуновском движении молекулы. Поле, действующее на момент второго протона, оказывается быстропеременным, с непрерывным спектром, обрывающимся на частоте $1/\tau_c$, где τ_c — т. н. время корреляции, зависящее от вязкости и темп-ры. Время корреляции τ_c определяется из условия, что значения локального поля можно считать статистически независимыми, если они относятся к моментам времени, разделенным интервалом $\Delta t \gg \tau_c$. Вероятность переходов с изменением проекции момента на направление поля определяется частотами, близкими к резонансной частоте $\omega_0 = \gamma H_0$; вероятность изменения фазы прецессии под действием внутр. поля определяется крайними низкими частотами. Первый из этих процессов определяет время релаксации T_1 , второй — T_2 . Для подвижной жидкости, какой является вода, значения τ_c очень малы, спектр флуктуаций широкий, охватывающий обе указанные области частот, спектральная плотность флуктуаций мала, что определяет большие, близкие по величине значения времен релаксации T_1 и T_2 . Соответствующая ширина линии много меньше, чем для льда. Этот эффект наз. сужением линии за счет движения. Соотношение времен релаксации для вязких жидкостей совершенно иное. Флуктуации локального поля очень интенсивны в области низких частот, что объясняет малые значения T_2 , т. е. большую ширину линии. Область частот, близких к резонансной, лежит выше границы спектра флуктуаций, и время релаксации T_1 оказывается большим.

Ширина линий в кристаллах определяется статич. величиной внутр. поля соседних магн. ядер. Теория позволяет определить ширину и форму

линии, к-рая уже не является лоренцевской, предсказываемой ур-ниями Блоха (11). Для многих кристаллов спин-спиновое взаимодействие ядер настолько велико, что приводит к расщеплению резонансной линии (рис. 4). Большие времена релаксации T_1 в очень чистых диамагнитных кристаллах объясняются статичностью внутр.



Рис. 4. ЯМР протонов в твердом водороде.

полей, малостью амплитуд тепловых колебаний. В кристаллах, содержащих даже небольшое количество парамагнитных примесей, приобретает основное значение двухстадийный механизм релаксации. Теплового контакт с решеткой осуществляется немногими ядрами, находящимися вблизи от атомов примеси, где локальное поле значительно сильнее, чем в нормальных, «чистых» областях кристалла. Равновесное распределение, образовавшееся возле атома примеси, распространяется по всему кристаллу за счет процесса «спиновой теплопроводности», сводящегося к обмену состояниями соседних ядерных спинов в результате магн. дипольного взаимодействия. Несмотря на трудности, связанные со скин-эффектом, ЯМР наблюдается в металлах и сплавах. Взаимодействие электронов проводимости с ядерными моментами является здесь основным механизмом релаксации и приводит к значит. сдвигу резонансных частот (сдвиг Найта).

Большое влияние на времена релаксации, ширину и форму линий ЯМР оказывают квадрупольные эффекты — взаимодействие электр. квадрупольного момента ядер с локальным электр. полем в веществе. Эти взаимодействия очень велики. Даже для ядер, обладающих небольшим квадрупольным моментом, они являются основным механизмом релаксации и уширения линий. В жидкостях ЯМР ядер с большим квадрупольным моментом удается наблюдать только на веществах с симметричным строением молекул, исключающим появление квадрупольного взаимодействия (напр., Ge^{73} в тетраэдрич. молекуле $GeCl_4$). В кристаллах квадрупольное взаимодействие часто дает расщепление уровней порядка и больше зеемановской энергии $-\mu H_0$, соответствующей доступным напряженностям поля. В этом случае также наблюдается магн. резонанс, причем большая часть или все изменение энергии в переходе определяется квадрупольным взаимодействием (ядерный квадрупольный резонанс).

Спектры ЯМР в жидкостях для ядер со спином $I = 1/2$ (не имеющих квадрупольного момента) отличаются рядом особенностей. Вследствие малой ширины линий эта область определяется как ЯМР в ы с о к о г о р а з р е ш е н и я. Спектры высокого разрешения получаются для протонов F^{19} , C^{13} , P^{31} и нек-рых др. ядер в подвижных жидкостях. Одноточные линии в этом случае получаются только от соединений, в к-рых наблюдается ЯМР ядер, занимающих химически эквивалентные положения (напр., вода, бензол, циклогексан). Все соединения более сложного строения дают спектры из многих линий (рис. 5). Структура спектров определяется двумя эффектами. Первый, т. н. х и м и ч е с к и й с д в и г, появляется в результате взаимодействия окружающих ядро электронов с полем H_0 . Возмущение состояний электронов вызывает изменение (уменьшение) постоянной составляющей поля, действующего на ядра. Это изменение пропорционально напряженности поля и измеряется в относит. числах (порядка неск. миллионов долей для протонов). Величина хим. сдвига зависит от структуры электронных оболочек и, т. о., от характера хим. связей, что позволяет судить о структуре молекул по спектру. Хим. сдвиг имеет место также и в случае широких линий, но именно в спектрах высокого разрешения

он представляет один из основных, легко наблюдаемых эффектов. Помимо хим. сдвига, структура спектров высокого разрешения определяется **непрямым спин-спиновым взаимодействием**. Непосредственное магн. дипольное взаимодействие ядер в подвижных жидкостях неэффективно

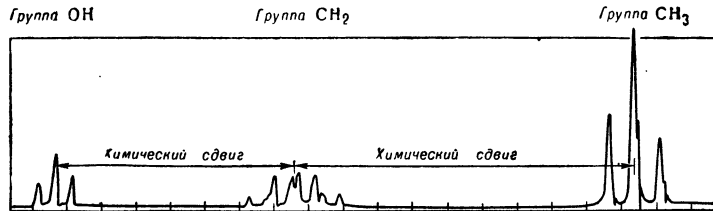


Рис. 5. ЯМР протонов в чистом этиловом спирте. Расщепление резонансных линий групп OH, CH₂ и CH₃ обусловлено прямым спин-спиновым взаимодействием.

в результате броуновского движения молекул (именно этот эффект был указан выше как причина сужения линий). Непрямое спин-спиновое взаимодействие является вторичным эффектом, обусловленным поляризацией электронных оболочек полем ядерных моментов. Качественно этот эффект напоминает прямое взаимодействие спинов, но величина расщеплений много меньше. Расщепления не зависят от H_0 и измеряются в гц. По порядку величины расщепления оказываются часто близкими к величине хим. сдвига, что приводит к значит. усложнению спектров. Наиболее легко интерпретируемые спектры получаются при применении возможно сильного поля H_0 , где отношение спин-спиновых расщеплений к хим. сдвигам уменьшается.

Методика эксперимента, аппаратура. Стационарный метод наблюдения ЯМР, основанный на медленном прохождении через резонанс, дает непосредственно спектр исследуемого вещества. Прохождение через резонанс может осуществляться путем медленного изменения частоты ω или поля H_0 . Радиочастотный индукционный сигнал, получающийся при прохождении через резонанс, содержит отличающиеся по фазе на 90° составляющие, пропорциональные величинам дисперсии χ и поглощения ν . Обычно используют сигнал поглощения, что улучшает условия разрешения близлежащих компонент спектра. Для более успешного выделения сигналов ЯМР часто применяется модуляция поля H_0 добавочным полем звуковой частоты. Сигнал на выходе приемного устройства получается в этом случае в виде напряжения той же звуковой частоты. Для увеличения чувствительности применяются методы синхронного приема (см. *Радиоприемные устройства, Синхронное детектирование*). Стационарный метод обладает преимуществом простоты интерпретации результатов, однако он не всегда дает лучшую чувствительность. Определение времен релаксации этим методом также связано с рядом затруднений прежде всего вследствие влияния неоднородности поля на ширину линии (аппаратурное уширение). Поэтому в нек-рых случаях оказывается выгодным использовать в экспериментах нестационарные состояния системы ядерных моментов. Напр., в исследованиях кристаллов часто значительно лучшую чувствительность дает метод «быстрой модуляции»: поле H_0 модулируется звуковой частотой таким образом, что релаксационные процессы, определяемые временем релаксации T_1 , не успевают завершиться за период модуляции, и состояние системы спинов является нестационарным. Применяются также методы, в к-рых воздействие радиочастотного поля на вещество ограничено во времени короткими импульсами. Важнейший из них метод **спин-эха** широко применяется для измерения времен релаксации.

В противоположность стационарному методу спиновое эхо наблюдается при неоднородности поля, значительно превышающей естественную ширину линии. В постановке опыта, отличающейся наибольшей простотой интерпретации, используются два коротких импульса высокочастотного поля. Первый в момент $t = 0$ поворачивает равновесную ядерную намагниченность на 90° относительно поля H_0 и создает свободную прецессию ядерных моментов (рис. 6). Вследствие неоднородности поля H_0 частоты прецессии в различных частях образца неск. различны, фазы прецессии расходятся и сигнал быстро затухает в результате интерференции сигналов от различных частей образца. Второй импульс в момент $t = \tau$ по-

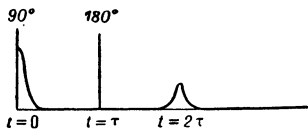


Рис. 6.

рачивает ядерную намагниченность во всем объеме образца на 180°. Существенно, что фазы прецессии при этом меняют знак. Продолжающаяся прецессия в поле H_0 с измененным сдвигом фаз приводит к выравниванию фаз во всем объеме в момент $t = 2\tau$, что сопровождается появлением сигнала спинового эха. Если $2\tau \ll T_2$, процесс выравнивания фаз прецессии приводит к полному восстановлению перпендикулярной к H_0 составляющей вектора ядерной намагниченности, и амплитуда сигнала спинового эха оказывается равной амплитуде сигнала свободной прецессии. При $2\tau \sim T_2$ наблюдающееся уменьшение амплитуды сигнала позволяет измерить время релаксации T_2 . В др. постановке опыта (с др. чередованием импульсов) удается измерить также время продольной релаксации T_1 . Предложено также видоизменить метод, позволяющее разделить эффекты спиновой релаксации и дефазировки прецессии вследствие перемещения молекул в неоднородном поле, что, помимо уточнения значений T_1 и T_2 , дает новый метод изучения диффузии.

Экс индукции, наблюдаемые в методе ЯМР, пропорциональны величине ядерной намагниченности и частоте, т. е. пропорциональны квадрату напряженности поля H_0 . Вследствие этого большая часть экспериментов выполняется в сильном магнитном поле. Аппаратура для ЯМР высокого разрешения отличается рядом особенностей. Вследствие очень малой ширины линий применяются магниты спец. конструкций, обеспечивающих высокую однородность поля. Проблемой является также поддержание с необходимой точностью соотношения между частотой и полем.

Основным элементом радиочастотной аппаратуры, применяемой для наблюдения ЯМР, является, как правило, резонатор с сосредоточ. параметрами — настроенный на частоту прецессии контур, в катушку индуктивности к-рого помещается исследуемое вещество. В часто применяемом варианте резонирующий контур представляет часть радиочастотного моста, к-рый соединен с одной стороны с радиочастотным генератором, с другой — с чувствит. приемным устройством. Включенная в мостовую схему катушка выполняет две функции: создает действующее на исследуемое вещество радиочастотное магнитное поле и воспринимает эдс, наведенные прецессией ядерных моментов. Радиочастотная мощность из генератора в приемник не поступает, и напряжение на входе приемного устройства представляет сигнал ЯМР. В тех случаях, когда проникновение радиочастотной мощности из генератора в приемник не вызывает значит. увеличения шумов, часто используется простейшая схема Роллена — делитель напряжения, позволяющий обнаружить изменение добротности контура при возникновении резонансного поглощения. Радиочастотный генератор может быть объединен с контуром, содержащим исследуемое вещество. В этом случае прибор реагирует на возникновение резонансного поглощения в образце уменьшением амплитуды колебаний. Специфическим для ЯМР методом является применение скрещенных катушек с перпендикулярными осями, из к-рых одна создает радиочастотное поле, а вторая воспринимает эдс индукции от прецессирующих ядерных моментов. Непосредств. связь генератора и приемного устройства здесь устраняется в значит. мере самой геометрией прибора. Аппаратура, применяемая в методе спинового эха и в др. импульсных методах, отличается в принципе только наличием электронных коммутирующих устройств, к-рые в нужной последовательности соединяют резонирующий контур, содержащий исследуемое вещество, с генератором и с приемником. Импульсные сигналы спинового эха наблюдаются чаще всего с помощью катодного осциллографа. Важное усовершенствование методики эксперимента в ЯМР — применение электронно-счетных устройств для увеличения чувствительности путем многократного повтора эксперимента с усреднением результатов. В типичном опыте вместо 5-минутной однократной записи запись повторяется 100 раз, что дает десятикратное увеличение чувствительности.

Результаты исследований. Методом ЯМР были проведены многочисл. измерения моментов атомных ядер. Несмотря на неопределенность в значениях хим. сдвига, этот метод дает высокую точность. Измерения магн. моментов выполняются сравнением резонансных частот ядер в одном и том же магн. поле H_0 , что исключает необходимость точного измерения поля. Абс. значения моментов определяются сравнением с моментом протона. Одним из методов измерения момента протона является сравнение резонансной частоты ЯМР протонов с циклотронной частотой протонов, что дает непосредственно с большой точностью значение магн. момента протонов, выраженное в ядерных магнетонах.

С исследованиями ЯМР тесно связаны динамика. методы поляризации ядер. Для поляризации ядер используется явление насыщения в электронном парамагнитном резонансе. Большие в 10^3 раз значения зеemanовской энергии $-\mu H_0$ для электронов позво-

ляют за счет большего бальмановского фактора получить для электронов значит. поляризацию. Взаимодействие ядерных моментов с электронными создает общую систему уровней; в этой системе уровней можно выбрать переходы, насыщение к-рых позволяет получить увеличение поляризации ядер.

Исследования релаксационных процессов, ширины и тонкой структуры линий ЯМР дали большой объем сведений о структуре жидкостей, диэлектрич. кристаллов, металлов (см. *Сверхпроводимость*), полимеров, полупроводников. ЯМР высокого разрешения представляет наряду с инфракрасной спектроскопией стандартный метод определения строения органич. молекул. Тесная связь формы сигналов с внутр. движением в веществе позволяет использовать ЯМР для исследования заторможенных вращений в молекулах и кристаллах, явлений хим. обмена, скоростей хим. реакций.

На применении ЯМР основаны приборы для прецизионного измерения и стабилизации магн. поля, для анализа смесей, в частности для изотопного анализа. Развитие экспериментальных методов ЯМР привело к созданию новой отрасли приборостроения со своеобразной техникой конструирования магнитов, электроники и систем регистрации спектров.

Независимо от различных применений, исследования самого явления ЯМР — систем энергетич. уровней, процессов релаксации, динамики ядерной намагниченности — образовали новую область физики. Благодаря ясности в характере элементарных процессов, разносторонности экспериментальных методов и хорошей воспроизводимости явлений большой интерес представляют продолжающиеся исследования ЯМР в твердом теле, относящиеся к статистич. физике и теории необратимых процессов. Методом ЯМР были впервые исследованы состояния с инверсной заселенностью уровней [13, 14], используемые в квантовой электронике для усиления и генерации колебаний. Генерация колебаний с использованием инверсной заселенности уровней возможна, в частности, и на наблюдаемых в ЯМР зеемановских переходах [15]. Большую роль в развитии квантовой электроники сыграли исследования релаксационных процессов в ЯМР [10]. В оптике создан метод наблюдения магн. резонанса в парах металлов [16, 17], в к-ром вызванное радиочастотным магн. полем изменение состояния атомов обнаруживается по изменению поглощения поляризованного света.

Точным аналогом спинового эха в оптике является фотонное эхо [18]. Люминесцирующий кристалл, возбужденный двумя интенсивными короткими вспышками света, высвечивается также короткой вспышкой, возникающей с задержкой во времени, равной расстоянию между импульсами возбуждающего света. В этом опыте наблюдаются оптич. переходы, не связанные с явлением магн. резонанса, но «кинематика» опыта полностью повторяет методику спинового эха. Идея применения этой методики в оптике основана на общих свойствах возбужденных состояний двухуровневых систем. Независимо от физ. природы переходов волновые ф-ции такой системы описываются ур-ниями типа ур-ний Блоха (11) [19].

Лит.: 1) Bloch F., «Phys. Rev.», 1946, v. 70, № 7/8, p. 460; 2) Bloembergen N., Purcell E. M., Pound R. V., там же, 1948, v. 73, p. 679; 3) Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; 4) Slichter Ch. P., Principles of magnetic resonance, N. Y., 1963; 5) Леше А., Ядерная индукция, пер. с нем., М., 1963; 6) Эндрю Э., Ядерный магнитный резонанс, пер. с англ., М., 1957; 7) Александров И. В., Теория ядерного магнитного резонанса, М., 1964; 8) Попл Дж., Шнейдер В., Бернштейн Г., Спектры ядерного магнитного резонанса высокого разрешения, пер. с англ., М., 1962; 9) ЯМР-и ЭПР-спектроскопия, пер. с англ., М., 1964; 10) Вейлстеке А., Основы теории квантовых усилителей и генераторов, пер. с англ., М., 1963; 11) Hahn E., «Phys. Rev.», 1950, v. 80,

№ 4, p. 580; 12) Carr H. Y., Purcell E. M., там же, 1954, v. 94, № 3, p. 630; 13) Pound R. V., там же, 1951, v. 81, № 1, p. 156; 14) Purcell E. M., Pound R. V., там же, 1951, v. 81, № 2, p. 279; 15) Владимирский К. В., «ЖЭТФ», 1957, т. 33, вып. 2 (8), с. 532; 16) Grossel J., Kastler A., «Compt. Rend.», 1949, t. 229, № 23, p. 1213; 17) Kastler A., «J. Phys. Radium», 1950, v. 11, p. 255; 18) Kurnit N. A., Abell I. D., Hartmann S. R., «Phys. Rev. Letters», 1964, v. 13, № 19, p. 567; 19) Feynman R. P., Vernon F. L., Hellwarth R. W., «J. Appl. Phys.», 1957, v. 28, № 1, p. 49. К. В. Владимирский.

ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ — см. *Ядерные реакции*.

ЯДРА АТОМНОГО ДЕЛЕНИЕ — распад возбужденного ядра на несколько (обычно 2, редко 3 и 4) сравнимых по массе ядер-осколков деления; сопровождается вылетом вторичных нейтронов деления, γ -лучей и выделением значит. количеств энергии. Ядра тяжелых элементов делятся при бомбардировке нейтронами, протонами, γ -квантами и др. ядерными

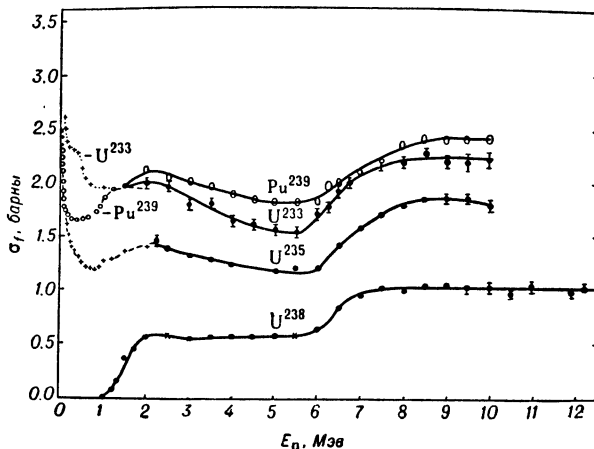


Рис. 1. Сечения деления на быстрых нейтронах.

частицами (вынужденное деление) или самопроизвольно (спонтанное деление). Энергетич. неустойчивость тяжелых ядер по отношению к делению следует из того, что *дефект массы* для них меньше дефекта массы ядер середины периодич. системы. Наибольшее значение имеет деление ядер нейтронами, где энергия возбуждения ядра при захвате нейтрона складывается из энергии связи нейтрона и его кинетич. энергии.

Я. а. д. — один из возможных путей распада возбужденного тяжелого ядра. Другие конкурирующие процессы — испускание γ -кванта (радиационный захват n) или нейтрона (т. е. рассеяние n).

Вероятность деления ядер нейтронами, характеризуемая сечением деления σ_f , существенно зависит от энергии нейтронов. Некоторые изотопы (напр., U^{233} , U^{235} , Pu^{239}) делятся нейтронами всех энергий, начиная с нуля. В ходе σ_f для этих изотопов проявляются резонансы, соответствующие уровням энергии делящегося ядра (см. рис. 1 в ст. *Ядерные реакторы*). Изучение зависимости σ_f , сечения радиа-

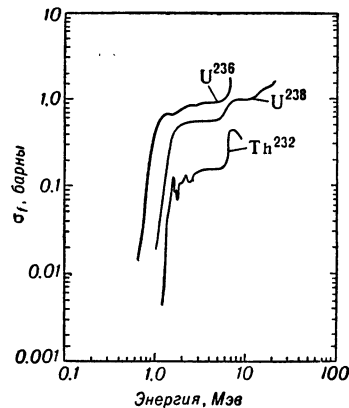


Рис. 2. Ход сечения деления вблизи порога.

ционного захвата σ_c и сечения рассеяния σ_s от энергии нейтронов методами *нейтронной спектроскопии* позволило определить положение и частичные ширины уровней делящегося ядра. Оказалось, что относительные вероятности деления и испускания γ -кванта меняются от уровня к уровню. Др. изотопы (напр., Th^{232} , U^{236} , U^{238}) делятся только при энергии нейтронов E_n , превышающей т. н. порог деления. Ход σ_f для таких изотопов см. на рис. 1 и 2. Обращает внимание структура σ_f вблизи порога, а также ступенчатое возрастание сечения при энергиях 6,5 и 13 Мэв.

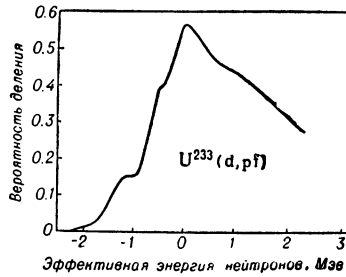


Рис. 3. Порог вероятности деления, полученный из реакции (d, pf).

ценные сведения о вероятности деления ядер в области энергий возбуждения, меньших энергии связи нейтрона, получаются при изучении реакции деления дейтронами с вылетом протона (d, pf). В этом случае протон уносит часть энергии составного ядра, что эффективно соответствует захвату нейтронов с отрицат. энергией и поэтому может наблюдаться порог деления ядер тепловыми нейтронами. На рис. 3 дана вероятность деления U^{233} , измеренная с помощью реакции (d, pf). Сведения о порогах деления получаются также из опытов по делению ядер γ -лучами (фотоделение). В табл. 1 приведены экспериментальные значения энергетич. порогов фотоделения нек-рых ядер:

Таблица 1.

Ядро	${}_{92}\text{U}^{238}$	${}_{92}\text{U}^{235}$	${}_{92}\text{U}^{233}$	${}_{90}\text{Th}^{232}$	${}_{94}\text{Pu}^{239}$
Порог фотоделения в Мэв	$5,08 \pm 0,15$	$5,31 \pm 0,25$	$5,18 \pm 0,27$	$5,40 \pm 0,22$	$5,31 \pm 0,27$

Спонтанное деление характеризуется периодом полураспада. В табл. 2 приведены измеренные значения периодов для нек-рых изотопов.

Таблица 2.

Изотоп	Период полураспада	Изотоп	Период полураспада
Th^{232}	10 ¹⁰ лет	Cf^{252}	66 лет
U^{232}	$1,8 \cdot 10^{17}$ лет	Cf^{254}	55 дней
U^{238}	$8 \cdot 10^{15}$ лет	Fm^{256}	3 часа

Осколки деления ядер. Основная часть энергии деления выделяется в виде кинетич. энергии осколков, разлетающихся под действием электростатич. расталкивания. Энергия, масса и атомный номер осколков изучаются путем наблюдения амплитуды двух ионизационных импульсов от обоих осколков в делительной камере измерения скорости дополнительных осколков, а также радиохимически (рис. 4). Суммарная кинетич. энергия осколков зависит от отношения их масс, достигая максимума при образовании осколков с замкнутыми оболочками $Z = 50$, $N = 82$. С увеличением энергии возбуждения делящегося ядра максимум становится менее выраженным. Распределение массы между осколками при делении ядер более тяжелых, чем Ra, имеет характерный двугорбый вид (рис. 5). При низких энергиях возбуждения симметричное деление ядра (на два прил. равных осколков) в сотни раз менее вероятно, чем асимметричное.

Для более легких ядер в области симметричного деления появляется третий пик, а в случае деления Bi симметричное деление доминирует. При переходе от ядра к ядру происходит смещение максимума выхода легких осколков, тогда как максимум тяжелых осколков практически не меняет своего положения.

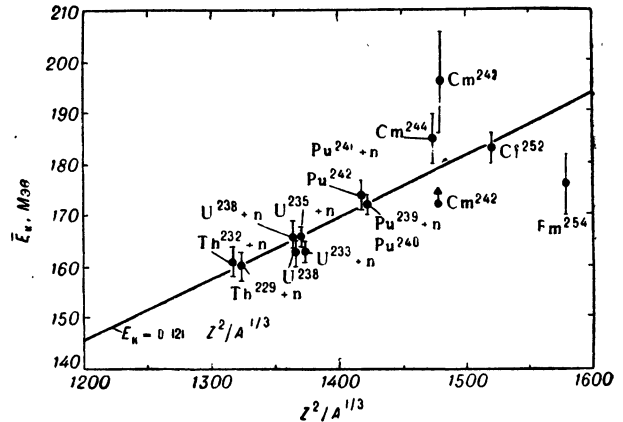


Рис. 4. Изменение средней кинетической энергии осколков деления в зависимости от фактора $Z^2/A^{1/3}$.

Левый склон пика тяжелых осколков во всех известных случаях расположен при массовых числах $M = 130-132$. Вероятность симметричного деления быстро растет с энергией бомбардирующей частицы (рис. 5). Характерная зависимость вероятности симметричного деления от энергии возбуждения прояв-

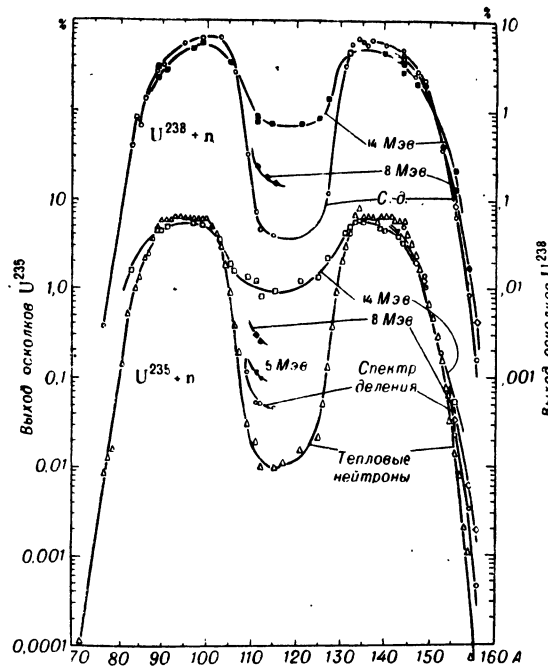


Рис. 5. Распределение масс осколков при делении U^{238} и U^{235} нейтронами различных энергий.

ляется в случае деления Th^{232} протонами (рис. 6). Общее монотонное возрастание вероятности симметричного деления сопровождается здесь резкими падениями вероятности этого процесса при энергии протонов 9, 17, 25 Мэв. Имеются экспериментальные указания на различия в вероятности симметричного

деления на нейтронах, соответствующих различным резонансным уровням. В области масс осколков 135—140 при делении тепловыми нейтронами наблюдается тонкая структура выхода.

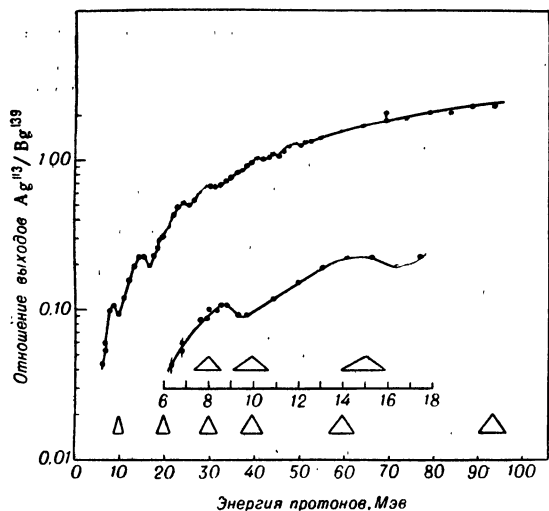


Рис. 6. Асимметрия деления Th^{232} протонами различных энергий (треугольники указывают разрешающую способность по энергии).

Осколки деления переобогащены нейтронами и переходят в стабильные ядра, испуская вторичные нейтроны и β -частицы. Число последовательных β -распадов для легкого и тяжелого осколков приблизительно одинаково (2—4).

При делении ядер быстрыми частицами при γ -квантах наблюдается анизотропия в угловом распределении осколков, причем в 1-м случае преимущественное направление разлета — направление бомбардирующих частиц, а во втором — перпендикулярное направление. Анизотропия сильнее проявляется при асимметричном делении, чем при симметричном. Иногда в процессе деления испускается длиннопребывающая α -частица с энергией от 4 до 30 Мэв. Вероятность этого процесса зависит от делящегося ядра и энергии возбуждения и составляет $\sim 1/400$ от вероятности обычного деления.

Вторичные нейтроны и γ -лучи. Вылет при делении вторичных нейтронов в количестве, превышающем число поглощенных, сделал принципиально возможным осуществление цепной ядерной реакции. Имеющиеся экспериментальные данные указывают на то, что большая часть вторичных нейтронов испаряется из сильно возбужденных осколков при разлете, т. е. после их фактич. отделения друг от друга. По-видимому, 10—20% вторичных нейтронов выбрасывается на более ранней стадии процесса. Общее число испускаемых нейтронов растет с увеличением энергии E возбуждения исходного ядра. При достаточно большой энергии возбуждения возможно т. н. эмиссионное Я. а. д., при к-ром один или неск. нейтронов испускаются ядром до деления. Энергетич. спектр нейтронов деления приближенно описывается ф-лой $N(E) = \text{Sh}[(2E/T_f)^{1/2}] \exp(-E/T_f)$ (E — энергия нейтрона в Мэв). Величина T_f характе-

ризует степень возбуждения осколков. Она медленно растет с увеличением энергии возбуждения исходного ядра и ростом Z . В большинстве случаев T_f близко к 1 Мэв.

Угловая корреляция нейтронов и осколков измерялась путем регистрации совпадений между нейтронами и осколками в зависимости от угла между направлениями их полета. В распределении нейтронов имеются максимумы в направлениях движения осколков. Из того факта, что угловое распределение нейтронов не зависит от плотности среды, в к-рой движутся осколки, следует, что время между моментами деления и испускания нейтронов меньше $4 \cdot 10^{-14}$ сек (т. е. осколки не успевают до вылета из них вторичных нейтронов изменить направление движения за счет столкновений с атомами среды). Число нейтронов, испущенных осколком, существенно зависит от массы последнего. С ростом M наблюдается монотонное возрастание числа нейтронов, прерываемое глубоким минимумом, расположенным во всех изученных случаях при $M = 130-134$, что соответствует ядрам с замкнутыми оболочками ($Z = 50, N = 82$). С ростом энергии возбуждения делящегося ядра глубина минимума уменьшается. Выход вторичных нейтронов, испущенных обоими осколками, также имеет минимум при том же M . Наибольшее число ν нейтронов на 1 акт деления испускается при симметричном и сильно асимметричном делении. Подробнее см. *Вторичные нейтроны*.

Важные сведения о возбуждении осколков могут быть получены из данных по относит. вероятности вылета разного числа нейтронов в акте деления. Распределение числа случаев деления по ν для некоторых изотопов см. на рис. 7, там же показаны теоретич.

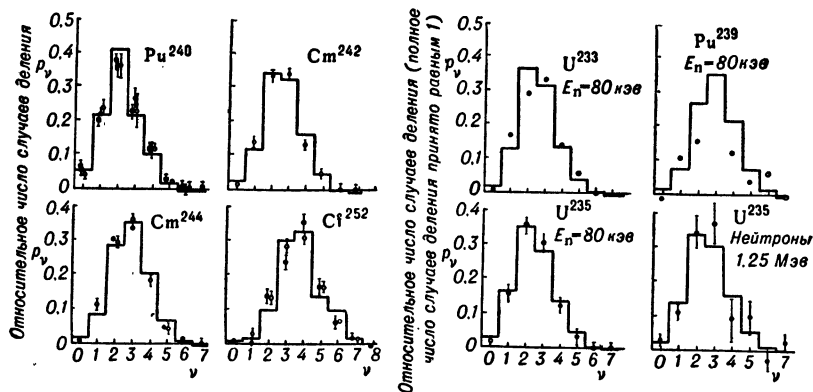


Рис. 7. Распределения случаев деления по числу испущенных нейтронов для различных ядер.

гистограммы, основанные на модели испарения. Наряду с мгновенными испускаются также *запаздывающие нейтроны*.

Среднее число мгновенных γ -квантов, испускаемых на акт деления, равно 10. Полная энергия ΔE , выделяющаяся при делении, распределяется примерно след. образом:

Кинетич. энергия осколков	160 Мэв
γ -лучи деления	8 Мэв
Кинетич. энергия вторичных нейтронов	6 Мэв
Радиоактивный распад осколков	21 Мэв
Итого: 195 Мэв	

Теория деления ядер исходит из рассмотрения коллективных движений нуклонов в ядре. Простейшая модель, учитывающая коллективные движения, — капельная модель ядра, в к-рой ядро представляется как жидкая электрически заряженная капля. Делению ядра предшествует деформация капли, сопровождающаяся увеличением поверхностной и уменьшением электростатич. энергии. Вплоть до определенной критич. деформации (характеризуемой параметром α), соответствующей

порогу деления (рис. 8), потенциальная энергия ядра увеличивается, а затем уменьшается ΔE — энергия, освобождающаяся при делении, к-рая переходит в кинетич. энергию осколков и γ -лучей и энергию возбуждения осколков. Поскольку начальное состояние ядра соответствует минимуму энергии, оно устойчиво по отношению к деформациям, не превосходящим нек-рого предела. Деформированная поверхность капли, к-рая ради простоты считается телом вращения, определяется ур-нием: $r(\theta) = R[1 + \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_3 P_3(\cos \theta) + \dots]$, где $r(\theta)$ — радиус-вектор из центра капли в точку на ее поверхности под углом θ к оси вращения, $P_n(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра. Условия устойчивости получаются из рассмотренных выражения для суммы поверхностной и электростатич. энергии деформированной капли:

$$E_{п+э} = 4\pi R^2 \sigma \left(1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \dots + \frac{(n-1)(n+2)}{2(2n+1)} \alpha_n^2 + \dots \right) + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 - \dots - \frac{5(n-1)}{(2n+1)^2} \alpha_n^2 - \dots \right),$$

где σ — поверхностное натяжение, $R = r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра, A — атомный вес, Z — атомный номер. Для устойчивости ядра по отношению к малым деформациям, характеризующимся параметрами $\alpha_2, \dots, \alpha_n$, необходимо, чтобы коэфф. при α_2^2 был положительным, откуда:

$$Z^2/A < (Z^2/A)_{крит} = \frac{40}{3} \pi \cdot \sigma r_0^3 / e^2; \quad (Z^2/A)_{крит} \approx 50$$

наз. параметром делимости.

$$E_f = 4\pi R^2 \sigma f(x); \quad Z^2/A / (Z^2/A)_{крит} = x.$$

Вид $f(x)$ в предельных случаях $x \ll 1$ и $1 - x \ll 1$ определяется аналитически, а в общем случае и для больших деформаций — численно. Качественно E_f уменьшается с ростом параметра делимости. Ядра, для к-рых энергия связи нейтрона $E_c > E_f$, делятся тепловыми нейтронами. Однако зависимость E_f от Z^2/A , полученная на основании капельной теории, не соответствует экспериментальным данным по порогам деления. Капельная теория деления ядер не объясняет также наблюдаемые распределения осколков по массам, кинетич. энергиям и особенностям в испускании вторичных нейтронов. Несомненно, что особенностями Я. а. д. при больших энергиях возбуждения определяются свойствами возникающих осколков и прежде всего осколков с замкнутыми оболочками с $Z = 50, N = 82$. Это обстоятельство показывает, что увеличение деформации в процессе деления происходит достаточно медленно и к моменту разделения осколков их внутренняя структура

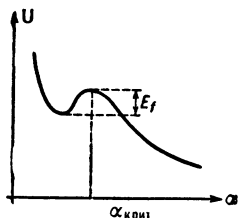


Рис. 8. Зависимость потенциальной энергии ядра от деформации.

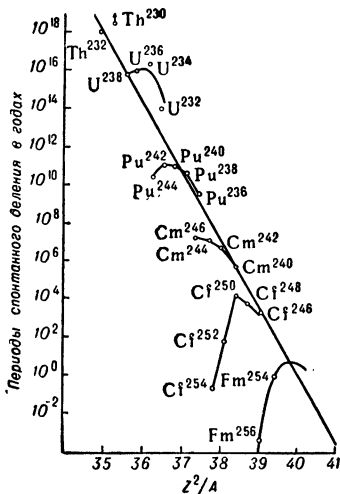


Рис. 9. Период спонтанного деления как функция Z^2/A .

успевает сформироваться. Влияние внутренней структуры становится менее существенным при больших энергиях возбуждения, когда происходит «разрушение» замкнутых оболочек. Роль энергии возбуждения наглядно проявляется на рис. 6, где падения вероятности симметричного деления происходит при энергиях, соответствующих вылету нейтрона из ядра перед делением, сопровождающемуся снижением энергии возбуждения. Вероятно, капельная теория лучше описывает процесс деления ядер при больших энергиях возбуждения. Правильный количественный учет оболочечных эффектов встречается, однако, значит. трудности.

Спонтанное деление с точки зрения капельной модели — квантово-механич. туннельный эффект. Вероятность спонтанного деления W_f можно оценить с помощью ф-лы, определяющей вероятность прохождения через потенциальный барьер:

$$W_f \approx \omega \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sqrt{2[E_{п+э}(\alpha) - E_0]} \sum m_i \left(\frac{dx_i}{da} \right)^2 da \right\}.$$

m_i, x_i — массы и координаты нуклонов, E_0 — начальная энергия ядра. Поскольку вид ф-ции $E_{п+э}$ для случая больших деформаций неизвестен, для грубой оценки предложена ф-ла:

$$W_f \approx \omega \exp \left\{ - (\alpha/\hbar) \sqrt{2mE_f} \right\}.$$

На рис. 9 периоды спонтанного деления отложены в зависимости от параметра Z^2/A . Прямая соответствует эмпирич. соотношению $W_f \sim \exp(\sqrt{Z^2/A^2})$. Экстраполяция этой прямой к периоду полураспада $\sim 10^{-17}$ сек (время жизни возбужденного ядра перед делением) дает $Z^2/A \sim 47$, т. е. близко к $Z^2/A_{крит}$.

Вероятность деления характеризуется шириной деления Γ_f . Из общих статистич. соображений средняя ширина деления $\Gamma_f = DN^*(E - E_f)/2\pi$, где D — среднее расстояние между уровнями ядра при энергии возбуждения E , N^* — число уровней ядра в переходном состоянии с энергией возбуждения E . При $E < E_f, \Gamma_f = 0$. При делении вблизи порога $N(E - E_f) \approx 1$ и $\Gamma_f = D/4\pi$. С ростом энергии возбуждения Γ_f растет пропорционально плотности уровней делящегося ядра, т. е. почти экспоненциально. Нейтронная ширина Γ_n , характеризующая вероятность обратного испускания нейтрона, очень мала для энергий возбуждения, незначительно превышающих энергию связи нейтрона E_n . При больших энергиях возбуждения Γ_n растет пропорционально плотности уровней остаточного ядра, т. е. также экспоненциально. Нерегулярности в ходе сечения деления, наблюдающиеся в области порога, совпадают с положением уровней неупругого рассеяния нейтронов и, очевидно, определяются конкуренцией процесса неупругого рассеяния. Вероятность деления скачкообразно возрастает при энергии возбуждения, равной $E_f + E_n, E_f + 2E_n$ и т. д., так как в этом случае возможно эмиссионное деление. Именно этот механизм ответстен за скачки в сечении деления U^{238} при 6,5 и 13 Мэв, видимые на рис. 2.

Наряду с рассмотренным монотонным возрастанием средних значений Γ_f и Γ_n с энергией возбуждения, на опыте наблюдаются резкие изменения Γ_f и Γ_n при переходе от уровня к уровню составного ядра, причем распределение их по величине оказывается весьма широким. В то же время радиационная ширина Γ_γ практически не меняется от уровня к уровню. Эту особенность процесса деления нельзя объяснить на основе капельной модели. Дальнейшим развитием капельной модели явилась *обобщенная модель ядра*, учитывающая, наряду с деформацией ядра как целого, движение отдельных нуклонов. Обобщенная модель ядра качественно объясняет наблюдаемые закономерности следующим образом. Делящиеся ядра уже в основном состоянии не обладают сферич. симметрией. Их форма может быть аппроксимирована эллипсоидом вращения. Поскольку для энергий возбуждения, незначительно превышающих порог деления, основная часть энергии «связана» в форме потенциальной энергии деформации, ядро можно рассматривать как слабо возбужденное (холодное). Квантовые состояния, доступные ядру во время медленного перехода через потенциальный барьер, в этом случае далеко отстоят друг от друга и образуют спектр, подобный спектру низких возбужденных уровней несферич. тяжелых ядер. Основные характеристики этих спектров, имеющих простую вращат. структуру (спин, четность, расстояние между уровнями и полосоми уровней), могут быть определены. Полосы вращат. уровней проявляются, напр., в структуре порога реакции $U^{238}(d, p)$ (рис. 4). Малое число уровней ядра в промежуточном состоянии означает малое число возможных путей (каналов) для деления и, соответственно, большие флуктуации Γ_f от уровня к уровню. Радиационный распад, в отличие от деления, может идти многими каналами, поскольку между возбужденным и основным состояниями ядра лежит большое число уровней. Это приводит к постоянству Γ_γ для разных уровней. Основанные на обобщенной модели предсказания, касающиеся других аспектов процесса деления (анизотропия осколков деления и ее связь с асимметрией, структура сечения в области порога) также подтверждаются экспериментальными данными.

Лит.: 1) А х и е з е р А., По м е р а н ч у к И., Некоторые вопросы теории ядра, М.—Л., 1948, гл. 5; 2) Физика деления атомных ядер. Сб. ст., М., 1962; 3) Физика деления ядра. Сб. ст., М., 1963; 4) Х а л п е р н И., Деление ядер, пер. с англ., М., 1962. М. И. Певзнер.

ЯДРА КОНДЕНСАЦИИ — мельчайшие нейтральные частицы или ионы, на к-рых происходит конденсация паров. В атмосфере конденсация водяного пара и образование облаков возможны только благодаря наличию Я. к.

ЯДРА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ — то же, что центры кристаллизации. См. также Кристаллизация.

ЯДРО — функция $K(x, y)$, задающая интегральное преобразование

$$\varphi(x) = \int_a^b K(x, y) f(y) dy,$$

к-рое переводит функцию $f(y)$ в функцию $\varphi(x)$. Теория таких преобразований связана с теорией линейных интегральных уравнений. Если $K(x, y) = K(y, x)$, то φ называется симметрическим; если $K(x, y) = -K(y, x)$, то эрмитовым. Интегральное преобразование с ядром

$$K(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{ixy} \quad (-\infty < y < \infty)$$

при $a = -\infty$ и $b = +\infty$ наз. *Фурье преобразованием*, с ядром

$$K(x, y) = e^{-xy} \quad (0 < y < \infty)$$

при $a = 0$ и $b = +\infty$ наз. *Лапласа преобразованием*.

ЯДРО АТОМНОЕ — центральная часть атома, состоящая из нуклонов — протонов p и нейтронов n . Линейные размеры Я. а. — для различных ядер $\approx (3-10) \times 10^{-13}$ см, т. е. $\sim 10^{-6}$ радиуса атома. Число протонов Z в Я. а. определяет атомный номер элемента и его место в табл. Д. И. Менделеева. Я. а. — чрезвычайно плотная система ($\sim 10^{14}$ г/см³). Протоны и нейтроны в ядре связаны между собой ядерными силами.

Каждое Я. а. характеризуется зарядом Ze (e — заряд одного протона), массой M и массовым числом A , равным числу нуклонов в ядре; число нейтронов N равно $A - Z$. Известны Я. а. с Z от 1 до 104 и A вплоть до 257. Я. а. с одинаковыми Z , но различными A , наз. *изотопами*, а с одинаковым N , но различными A — *изотонами*. Ядра с одинаковыми A и различными Z образуют *изобары*.

Я. а. обозначаются тем же символом, что и соответствующий химич. элемент в табл. Менделеева, где цифра слева внизу равна Z , а справа сверху A (напр., ${}_{13}^{27}\text{Al}$).

Кроме ядерных сил, связывающих нуклоны в ядро, между протонами действуют кулоновские силы отталкивания. Прочность ядра определяется его *энергией связи*. Последняя связана с ΔM — *дефектом массы* соотношением $E_{\text{связи}} = \Delta Mc^2$ (c — скорость света). Кривая энергии связи хорошо описывается формулой Вайцзекера (в $Mэв$):

$$E_{\text{связи}} = A [-15,75 + 17,8A^{-1/3} + 0,71Z^2/A^{4/3} + 23,7(A - 2Z)^2/A^2],$$

где 1-й член — объемная энергия, второй — поверхностная, третий — кулоновская и четвертый — т. наз. энергия симметрии. Для средних и тяжелых Я. а. средняя энергия, приходящаяся на нуклон, практически постоянна и равна 7—8 $Mэв$, у легких Я. а. она меньше. Другая важная характеристика Я. а. — энергия отделения одного нуклона, существенно меняющаяся от ядра к ядру даже для устойчивых ядер, — от 4 $Mэв$ до 11—14 $Mэв$.

Четно-четные Я. а. (т. е. с четными Z и N) более прочны и более распространены в природе, чем четно-нечетные. Наименее прочны нечетно-нечетные Я. а. (${}^1_1\text{H}$, ${}^3_3\text{Li}$, ${}^7_7\text{N}$, ${}^{10}_{10}\text{B}$). Зависимость энергии отделения нуклона от числа нуклонов в ядре обнаруживает заметную периодичность: ядра с числом нейтронов (или протонов) 2, 8, 20, 50, 82, 126 имеют наибольшую энергию связи, наиболее устойчивы в ядерных реакциях, наиболее распространены в природе и наз. *магическими ядрами*.

Совр. экспериментальные методы позволяют определить *размеры ядер*: определяется радиус распределения либо непосредственно ядерного вещества, либо электрич. заряд в ядре. К первым методам относятся процессы рассеяния частиц, взаимодействующих с ядром благодаря ядерным силам, ко вторым — рас-

сеяние электронов. Плотность внутренних областей всех Я. а. одинакова, а на поверхности быстро спадает до нуля на расстоянии $\approx 2 \cdot 10^{-13}$ см. Радиус распределения плотности ядерного вещества $R = (0,7 + A^{1/3}) \cdot 1,2 \cdot 10^{-13}$ см.

Ядро, также как протон, нейтрон или любая др. элементарная частица, обладает собственным моментом количества движения — спином J , как целым, так и полуделым. Если A четно, спин ядра целый, если A нечетно — полуделый. При четном числе протонов и нейтронов их спины компенсируются — спин ядра в основном состоянии равен нулю (см. *Моменты атомных ядер*). В процессе возбуждения спин ядра может принимать и др. значения, отличные от соответствующих основному состоянию. Обнаружены изомерные возбужденные состояния с очень высоким спином, живущие чрезвычайно долго (напр., ядро Po^{212} с $J = 16$).

Другая важная характеристика ядра — магнитный момент $\mu = ge \hbar J / 2M_{\text{я}} c$, измеряемый в ядерных *магнетонах*, где e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , $M_{\text{я}}$ — масса ядра, g — ядерное гиромангнитное отношение (или фактор Ланде). Магн. дипольные моменты имеются только у ядер с $J \geq 1/2$.

Отклонение формы Я. а. от сферически симметричной определяет квадрупольный электрический момент ядра Q (дипольные электрические моменты всегда = 0). $+Q$ означает, что Я. а. имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, $-Q$ — что Я. а. — сплюснутый эллипсоид вращения. $|Q|$ меняется в очень широких пределах — от $-(15+20) \cdot 10^{-26}$ см² до $+(1300+1500) \cdot 10^{-26}$ см². $Q \neq 0$ только у ядер с $J \geq 1$.

У четно-четных ядер $J = 0$ и соответственно равны нулю μ и Q ; они обладают наибольшей симметрией.

Получены ядра, в к-рых один или неск. нуклонов заменены более тяжелыми элементарными частицами — *гиперонами*. Такого рода образования, весьма короткоживущие, получили название *гипер-ядер* или гиперфрагментов. Взаимодействие гиперона и нуклона подобно нуклон-нуклонному.

Все ядра делятся на стабильные и нестабильные — радиоактивные. Я. а. устойчиво по отношению к распаду на др. частицы или ядра, если его масса меньше массы возможных продуктов реакции. Устойчивые Я. а. характеризуются определенными соотношениями между числом n и p . Один из возможных путей самопроизвольного распада — превращение n в p с выделением электрона, или p в n с выделением позитрона (β -распад). Наряду с испусканием позитрона возможен также процесс K -захвата — поглощение электрона с K -оболочки атома (см. *Бета-распад*). Теорию β -распада см. в ст. *Слабые взаимодействия*.

В процессе распада ядро может испускать не только частицы, но и γ -кванты (см. *Гамма-лучи*), причем в зависимости от мультипольности кванта соответствующие времена жизни изменяются от 10^{-17} сек (для дипольного) до секунд и более — если переход совершается с большим изменением углового момента. Если время жизни возбужденного состояния велико, то это состояние наз. *метастабильным* или *изомерным* данного ядра (напр., In^{114}).

Ядро может распадаться, испуская нейтроны; если уносимая ими энергия не очень мала, соответствующие времени жизни 10^{-21} — 10^{-18} сек. Если энергия ~ 1 эв, то время жизни $\sim 10^{-12}$ сек. Такого рода долгоживущее образование наз. *составным ядром*. Время жизни при испускании протонов, если их энергия больше высоты кулоновского барьера, $\sim 10^{-21}$ — 10^{-18} сек, а при меньших энергиях времена жизни много больше — от 10^{-8} сек до млн. лет. Аналогична ситуация в α -распаде,

времена к-рого при подбарьерном прохождении α -частиц достигают 10^{14} лет. Все Я. а. с $A > 190$ неустойчивы по отношению к выбрасыванию α -частицы. Примеры α -распадных ядер — P^{212} и U^{238} с периодами полураспада соответственно $3 \cdot 10^{-7}$ сек и $4,49 \cdot 10^9$ лет (см. *Альфа-распад, Радиоактивность*).

Деление ядра — это распад данного Я. а. на два или более ядер (осколков) примерно одинаковой массы. Деление бывает как самопроизвольное (спонтанное), так и вынужденное (под действием γ -квантов, нейтронов и др. частиц, переводящих ядро в возбужденное состояние) (см. *Ядра атомного деление*).

В результате столкновения Я. а. с элементарными частицами или с др. ядрами происходят различные реакции. В процессе ядерных реакций возникают возбужденные состояния Я. а. Любое возбужденное состояние в ядре не стационарно, а распадается с испусканием γ -кванта или др. частиц. Все возбужденные энергетич. состояния ядра характеризуются определенным временем жизни τ и, в соответствии с соотношением неопределенности, шириной уровня $\Gamma \approx \hbar/\tau$. Хорошо изучена область низколежащих возбуждений с энергиями 3—5 Мэв. В этой области уровни не перекрываются, единственная возможность распада связана с испусканием γ -квантов, вследствие чего $\Gamma \ll$ расстояния между уровнями. Следующая область спектра возбуждений соответствует энергиям, хотя и большим, чем это необходимо для удаления одного нуклона, но распределенным между неск. нуклонами ядра. При этом возникает составное ядро. В обеих указанных областях каждый уровень можно охарактеризовать значением энергии, спина, четности и ширины Γ . При более высоких энергиях возбуждения образуют сплошной спектр.

Наряду со спином, состояние ядра характеризуется *изотопическим спином T* и его проекцией T_z , равной $(Z - N)/2$. Полный изотопспин T равен векторной сумме изотопич. спинов отдельных нуклонов.

Согласно квантовой механике, число состояний с данным T , одинаковыми всеми остальными квантовыми числами и разными T_z , равна $2T + 1$. Эти $2T + 1$ состояний образуют т. наз. супермультиплет (пример — группа ядер с $A = 10$: C^{10} , B^{10} , Be^{10}). Эксперимент показывает, что в ядре B^{10} в действительности существует уровень, свойства к-рого таковы же, как основного состояния C^{10} и Be^{10} — та же энергия (без учета кулоновского взаимодействия между протонами), момент количества движения, четность.

Начиная с 1961 г. появились экспериментальные доказательства, что, по-видимому, и в тяжелых ядрах полный изотопспин характеризует набор $2T + 1$ одинаковых состояний ядер с разными $N - Z$ (сдвинутых на кулоновскую энергию). При изучении спектров ядер $A(N, Z)$ обнаружено, что при энергиях, превосходящих энергию отделения нейтрона, существует набор дискретных уровней, в точности повторяющий основное состояние и спектр низколежащих возбуждений ядра $A(N + 1, Z - 1)$. Подобные состояния наз. *аналоговыми* (analog state).

Ядерные силы, модели ядра. Я. а. — система большого числа протонов и нейтронов, взаимодействующих между собой *ядерными силами*. Ядерные силы имеют весьма короткий ($\sim 10^{-13}$ см) радиус действия (по сравнению с др. силами — гравитационными и электромагнитными). Они столь велики, что способны обеспечить нуклонам в ядре большую энергию связи. Ядерные силы обладают свойством насыщения, проявляющемся в приближит. постоянстве средней энергии, приходящейся на нуклон в ядре. Они существенно зависят от полного спина и изотопич. спина пары нуклонов. На расстоянии $\sim 10^{-13}$ см связь между нуклонами осуществляется обменом л-мезоном и соответствует притяжению. На расстояниях $> 0,5 \cdot 10^{-13}$ см и меньше действуют, по-видимому, очень большие отталкивательные силы, возникающие в результате существенного на таких расстояниях обмена более тяжелыми (по сравнению с л) мезонами. Теоретически, да и экспериментально, эта часть взаимодействия изучена весьма неполно. Рассмотрение этой области требует приложения теории *силных взаимодействий*, в наст. время отсутствующей.

Поскольку взаимодействие нуклонов велико, попытка непосредственного решения ур-ний движения всех нуклонов ядра даже с чисто математич. точки зрения нереальна. Поэтому в теории ядра широко применяется модельный подход. Число моделей весьма велико. Одной из первых ядерных моделей была гидродинамическая, согласно которой Я. а. — капля нейтронной и заряженной протонной жидкостей, причем, как и в жидкости, нуклоны сильно взаимодействуют между собой. Эта модель позволила найти ф-лу Вейцзекера, описывающую энергию связи ядер; установить, что достаточно тяжелые ядра (и указать, начиная с каких Z) должны быть неустойчивы относительно деления на две части. Кроме того, модель позволила объяснить существование коллективного спектра гидродинамических колебаний ядра.

Чрезвычайно широкий круг экспериментальных данных по спектрам уровней до 3—5 Мэв описывается *оболочечной моделью ядра и обобщенной моделью ядра*. Согласно этим моделям, нуклоны в ядре движутся независимо в нек-рой потенциальной яме, глубиной 40—50 Мэв внутри Я. а., убывающей вместе с плотностью на его поверхности. Потенциальная яма есть результат совместного действия всех остальных нуклонов ядра на рассматриваемый. Оболочечная модель позволила ввести понятие *ядерных оболочек* и объяснить существование магических ядер. Согласно совр. представлениям, магическими являются ядра с заполненными оболочками. В обобщенной модели ядерное поле, в к-ром движутся нуклоны, считается аксиально-симметричным и ядро представляется вытянутым или сплюснутым эллипсоидом вращения. Деформированное (несферическое) ядро обладает вращениями и вращат. уровнями энергии. Вращение происходит вокруг оси, перпендикулярной направлению деформации. Обобщенная модель описывает также колебательные низколежащие уровни Я. а. Вытянутость или сплюснутость всего ядра подтверждается также большими значениями квадрупольных моментов Я. а.

В теории *ядерных реакций* используется как модель составного ядра, так и модель прямого взаимодействия. Согласно первой, частица, попадая в ядро, в результате частых столкновений с нуклонами ядра «раздает» им. всю свою энергию. Только в результате маловероятного, флуктуационного процесса на одном нуклоне может сконцентрироваться энергия, достаточная для вылета его из ядра. Поэтому составное ядро сравнительно долгоживущее состояние (до 10^{-12} сек). Модель прямых ядерных реакций, согласно к-рой налетающая частица непосредственно взаимодействует с частицами ядра, наиболее широко применима в области реакций высоких энергий — порядка 30 Мэв и более. В действительности на опыте проявляются черты, свойственные обеим моделям (подробнее см. *Ядерные модели*).

Большое количество моделей Я. а., часто противоположных по своему характеру, потребовали единой теории ядра, находящейся в стадии создания. Здесь уже получен ряд существенных качественных результатов.

Процессы и реакции, позволяющие изучать строение и свойства ядер. Ценную информацию о строении ядра дает изучение основного состояния и самопроизвольных распадов. Однако наиболее распространен метод исследования, при к-ром различные частицы рассеиваются на ядре и изучается как сам процесс рассеяния, так и идущие при этом ядерные реакции. В ядерных реакциях выполняются законы сохранения энергии-импульса, полного момента количества движения и его проекции на выделенное направление, четности и др. величин. В тех ядрах, где кулоновским взаимодействием между нуклонами можно пренебречь, сохраняется полный изотопспин системы. Наличие законов сохранения ведет к соответствующим *отбора правилам*.

В зависимости от энергии и длины волны рассеиваемой частицы удается получать информацию либо о поведении всего ядра, либо о свойствах его поверхностных областей, либо о внутренней структуре ядра.

Наиболее распространены эксперименты с рассеянием протонов и нейтронов в очень широком интервале энергий (от тепловых нейтронов с энергией в несколько эв до сотен Мэв). Рассеяние тепловых нейтронов сопровождается их поглощением и последующим делением ядра. При более высоких энергиях нейтроны также могут вызывать деление.

Изучение упругого рассеяния нуклонов дает информацию о ядерном поле, действующем на нуклон внутри ядра, позволяет судить о размерах ядер. С ростом энергии (> 50 Мэв), согласно экспериментальным данным, поле, действующее на нуклон, уменьшается и ядро становится все более прозрачным. В то же время возрастает вероятность неупругого рассея-

ния. Изучение рассеяния (p, p) , (n, n) и (n, p) дает ценную информацию о ядерных силах. Изучение процессов неупругого рассеяния (p, p') , (n, n') и ядерных реакций, возникающих при рассеянии нуклонов на ядре — типа (p, n) , $(p, 2p)$ и т. п., дает информацию о спектре возбуждений ядра (при малых потерях энергии) и силах, действующих между нуклонами в ядре (при значительных потерях). Те же цели преследуются при изучении процессов рассеяния α -частиц, дейтронов, а также более тяжелых — ядер C^{12} , N^{14} и т. п.

Широко распространен метод возбуждения уровней ядра, особенно коллективных, многозарядными ионами — метод кулоновского возбуждения.

С 1953—56 гг. для получения информации о Я. а. широко используются электроны. Благодаря отсутствию ядерного взаимодействия налетающие на ядро электроны достаточной энергии (100—150 Мэв) позволяют изучать внутреннюю структуру ядра-мишени, в особенности взаимодействие нуклонов внутри ядра. Такого же рода информация может быть получена при рассеянии γ -квантов на ядре. Опыты по рассеянию γ -квантов позволили обнаружить при энергии, примерно равной $80 A^{-1/3}$ Мэв, в сечении реакции (γ, n) существование широкого «максимума, получившего название гигантского резонанса, к-рый рассматривается как коллективное колебание ядра. Зависимость сечения упругого рассеяния γ -квантов от энергии — того же типа, что и для процесса (γ, n) .

Наибольший интерес представляет т. наз. резонансное рассеяние γ -лучей — *Мессбауэра эффект*.

Широко ведется исследование свойств ядер с помощью элементарных частиц, в частности π - и μ -мезонов. С др. стороны, ядра являются удобным объектом, с помощью к-рых исследуются различные процессы в физике элементарных частиц. Опыты по рассеянию нуклонов на нуклонах позволяют изучить ядерное взаимодействие.

Практич. применения. Создание ядерных реакторов положило начало эры промышленного применения ядерной энергии, а также открыло громадные возможности в получении искусственным путем новых элементов — в частности Pu — в больших количествах. Громадная энергия, выделяемая в процессе ядерной цепной реакции деления, была использована в атомной бомбе. Др. способом получения ядерной энергии является реакция синтеза более тяжелых ядер из совсем легких — *термоядерные реакции*.

Успехи в изучении Я. а. положили начало существенным изменениям во всех областях науки и техники. Начиная с создания в 1954 г. в СССР промышленной ядерной установки (атомной электростанции) и ядерной судовой силовой установки, ядерная энергетика, развиваясь, занимает все более заметное место в энергетич. балансе мира. Изучение ядерных процессов, в особенности открытие искусственной радиоактивности и получение в промышленных реакторах большого количества радиоактивных изотопов, позволило начать их широкое использование в технике — для контрольных и измерит. операций, в химии, медицине, геофизике, геохимии, геологии, археологии, пищевой промышленности и т. д. Нет сомнений, что в будущем, одновременно с ростом знаний о Я. а., все шире будет становиться область их применения.

Все более углубляющиеся знания структуры Я. а. потребовали создания и совершенствования экспериментальной техники и повышения точности эксперимента.

Созданы ускорители заряженных частиц, счетчики заряженных частиц, разработан метод ядерных фотографических эмulsion.

Лит.: 1) Гейзенберг В., Теория атомного ядра, пер. с нем., М., 1953; 2) Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге, пер. с англ., т. 1—3, М., 1955—63; 3) Ландау Л., Смородинский Я., Лекции по теории атомного ядра, М., 1955; 4) Айзенбуд Л., Вигнер Е.,

Структура ядра, пер. с англ., М., 1959; 5) Строение атомного ядра, пер. с англ., под ред. А. С. Давыдова, М., 1959; 6) Бетег, Моррисон Ф., Элементарная теория ядра, пер. с англ., М., 1958. М. Я. Амуль.

ЯЗЫКИ АЛГОРИТМИЧЕСКИЕ — системы символов и правил, позволяющие записывать в формальном виде алгоритмы решения задач на вычислит. машинах и служащие для автоматизации программирования.

Для решения любой задачи на электронной цифровой машине (ЭЦМ) должна быть составлена программа — алгоритм решения в форме, воспринимаемой машиной. Обычно алгоритмы представляются с помощью математич. ф-л, словесных инструкций, а также в виде графич. блок-схем, показывающих последовательность выполняемых действий. В первые годы развития ЭЦМ применялось ручное программирование задач, при к-ром перевод алгоритмов на машинный язык осуществлялся непосредственно людьми-программистами. В случае сложных и громоздких программ работа была чрезвычайно трудоемкой, сопровождалась значит. количеством ошибок, а программы требовали, как правило, длит. доработки и проверки (отладки) на машине.

Первый этап автоматизации процесса программирования — переход к т. н. символическому программированию, когда адреса команд и коды операций пишутся программистом не в виде конкретных числовых значений, а в символич. или буквенной форме; при этом адреса обычно обозначаются теми же буквами, что и величины, к-рые должны храниться в соответствующих ячейках, а коды операций — обычными математич. символами, напр. $+$, $-$, \times , $:$, $\sqrt{\quad}$ и т. п. Переход к конкретным машинным кодам осуществляется с помощью самой машины, к-рая снабжается для этого переводящей программой. След. этап автоматизации программирования — введение метода автокодов: для нек-рой конкретной машины составляется набор т. н. макрокоманд, каждая из к-рых соответствует определенной совокупности машинных команд (машинной подпрограмме). В макрокомандах применяются символич. обозначения для кодов этих команд и для адресов величин, участвующих в операции. Как символич. программирование, так и метод автокодов привязаны к конкретным машинам и не дают необходимой гибкости и универсальности составляемых программ. Дальнейший этап — применение Я. а., ориентированных не на определенные типы машин, а на определенные классы задач. Так, широко применяется в международном масштабе для программирования научно-технич. вычислений язык АЛГОЛ-60; за рубежом широко распространены языки ФОРТРАН-II и IV, применяемые для научно-технич. задач, и язык КОБОЛ — для программирования экономич. задач; для описания алгоритмов машинного перевода пользуются языком КОМИТ, для задач поиска информации — языком РЕКОЛ [4, 5, 6]. Особую группу составляют языки для неарифметич. обработки информации (машинное доказательство геометрич. теорем, машинная игра в шахматы, моделирование мыслительных процессов, машинная медицинская диагностика и т. д.): ИПЛ, ЛИСП, СЛИП и др. [7]. К числу Я. а. следует отнести также разработанный в институте кибернетики АН УССР адресный язык, в к-ром учитываются машинные особенности решения задач (принцип адресности) [8].

Определилась тенденция к созданию единого Я. а., к-рый представлял бы собой семейство подязыков, приспособленных к различным классам задач. Этот единый язык должен иметь общую часть (основу) для описания вычислит. процессов, встречающихся во всех классах задач, и общий синтаксис, обеспечивающий единообразие построения и расширения семейства подязыков. Создание единого Я. а. позволит

сравнительно легко обучать практич. работников различных областей пользованию этими языками в необходимом объеме, существенно облегчит переходы от одного подязыка к другому, позволит стандартизовать и упростить процессы перевода с Я. а. на машинные языки, стандартизовать символику устройств ввода и вывода машин. Особенно удобно будет пользоваться таким семейством языков при программировании сложных процессов переработки информации, включающих в себя задачи различных классов.

Основные принципы построения алгоритмического языка АЛГОЛ-60. АЛГОЛ-60 (от англ. algorithmic language — алгоритмич. язык; 60 — год принятия этого варианта языка) — наиболее распространенный Я. а., служит для описания алгоритмов выполнения математич. и научно-технич. вычислений с помощью автоматич. программно-управляемых машин и является также эталонным языком для построения конкретных Я. а. (т. н. входных языков). Конкретные входные языки типа АЛГОЛ сохраняют все основные свойства эталонного и отличаются от него составом символов, что связано с различием в конструкции устройств, служащих для ввода и вывода данных в разных машинах. В основу АЛГОЛа положен общепринятый язык математич. ф-л, дополненный средствами, необходимыми для формального описания процессов автоматич. выполнения алгоритмов. Записанная на АЛГОЛе программа перед выполнением должна быть переведена с помощью спец. программы (транслятора) в рабочую машинную программу для данной конкретной машины. Отличие АЛГОЛа от обычного языка математич. ф-л заключается в линейности записи (в одну строку) всех символов (в том числе индексов, показателей степеней); в более полной формализации записи действий [явное указание операции умножения, четкое определение типов чисел (целый, вещественный, логический) при вычислениях и т. п.]; в строгом разграничении способов использования всех символов — скобок, запятых, точек с запятой и т. п. [напр., круглые скобки применяются только для указания порядка арифметич. действий, квадратные — для указания индексов и т. д., точка с запятой ставится только в конце операторов или описаний (см. ниже)]. Требование линейности записи выражений вызвано необходимостью обеспечить непосредственный ввод алгоритмов, записанных на АЛГОЛе, через клавишные устройства машин на перфокарты (или перфоленты), а с них — в запоминающие устройства машин.

АЛГОЛ используется также как язык публикаций. В этом варианте допустимы отклонения от эталонного языка, связанные с удобством печатания и чтения алгоритмов, записанных на АЛГОЛе (в частности, индексы и показатели степеней пишутся как обычно в ф-лах).

АЛГОЛ строится на блочном принципе: любая программа представляет собой т. н. блок и сама может состоять из блоков, внутри к-рых могут быть др. блоки, и т. д. Блок в АЛГОЛе — это автономный участок программы, включающий информацию двух видов: о п и с а н и я данных и др. объектов, участвующих в вычислениях, и указания о непосредственно выполняемых в программе действиях. Эти указания наз. о п е р а т о р а м и. Оператор охватывает законченную последовательность действий, напр. вычисление по ф-ле, переход к др. варианту вычислений и пр. Описания и операторы можно рассматривать как отдельные предложения языка; после каждого такого предложения ставится точка с запятой. Блоки АЛГОЛ-программы строятся по общему плану: в начале блока идут все описания, затем пишутся подряд все операторы в порядке их выполнения. Описания имеют силу только внутри данного блока. Блок начинается словесной скобкой **начало** и заканчивается словесной скобкой **конец**. Эти же скобки используются и для образования т. н. составных операторов — групп операторов, разделяемых точками с запятой, — отличающихся от блока отсутствием описаний. Блочный принцип построения программ удобен при программировании сложных задач, т. к. при этом можно всю задачу разделить на ряд автономных участков (блоков), к-рые будут разрабатываться одновременно несколькими программистами. Каждый блок получает нек-рые входные данные (от др. блоков или в процессе ввода информации) и выдает выходные данные др. блокам или на выходные устройства машин (печатать, перфорацию). Помимо входных и выходных данных, в блоке имеются и свои местные (локальные) величины (не используемые вне данного блока), к-рые должны быть заданы при помощи описаний. Блок обладает также свойством локализации переходов: переходы извне могут совершаться только в начало блока.

АЛГОЛ построен на основе строгого синтаксиса, т. е. системы правил, определяющих порядок построения различных единиц языка (слов, выражений, операторов, описаний) из более простых единиц. Элементарными единицами языка являются основные символы, в состав к-рых входят буквы, цифры, знаки операций, скобки и др., а также ряд слов, к-рые печатаются полужирным шрифтом (а при написании от руки подчеркиваются). Переменные в АЛГОЛе обозначаются т. н. и д е н т и ф и к а т о р а м и, т. е. группами букв и цифр, начинающихся обязательно с буквы. Частные случаи идентификаторов — обычные буквенные обозначения переменных, принятые в алгебре. Примеры идентификаторов: x , y , M_5 , высота, скорость. Применение словесных обо-

значений переменных облегчает чтение программ и их проверку. Один из основных операторов АЛГОЛа — т. н. оператор присваивания, к-рый осуществляет присваивание значения выражения, стоящего в правой части этого оператора, переменной, стоящей в левой части оператора. Напр.,

$$x := a + b;$$

Символ $:=$ соединяет правую и левую части оператора присваивания. Операторы в программе обычно выполняются в порядке их написания. Для изменения порядка выполнения операторов служит оператор перехода, представляющий собой основной символ **перейти к**; за ним указывается т. н. и м е н у ю щ е е в ы р а ж е н и е, определяющее метку оператора, к к-рому следует перейти. Метки — это наименования нек-рых операторов; метками могут быть идентификаторы или числа, к-рые ставятся перед соответствующими операторами и отделяются от них двоеточием. Напр.,

$$125 : x := a + b;$$

$$ABC : y := c + d;$$

$$127 : \text{перейти к } 150;$$

В первом примере меткой является число 125; эта метка относится к оператору присваивания $x := a + b$. В операторе перехода, имеющем метку 127, стоит в качестве именуемого выражения метка 150, относящаяся к нек-рому оператору, не показанному в примере. Метки являются простейшим видом именуемых выражений. Более сложные виды именуемых выражений позволяют осуществлять условные переходы с выбором одного из двух или многих возможных направлений перехода в зависимости от выполнения определ. условий.

Часто при программировании возникает необходимость использовать в разных местах программы одинаковые участки. Чтобы не включать их полностью во все эти места, применяется метод процедур, сущность к-рого сводится к следующему. В начале блока программы в виде одного из описаний (т. н. описания процедуры) задается программа повторяющегося участка, а в тех местах, где требуется выполнить эту программу, ставятся т. н. операторы процедуры, представляющие собой отсылки к описанию соответствующей процедуры с заданием необходимых исходных данных для ее выполнения.

Переменные в АЛГОЛ-программах могут быть не только простыми одиночными величинами, но и величинами с индексами: компонентами векторов, матриц. Переменные с индексами обозначаются при помощи идентификаторов, за к-рыми в квадратных скобках указываются индексы, разделенные запятыми. Напр., обычной записи переменной x_i в АЛГОЛе будет соответствовать запись $x [i]$, переменной y_{ijk} — запись $y [i, j, k]$, переменной y_j — запись $y [j]$.

Каждая участвующая в задаче переменная должна быть описана в начале того блока, в к-ром она используется (или во внешнем блоке). Описание простых переменных сводится к указанию их типа (целые, вещественные, логические), напр.:

целый a, b, c ; логический x, y, z ;

Переменные с индексами, представляющие собой фактически группы (массивы) переменных, описываются в виде т. н. описаний массивов. Описание массива представляется символом массив, за к-рым ставится идентификатор переменной с индексом, а за ним в квадратных скобках указываются попарно границы изменения индексов. Для каждого индекса даются его нижняя и верхняя границы, разделенные двоеточием. Граничные пары разделяются запятыми. Пример:

массив $x [1 : 100, a : b]$;

Границы индексов могут быть представлены не только числами или переменными, но и более сложными выражениями. Перед символом массив могут стоять основные символы, определяющие типы величин, составляющих массив, напр.:

целый массив $x [1 : 100, a : b]$;

Если тип величин не указан, то подразумевается, что он вещественный.

Циклич. процессы в АЛГОЛ-программах описываются спец. оператором цикла, состоящим из заголовка и оператора, к-рый должен многократно выполняться. Заголовок цикла определяет порядок повторения следующего за ним оператора. В АЛГОЛе-60 предусматриваются 3 способа управления повторением циклов: проверка условия, арифметич. прогрессия, перечисление. Заголовок цикла типа арифметич. прогрессии может иметь, напр., такой вид:

для $x := a$ шаг b до c цикл S ;

где символ для — символ цикла, x — параметр цикла, т. е. переменная, изменяющаяся при каждом повторении цикла, a — начальное значение x ; символ шаг указывает, что шаг изменения параметра цикла равен b ; символ до указывает, что граничное значение параметра цикла равно c ; символ цикл указывает конец заголовка и показывает, что в цикле должен выполняться следующий оператор S . Цикл с перечислением имеет вид:

для $x := a, b, c, d, e$ цикл S ;

после символа $:=$ перечисляются все значения, к-рые должен принять параметр цикла x . Цикл, построенный по типу проверки условия, может иметь, напр., такой вид:

для $x := a$ пока $x \leq b$ цикл начало $x := x \times 2$; S конец;

где S — нек-рый оператор, символ пока указывает, что цикл должен повторяться до тех пор, пока выполняется условие $x \leq b$.

Для описания разветвлений в программах используются условные операторы, к-рые образуются при помощи трех основных символов: если, то, иначе. Напр.,

если $B1$ то $S1$ иначе $S2; S3$;

Если условие $B1$ (логич. переменная) истинно, то выполняется безусловный оператор $S1$, а затем оператор $S3$; в противном случае выполняется оператор $S2$, а затем $S3$. Частный случай условного оператора — оператор если, имеющий вид
если $B1$ то $S1; S2$;

Если $B1$ истинно, то выполняется $S1$, а затем $S2$; в противном случае $S1$ пропускается и выполняется $S2$. При помощи символов если, то, иначе могут строиться т. н. условные выражения, в к-рых выбор того или иного значения производится в зависимости от выполнения заданных условий.

В АЛГОЛе-60 имеются формальные правила, допускающие включение произвольного пояснит. текста между основными символами. Язык АЛГОЛ находится в состоянии развития и усовершенствования.

Для описания экономических, учетных и управленческих задач, а также для описания управляющих алгоритмов АЛГОЛ недостаточно удобен, и для этих целей применяются и разрабатываются др. Я. а.

Лит.: 1) Ляпунов А. А., О логических схемах программ, в сб.: Проблемы кибернетики, вып. 1, М., 1958; 2) Сообщение об алгоритмическом языке АЛГОЛ-60, «Журнал вычислительной математики и математической физики», 1961, т. 1, № 2, с. 308—42; 3) Лавров в С. С., Универсальный язык программирования (Алгол-60), М., 1964; 4) Автоматизация программирования. Сб. переводов, под ред А. В. Ершова, М., 1961; 5) Кибернетический сборник. Сб. переводов, [№] 6, М., 1963; 6) Ефимова М. Н., Алгоритмические языки (Обзор зарубежных работ), М., 1965; 7) Гнеденко В. В., Королюк В. С., Ющенко Е. Л., Элементы программирования, М., 1961, гл. 5. А. И. Котов.

ЯКОБИ МНОГОЧЛЕНЫ — спец. система многочленов последовательно возрастающих степеней. Для $n = 0, 1, 2, \dots$ Я. м. $P_n^{(\alpha, \beta)}(x)$ могут быть определены ф-лой:

$$P_n^{(\alpha, \beta)}(x) = \frac{(-1)^n}{2^n n!} (1-x)^{-\alpha} (1+x)^{-\beta} \times \\ \times \frac{d^n}{dx^n} [(1-x)^{\alpha+n} (1+x)^{\beta+n}].$$

Я. м. ортогональны (см. Ортогональные многочлены) на отрезке $[-1; +1]$ относительно веса $(1-x)^\alpha (1+x)^\beta$. Дифференциальное ур-ние:

$$(1-x^2)y'' + [\beta - \alpha - (\alpha + \beta + 2)x]y' + \\ + n(\alpha + \beta + n + 1)y = 0.$$

Частными случаями Я. м. являются: *ультрасферические многочлены* ($\alpha = \beta$), *Чебышева многочлены* 1-го рода ($\alpha = \beta = -1/2$) и 2-го рода ($\alpha = \beta = 1/2$), *Лежандра многочлены* ($\alpha = \beta = 0$).

ЯКОБИ ТЕОРЕМА — устанавливает, что если для голономной механич. системы с s степенями свободы известен полный интеграл Гамильтона—Якоби уравнения, то закон движения этой системы, т. е. зависимости обобщенных координат от времени t , определяются из системы алгебраич. ур-ний

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha_i} = \beta_i, \quad \frac{\partial S}{\partial q_i} = p_i \quad (i = 1, 2, \dots, s), \quad (*)$$

где $S(t, q_i, \alpha_i)$ — указанный полный интеграл, наз. еще *действием*, α_i и β_i — постоянные интегрирования (при этом ни одна из α_i не является аддитивной), p_i — обобщенные импульсы системы.

Первая группа ур-ний (*) дает сразу зависимости $q_i(t, \alpha_i, \beta_i)$, определяющие закон движения системы, а значения постоянных α_i и β_i находятся подстановкой начальных данных в ур-ния $q_i = q_i(t, \alpha_i, \beta_i)$ и во вторую группу равенств (*). С. М. Тарг.

ЯНА — ТЕЛЛЕРА ТЕОРЕМА, определяет условия устойчивости симметричных конфигураций молекул. Согласно Я. — Т. т., у нелинейных многоатомных молекул с симметричным расположением ядер

вырожденные электронные состояния неустойчивы (рассматривается только орбитальное вырождение, т. к. влияние спина ничтожно мало). В частности, основным электронным термом симметричной нелинейной молекулы м. б. только невырожденный терм.

Формулировка и доказательство теоремы были даны Г. Яном и Э. Теллером [1]. Позже Я. — Т. т. была распространена на кристаллы [2]. Экспериментальные подтверждения получены при исследовании кристаллич. структур комплексов переходных металлов.

Лит.: 1) Jahn H., Teller E., «Proc. Roy. Soc.», 1937, v. 161, № 905, p. 220; 2) Orik U., Fugse M. H. L., 1957, там же, v. 238, p. 425; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 2 изд., М., 1963, гл. XIII (Теор. физика, т. 3); 4) Хэм Н. С., «Успехи химии», 1963, т. 32, вып. 8, с. 1010; 5) Берсуке И. В., Аблова А. В., Химическая связь в комплексных соединениях, Кишинев, 1962. Р. Н. Нурмухаметов.

ЯРКОСТИ КОЭФФИЦИЕНТ — отношение яркости поверхности, отражающей или пропускающей свет в данном направлении, к яркости одинаково с ней освещенной идеально матовой поверхности, имеющей коэфф. отражения, равный единице.

ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА — параметр, применяемый для количеств. характеристики спектральной плотности энергетич. яркости $b(\lambda, T)$ любого тела, нагретого до темп-ры T и излучающего сплошной спектр. Я. т. T_b равна такой темп-ре абсолютного черного тела, при к-рой спектральная плотность его энергетич. яркости $b^{(0)}(\lambda, T_b)$ равна $b(\lambda, T)$ (при одной и той же длине волны λ). Поэтому яркостный пирометр, проградуированный по абс. черному телу, дает всегда значение Я. т. исследуемого тела (обычно при $\lambda = 0,65$ мкм). T_b и T связаны соотношением:

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

где $\alpha(\lambda, T)$ — спектральный коэфф. поглощения тела, а $C_2 = 1,4388$ см · град (см. Пирометрия оптическая). Для нечерных тел $\alpha(\lambda, T) < 1$, поэтому всегда $T_b < T$. Наибольший практич. интерес представляет случай относительно низких T , когда $\exp C_2/\lambda T \gg 1$ и

$$1/T_b = 1/T - (\lambda/C_2) \ln \alpha(\lambda, T). \quad (2)$$

Т. к. для большинства металлов при $T \sim 1000$ — 3000 °К в видимой области спектра $\alpha(\lambda, T)$ лежит между 0,3 и 0,7, то $T_b < T$ на 50—400 °К, причем с уменьшением λ их разность в общем уменьшается.

Лит.: 1) Рибо Г., Оптическая пирометрия, пер. с франц., М.—Л., 1934; 2) Rutgers G. A. W., Temperature radiation of solids, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. Flügge, Bd26, [В.—у. а. л., 1958, S. 129. В. Н. Колесников.

ЯРКОСТЬ (L) — световая величина, характеризующая свечение источников света и освещаемых ими или самосветящихся предметов по данному направлению. Я. измеряется отношением силы света dI в выбранном направлении к проекции светящейся поверхности dS на плоскость, перпендикулярную к тому же направлению: $L = dI/dS \cos \alpha$, где α — угол между перпендикуляром к светящейся поверхности и направлением силы света. Единица измерения Я. в Международной системе единиц — нит (св/м²).

В направлении, перпендикулярном светящейся поверхности, значение Я. совпадает со значением уд. силы света. Я. непосредственно воспринимается человеческим глазом; измеряется тубус-фотометром или яркомером (см. Фотометрия).

Я. полного излучателя (абс. черного тела) не зависит от направления. Для идеально матовой поверхности, непоглощающей и непронускающей свет, $L = E/\pi$; с учетом пропускания и поглощения $L = rE/\pi$, где r — коэфф. отражения, а E — освещенность поверхности.

Лит. см. при ст. Фотометрия. Н. Р. Батарчукова.

СПИСОК ИСПРАВЛЕНИЙ

Том, страница, колонка, строка	Название статьи	Напечатано	Должно быть
I, 118, левая, 4 сверху	Атомные спектры	$v = R^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \text{ см}^{-1}$	$v = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \text{ см}^{-1}$
153, правая, 1 сверху	Бальмера формула	$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}$	$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}$
154, правая, 12-13 снизу	Барионы	их массы (в единицах массы электрона)	их масса (в Мэв)
196, левая, 32 снизу	Блоккинг-генератор	Первый	Второй (рис. 2)
196, левая, 24 снизу	»	второй	первый
488, левая, 34 сверху	Гравитационные волны	$g^{ik} = \sqrt{-g} g^{ik}$	$g^{ik} = \sqrt{-g} g^{ik}$
489, правая, 36-37 сверху	Гравитационный парадокс	Но ур-ния поля Эйнштейна — не эллиптические (они содержат производные	Но система ур-ний Эйнштейна — гиперболическая (в гармонич. координатах они содержат производные
543, левая, 3 снизу	Детектор с поверхностной ионизацией	$n/n_0 =$	$n/n_0 \sim$
588, левая, 14 снизу	Дисперсионные соотношения	Ф-ла (2), перед интегралом д. б. Р	
613, левая, 19 снизу	Дифракция рентгеновских лучей	F_2	F
622, левая, 23, 24 снизу	Диффузия	Если E зависит от темп-ры	Если E не зависит от темп-ры
648, правая, 5 снизу	»	Доверительный интеграл	Доверительный интервал
II, 49, левая, табл. 51, правая, 30 сверху	Зарядовое сопряжение	В табл. комбинированная четкость	должна быть $K_1^0 + 1, K_2^0 - 1$
143, левая, 29 снизу	Захватывание частоты	полосой затухания	полосой захватывания
143, левая, 29 снизу	Изотопический спин	$\pi^+ + p \rightarrow \pi^0 + p$	$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$
143 » 24 »	»	$f^0 = \sqrt{\frac{2}{3}} (f^3/2 - f^1/2)$	$f^0 = \frac{\sqrt{2}}{3} (f^3/2 - f^1/2)$
143 » 23 »	»	$f^- = \frac{1}{3} (2f^3/2 + f^1/2)$	$f^- = \frac{1}{3} (f^3/2 + 2f^1/2)$
143 » 4 »	»	$e^2/\hbar c$	$e^2/\hbar c$
309, правая, 34 сверху	Квант действия	$\text{эрг}\cdot\text{сек}$	$\text{эрг}\cdot\text{сек}$
310, правая, 10 снизу	Квантование момента количества движения	Ψ_{j_1}	Ψ_{J_1}
324, левая, 18, 16, 14 снизу	Квантовая теория многих тел	в Ф-лах (7), (8) и в выражении $(-1)^P$ должно быть P вместо p	
328, правая форм. (9а)	Квантовая теория полей	$G = \sum_k n_k \hbar k$	$P = \sum_k n_k \hbar k$
397, левая, 5 сверху	К-мезоны	$\pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$
397, правая, 5 сверху	»	$\rightarrow K^- + \pi^+$	$\rightarrow K^- + \pi^0$
497, правая, 3 сверху	Космология	$2\pi^2 c^3 \rho_E / 3 \sqrt{3 m_p H_S^2}$	$2\pi^2 c^3 \rho_E / 3 \sqrt{3 m_p H_S^2}$
497, правая, 25 снизу	»	$e \sim (t^*)^{1/2}$	$e \sim (t^*)^{1/4}$
497, » 24 »	»	$\hbar \sim t^*$	$\hbar \sim (t^*)^{1/2}$
500, левая, 28 сверху	»	Следовательно, анизотропия	В упомянутых предположениях, анизотропия
III, 18, правая, 2 снизу	Лоренца преобразования	$S_1 S_2 - S_2 S_1 = i S_3,$ $S_2 S_3 - S_3 S_2 = i S_1,$	$S_1 S_2 - S_2 S_1 = i S_3, \quad S_2 S_3 - S_3 S_2 = i S_1,$
70, левая, 29 снизу	Магнитное квантовое число	$M_z = \frac{\hbar}{2\pi} m$	$M_z = \hbar m$
135, правая, 13 и 16 сверху, 5 снизу	Масса	Следует заменить всюду m_{\parallel} на m_{\perp} и m_{\perp} на m_{\parallel}	
372, левая, 29 снизу	Нейтральные К-мезоны	К ⁰ -мезон	\tilde{K}^0 -мезон
434, правая, 13 сверху	Нормальное произведение	в Ф-ле (9) должно быть : $\varphi_1(x_1) \dots \varphi_k(x_k) \dots \varphi_l(x_l) \dots \varphi_n(x_n) : =$	$\varphi_1(x_1) \dots \varphi_l(x_l) \dots \varphi_n(x_n) : =$
528, левая, 22 снизу	Оптический генератор	$\approx 20^a$	$\approx 20''$
598, правая, 29 »	Пашена серия	$v = R (1/3^2 - 1/n^2)$	$v = R (1/3^2 - 1/n^2)$
619, правая, 23 сверху	Пи-мезоны	$S = (a_{2I})$ и $P = (a_{2I} 2I)$	$S = (a_{2I})$ и $P = (a_{2I} 2J)$
IV, 6, правая, 10 св.	Пирометрия оптическая	$C_2 = 14\,885 \text{ мкм}\cdot\text{град.}$	$C_2 = 1,44 \text{ см}\cdot\text{град.}$
86, левая, 16 снизу	Подъемная сила магнита	$P = \int_S B_n I_n dS$	$P = \int_S (B_n - 2\pi I_n) I_n dS$
страницы 178, 263, 494	Потенциалы термодинамические, Равновесие термодинамическое, Свободная энергия	Редакция внесла в эти статьи значительные изменения без согласия автора (И. А. Квасникова), поэтому подписи под статьями снимаются	
260, правая, 32 сверху	Работа	переменным x_i	переменным x_i и T (или S)
261, левая, 5 сверху	»	Редакцией ошибочно поставлена подпись под статьей. Автор статьи — И. А. Квасников	
275, правая, 13 снизу	Радиоактивные изотопы	$\sim 2 \cdot 10^{12}$	$\sim 2 \cdot 10^{-12}$
436, правая, 19 сверху	Реостат	$\max \geq$	$r_{\max} \geq$
502, левая, 22 сверху	Сдвиг уровней	перед $l = k$ ($k > 0$) должно быть $j = k - 1/2$	

