

Для ещё более удалённых галактик становится возможным применение *Хаббля закона*, связывающего расстояние галактик r со скоростью v_r , соответствующей её красному смещению z , $cz = v_r = Hr$. Определённые значения H являются отдельной сложной проблемой, в частности из-за необходимости учитывать и не связанные с расширением Вселенной движения скопления галактик. Продолжающаяся дискуссия между сторонниками длинной ($H = 50$ км/с·Мпк) и короткой ($H = 100$ км/с·Мпк) H ш. в существ. степени объясняется ненадёжностью определений расстояний до близких галактик и эффектом селекции далёких галактик (преим. наблюдаются наиб. яркие галактики).

Лит.: Холлоуэй П. В., Звездная астрономия, М., 1984; Кутяковская П. П., Звездная астрономия, 2 изд., М., 1985; Ефремов Ю. Н., Огни звездообразования в галактиках, М., 1989.

Задача определения расстояний до тел Солнечной системы обычно рассматривается как задача определения движения тел Солнечной системы и установления масштаба измерения — астрономической единицы e и 1 а. у., обозначаемой a или a е. Астр. единица определяется как полусумма орбиты планеты с пренебрежимо малой массой, к-рая, двигаясь в гравитационном поле одного только Солнца, имеет ср. угол движения $(2\pi/T)$, где T — период обращения вокруг Солнца, равное 0,01720209895 радиан [1].

Методы наблюдений, лежащие в основе определения расстояний до тел Солнечной системы, можно разделить на классич. оптич., радиотехн. и лазерную локацию.

К классич. оптич. методам относятся наблюдения угл. положений тел Солнечной системы относительно опорных звёзд. Движение тел и значение a определяются этими методами до развития радиотехн. методов. Величина a находилась из астрометрич. наблюдений суточного горизонтального экваториального параллакса Солнца ρ_0 . Он связан с a соотношением

$$a_3 = a \sin \rho_0,$$

где a_3 — экваториальный радиус Земли. Параллакс Солнца по оптич. наблюдениям определялся тригонометрич. и динамич. методами. Тригонометрич. метод аналогичен методу триангуляции для определения расстояний на поверхности Земли. Динамич. метод основан на определении движения малых тел Солнечной системы по позиционным наблюдениям при их прождении вблизи Земли. Ввиду малой точности (погрешность 10^4 км) оптич. методы для определения a ныне не применяются.

Точность определения расстояний в Солнечной системе значительно повысилась с использованием радиотехн. методов. К ним относятся: радиолокация планет (см. *Радиолокационная астрономия*), впервые проведённая в 1958, измерения дальности до комет, аппаратов и измерения доплеровского смещения частоты сигнала. Особый тип радиотехн. наблюдений представляет собой наблюдения с использованием *радиотермометров* со сверхдлинными базами. При использовании радиотехн. методов посылают радиопульсы к исследуемому объекту и принимают отражённый или (в случае измерения дальности до комет, аппарата) ретранслированный сигнал. В результате получают время запаздывания отражённого или ретранслированного сигнала и доплеровское смещение частоты. Считая, что скорость света и условия распространения сигналов в пространстве известны, вычисляют расстояние между Землёй и исследуемым объектом. Наиб. точность измерения расстояний радиотехн. методами достигнута при определении дальности до посадочного аппарата «Викинг» (США), находящегося на поверхности Марса (погрешность ~ 5 м на расстоянии ~ 1 а. е.).

В методе лазерной локации используются угольные отражатели. Впервые этот метод был применён для Луны (1969). Погрешность лазерных измерений расстояний до угольных отражателей на поверхности Луны составляет ≈ 50 см.

Задача построения общей теории движения планет Солнечной системы решается как комплексная задача изучения движения тел системы с привлечением всех доступных видов наблюдений. Одной из последних теорий является теория движения планет и Луны DE200/LE200, разработанная коллективом учёных Лаборатории реактивного движения (США) [3]. Для моделирования движения использовалось численное интегрирование у-р движения с учётом всех возмущений. Один из определяемых параметров этой теории — астр. единица. Погрешность определения a в этой теории ≈ 30 м ($a = 149597870,884 \pm 0,03$ км).

Лит.: 1) Далакина и В. К., Основы эфемеридной астрономии, М., 1978; 2) Плотобет В. В., Нестеров В. В., Общая астрономия, 2 изд., М., 1982; 3) Newhall X. X., Standish E. M. Jr., Williams J. G., DE 102: a numerically integrated ephemeris of the Moon and planets spanning forty-four centuries, «Astron. and Astrophys.», 1983, т. 125, p. 150.

РАСТВОРИМОСТЬ — способность вещества образовывать с др. веществом *раствор*. Количественно характеризуется концентрацией вещества в насыщенном растворе. P определяется физ. и хим. средством молекулярности и растворённого вещества, к-рое характеризуется т. в. энергетич. взаимодействием молекул растворителя. Как правило, P велика, если молекулы растворённого вещества и растворителя обладают сходными свойствами («подобное растворяется в подобном»). Зависимость P от темп-ры и давления устанавливается с помощью *Ле Шателье — Брауна принципа*. P возрастает с ростом давления и проходит через максимум при высоких давлениях; P газов в жидкостях с ростом темп-ры падает, в металлах растёт.

РАСТВОРЫ — системы, состоящие из молекул, атомов (и/или) ионов неск. разл. типов, при этом числа разл. частиц не находятся в к-л. определённых стехиометрич. соотношениях друг с другом (что отличает P от хим. соединений). К P обычно относят такие многокомпонентные системы, в к-рых при неизменных внеш. условиях достигается состояние термодинамич. равновесия.

Агрегатное состояние P может быть твёрдым (*твёрдые растворы*), жидкокристаллическим (*жидкие кристаллы*), жидким или газообразным. Будучи макроскопически пространственно однородными, на молекулярных масштабах P могут обладать своеобразной микроструктурой (микрорегулярные растворы, или ассоциирующие коллоиды), к-рая определяется темп-рой, давлением и составом P . Если микроструктура P является регулярной (в одном, двух или трёх измерениях), то его относят к *лиотропным жидким кристаллам*. Жидкие P с нерегулярной микроструктурой (обычно многокомпонентные, содержащие органич. вещества и соли) наз. *эмульсиями* (микроземьями). Суспензия частиц размером от неск. нм до тысяч нм относят к *коллоидным P*.

В том случае, когда молекулы растворённого вещества диссоциируют на ионы, P относят к особому классу — *P полимерного*. Отличит. свойствами обладают *P. полимерного*.

Термодинамические свойства растворов
Термодинамич. свойства P описываются общими для многокомпонентных систем соотношениями термодинамики. Число веществ l , кол-ва n -рых в состоянии полного термодинамич. равновесия могут быть заданы произвольно, наз. числом независимых компонент P . Если число молекул (атомов) одной из компонент системы N намного превышает числа N_1, \dots, N_{l-1} молекул остальных компонент, P наз. разбавленным (слабым). Вещество, содержащее N частиц, в этом случае наз. *растворителем*, остальные компоненты — *растворёнными веществами*. Величины

$$c_i = N_i/N \quad (\text{здесь } N = \sum_{i=1}^{l-1} N_i) \quad \text{наз. молярными (молеку-$$

лариями) концентрациями (используя также весовые и объёмные концентрации). Согласно Гиббса *правилу фаз*, в системе, состоящей из n компонентов, в равновесии не может находиться более $n + 2$ фаз. Состояние P , описывается $n + 1$ переменной ($n - 1$ значение концентрации, темп-ра T и давление p) и может быть изображено точкой в $n + 1$ -мерном пространстве. Если в этом пространстве построить гиперповерхности меньшего числа измерений, на к-рых выполняются условия равновесия двух или большего числа фаз, то получится поверхность, характеризующая состояние системы, — т. н. фазовая диаграмма системы (или *диаграмма состояний*). Обычно пользуются сечениями фазовой диаграммы различными плоскостями.

Диаграммы плавления и кипения растворов. В отличие от чистых веществ, изменение агрегатного состояния P . происходит в нек-ром интервале изменения концентрации компонент, темп-ры (i) или давления. Простейший случай равновесия двух фаз реализуется, когда обе компоненты, образующие P ., в обеих фазах смешиваются в произвольных отношениях. Кривые равновесия в этом случае не имеют максимумов и минимумов и образуют характерную «сигару» (диаграмма $T - c$, c — концентрация; рис. 4). Пусть для определения рассматриваемые фазы представляются собой жидкость (низкотемпературная фаза II) и пар (высокотемпературная фаза I). Если изображающая точка системы (T, c) лежит выше кривой FAG , то агрегатное состояние системы — пар, если ниже кривой FCG — жидкость. Заптрихованная область между кривыми FAG и FCG соответствует равновесию двух фаз (представляющих собой т. н. насыщенные растворы), концентрации к-рых характеризуются растворимостью веществ и равны c' и c'' , в точке B массы определяются «правилом рычага», согласно к-рому кол-во молекул в фазах I и II обратно пропорциональны длине отрезков соответственно AB и BC :

$$\frac{N_1^I + N_2^I}{N_1^I + N_2^I} = \frac{c'' - c_0}{c_0 - c'}$$

В случае равновесия системы жидкость — пар кривая FAG наа. кривой конденсации, а FCG — кривой кипения. В случае равновесия твёрдой и жидкой фаз кривая FAG наа. кривой ликвидуса, а FCG — кривой солидуса.

Фазовые диаграммы типа «сигары» дают P . веществ, близких по хим. свойствам: для диаграмм плавления — это, напр., бинарные (двухкомпонентные) растворы $Ge - Si$, $Ag - Au$, $Cu - Ni$, $AgCl - NaCl$, для диаграмм кипения — системы бензол — толуол, этиловый спирт — вода и др. При относительно небольшом хим. отличии смешиваемых веществ A и B кривые кипения и конденсации могут иметь максимум или минимум, в к-ром эти кривые касаются друг друга (рис. 2). P . состав к-рого соответствует точке касания (точка A), наз. азеотропным. Фазовый переход (кипение или плавление) в P . такого состава происходит так же, как в чистом веществе, — целиком. Когда точка касания является максимумом кривых равновесия (рис. 2, а), кипение P . произвольного нач. состава приводит к смещению изображающей точки системы в положение A . Т. о., азеотропная точка является устойчивой предельной точкой процесса кипения. Если же касание кривых равновесия происходит в их минимуме (рис. 2, б), то в процессе фазового перехода при повышении

темп-ры изображающая точка системы сдвигается к одному из чистых веществ; азеотропная точка достигается при охлаждении смеси

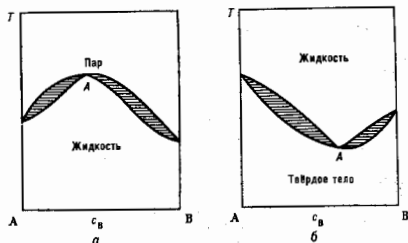


Рис. 2. Примеры диаграмм состояний: а — теплота смешения в жидкости меньше, чем в паре; б — теплота смешения в твёрдой фазе больше, чем в жидкой.

При повышении p в системе жидкость — пар форма «сигары» изменяется, а при давлениях выше критической (см. *Критическая точка*) для одной из компонент, когда отсутствует различие между двумя фазами этого вещества, «сигара» вырождается в петлю путём смыкания кривых кипения и конденсации в нек-рой (критической) точке (рис. 3).

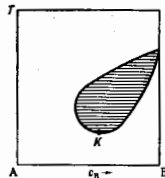


Рис. 3. Пример диаграммы состояний двухкомпонентной системы жидкость — пар в случае, когда давление в системе превышает критическое давление компонента A . Разделение смеси на жидкую и газообразную фазы имеет смысл лишь в пределах заптрихованной области. K — критическая точка.

Диаграммы смешения растворов. Наряду с равновесиями фаз, находящимися в различных агрегатных состояниях, в P . могут сосуществовать фазы, находящиеся в одном агрегатном состоянии, напр. жидком. На рис. 4 изображена диаграмма, соответствующая случаю ограниченной смешиваемости двух веществ в одной

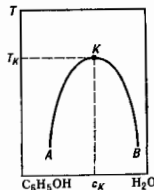


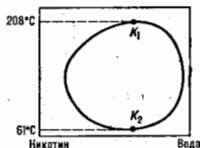
Рис. 4. Диаграмма смешения системы фенол — вода. K — критическая точка смешения с параметрами $T_K = 66^\circ C$, $c_K = 0,65$.

жидкой фазе. Жидкости полностью смешиваются в области, лежащей над кривой AKB , и ограничено смешиваются в области, лежащей под этой кривой (где имеет место расслоение P . на две жидкие фазы с составом, определяемым «правилом рычага»). Точка K максимума кривой — критическая; в окрестности этой точки наблюдаются аномалия теплоёмкости, критич. опалесценция и др. *критические явления*. Сосуществуют жидкие системы (напр., триэтиламин — вода), для к-рых область неограниченной смешиваемости лежит ниже нек-рой кривой и к-рые имеют минимумы темп-ры

смешения, а также системы, имеющие как верхнюю, так и нижнюю тем-ры смешения (рис. 5).

Верхняя критич. тем-ра смешения растёт с увеличением различий хим. свойств смешиваемых веществ.

Рис. 5. Диаграмма смешения системы никотин — вода. Жидкости подобно смешивают в области, ограниченной замкнутой кривой.



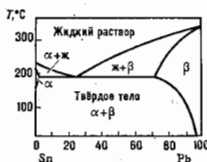
Качественно эта зависимость выражается в понятии микростроения ряда, в к-ром все вещества располагаются в соответствии со значением приписываемого каждому из них т. н. эффективного заряда e (табл.); численные значения e получены не для всех веществ, но они расположены в порядке убывания e . Верхняя тем-ра смешения растёт с увеличением разности зарядов смешиваемых веществ.

Микростроение ряда

Вещество	Химическая формула	Эффективный заряд e , в отнотс. ед.
Вода	H ₂ O	48
Молочная кислота	CH ₃ CH(OH)COOH	
Формальд.	NH ₂ CHO	
Муравьиная кислота	HCOOH	
Уксусная кислота	CH ₃ COOH	
Метанол	CH ₃ OH	29
Этанол	C ₂ H ₅ OH	26
Аммиак	C ₂ H ₅ NH ₂	24
Ацетон	CH ₃ COCH ₃	20
Диоксан	(C ₂ H ₄ O) ₂	20
Пиридин	C ₅ H ₅ N	
Эфир этиловый	C ₂ H ₅ OC ₂ H ₅	
Хлороформ	CHCl ₃	
Дихлорэтан	(C ₂ H ₄ Cl) ₂	20
Бензол	C ₆ H ₆	19
Толуол	C ₆ H ₅ CH ₃	18
Четырёххлористый углерод	CCl ₄	
Дихлорэтан	C ₂ H ₄ Cl ₂	
Гексан	CH ₂ (CH ₂) ₄ CH ₃	
Октан	CH ₂ (CH ₂) ₆ CH ₃	15

Если верхняя критич. тем-ра смешения веществ в низкотемпературной фазе оказывается выше тем-ры минимума кривых равновесия, изображённых на рис. 2 (б), то фазовая диаграмма системы приобретает вид, аналогичный изображённому на рис. 6. Такая диаграмма принадлежит к эвтектическому типу; Р.,

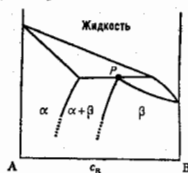
Рис. 6. Фазовая диаграмма системы Zn — Pb эвтектического типа. α , β — твёрдые растворы. Точка пересечения трёх линий, в которых отсутствуют жидкая и две твёрдые фазы, — точка эвтектики.



имеющий E состав, отвечающий точке эвтектики и наз. эвтектикой. Плавление эвтектики происходит при определ. тем-ре, как и плавление химически чистого вещества. В Р. с ограниченной взаимной растворимостью могут возникать также фазовые диаграммы перитектического типа (рис. 7). Перитектическая точка имеет самую высокую тем-ру плавления определённой твёрдой фазы, в то время как точка эвтектики — наименьшую тем-ру затвердевания определённой жидкой фазы. Эвтектичес-

кая и перитектическая точки — это точки сосуществования трёх фаз: жидкой и двух твёрдых.

Рис. 7. Фазовая диаграмма перитектического типа. Р — перитектическая точка, α, β — твёрдые растворы.



Законы слабых растворов. Термодинамический потенциал слабого Р. имеет вид

$$\Phi = N \left[\mu_0(P, T) + \sum_i c_i T \ln(c_i/c) + c_i \psi_i(P, T) \right],$$

где $\mu_0(P, T)$ — химический потенциал чистого растворителя; $\psi_i(P, T)$ — век-рая ф-ция, зависящая от природы растворителя. Растворённое вещество распределяется между разл. фазами т. о., что отношение концентрации c_i и c_{i1} в этих фазах зависит лишь от P, T , но не от полного кол-ва растворённого вещества (т. н. закон распределения):

$$c_i/c_{i1} = \exp[(\psi_{i1} - \psi_i)/T].$$

В частности, когда одна из фаз представляет собой газ, имеет место *Генри закон*, согласно к-рому концентрация слабого Р. пропорциональна давлению газа p .

При растворении в жидкости летучего вещества давление p насыщенного пара над Р. меньше, чем давление над чистым растворителем p_0 :

$$p_0 - p = p_0 v' / v \quad (1)$$

(*Рауля закон*), где v' и v — числа молей растворённого вещества и растворителя в единице объёма Р. По отношению к летучему веществу поверхность жидкости ведёт себя как непроницаемая перегородка, и (1) представляет собой частный случай выражения для осмотического давления (см. *Осмоз*) слабых Р. При этом между частями системы, разделёнными перегородкой, пронизываемой для растворителя, но непроницаемой для растворённых веществ, возникает разность давлений

$$\Delta p = (T/V) \sum_{i=1}^{n-1} N_i,$$

где V — объём части сосуда, занятой растворёнными веществами.

Из закона Рауля (1) следует, что при пост. давлении тем-ра кипения P, T_K' выше тем-ры кипения чистого растворителя T_K :

$$T_K' = T_K + \frac{v'}{v} \frac{RT_K^2}{\mu_{KL} v},$$

где μ — молекулярная масса веществ растворителя, $\mu_{KL} v$ — уд. теплота испарения. Тем-ра замерзания Р. T_0' ниже тем-ры замерзания T_0 чистого растворителя:

$$T_0' = T_0 - \frac{v'}{v} \frac{RT_0^2}{\mu_{GL} L},$$

где $\mu_{GL} L$ — уд. теплота плавления.

Ассоциирующие растворы

Мицеллообразование. Физ.-хим. свойства Р. широкого класса веществ, молекулы к-рых имеют асимметрич. форму, — т. н. амфифильные вещества (наз. также дифильными или *поверхностно-активными веществами*), определяются образованием в них т. н. мицелл —

агрегатов молекул растворённого вещества. Такие Р. наз. м. и ц. е. л. р. м.

Амфифильные вещества имеют вытянутые молекулы (часто линейные) длиной 20—30 Å, имеющие хорошо выраженные гидрофильные или олеофильные (жирные, гидрофобные) части (см. *Гидрофильность и гидрофобность*). К таким веществам относятся соли жирных к-т (напр., мыло — стеарат натрия), имеющие в составе молекулы гибкую парафиновую цепь $C_{17}H_{33}$ или $C_{18}H_{37}$ («жирный хвост»), присоединённую к полярной группе — «головке». «Головка» образована группой атомов, соединённых полярными связями. Амфифильными молекулами являются также липиды и фосфолипиды, входящие в состав клеточных мембран (см. *Клеточные структуры*).

Участок диаграммы состояния Р. амфифильного вещества приведён на рис. 8. Кривая равновесия ABC отделяет области жидких фаз I (молекулярный Р.) и II (мицеллярный Р.), или ассоциирующий коллоид, см.

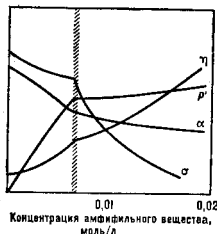
Рис. 8. Диаграмма состояния раствора амфифильного вещества вблизи точки мицеллообразования. T_K — температура Крафта; I — молекулярный раствор; II — мицеллярный раствор; III — кристалл.



ниже) от твёрдой фазы III. Области молекулярного и мицеллярного Р. разделены нек-рой переходной областью BD, а не линией, как в обычном случае равновесия двух фаз. Мин. темп-ра T_K , при к-рой возможно образование мицелл, наз. темп-ратурой Крафта. Концентрация амфифильного вещества c^* , при к-рой начинается образование мицелл, наз. критической концентрацией мицеллообразования (ККМ). ККМ сильно зависит от темп-ры, ионной силы Р. (сумма значений концентраций всех ионов Р., умноженных на квадрат их зарядов) и т. д. ККМ падает с ростом длины «жирного хвоста» молекулы приближённо линейно при числе атомов углеводородной цепи $n < 10-15$; при больших n возможно отклонение от линейного закона. Характер изменения нек-рых физ. свойств Р. при мицеллообразовании представлен на рис. 9.

Форма и структура мицелл зависят от типа растворителя (полярный или гидрофобный), от концентрации

Рис. 9. Изменение осмотического давления раствора (π), коэффициента вязкости (η), электропроводности (σ) и поверхностного натяжения (α) вблизи критической концентрации мицеллообразования c^* ; для раствора додецилсульфата натрия ($C_{12}H_{25}OSO_3Na$) в воде $c^* = 8 \cdot 10^{-3}$ см⁻³.



Р., его состава, темп-ры и др. Бóльши ККМ форма мицелл близка к сферической. В полярной среде (напр., в воде) мицеллы имеют углеводородное ядро, а полярные «головки» обращены к молекулам воды. В жирной среде мицелла имеет обратную структуру: полярные «головки» образуют ядро, а олеофильные «хвосты» контактируют с растворителем (рис. 10). Каждая мицелла в Р. содержит 20—100 молекул амфифильного веществ

ва (т. н. число агрегации). Обычно часть полярных «головок» молекул диссоциирована на ионы (для ионногенных амфифильных веществ).

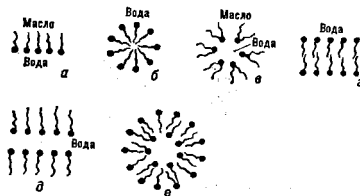


Рис. 10. Структура агрегатов в растворах амфифильного вещества: а — гомогенная монослой на поверхности раздела жирной и полярной сред; б — сферическая мицелла в полярном растворителе; в — обобщённая сферическая мицелла в жирной среде; г — ламелла (бислой) в полярной среде; д — обратная ламелла (мыльная плёнка); е — дуэрект (везикула), образованный в полярной среде.

С ростом концентрации Р. форма мицелл может изменяться: они принимают цилиндрическую, дискообразную форму или форму трёхосного эллипсоида. Это проявляется в изменении *индикатрисы* рассеяния света Р. и в изменении зависимости *вязкости* Р. от концентрации. В нек-рых случаях в Р. могут присутствовать цилиндрич. мицеллы, содержащие $\sim 10^8-10^4$ молекул. В области концентраций Р., превышающих ККМ, именно мицеллы являются элементарными структурными единицами, определяющими физ. свойства возникающих в Р. фаз, как изотропных, так и жидкокристаллических (см. ниже).

Надмолекулярные жидкокристаллические структуры в растворах. Подобно молекулярным, мицеллярные Р. при нек-рой концентрации мицелл могут расслаиваться. Вблизи критич. точек расслоения (к-рые могут быть как верхними, так и нижними) наблюдаются критич. явления. Отслаивающаяся при увеличении концентрации более плотная фаза может быть как изотропной, так и анизотропной (см. *Жидкие кристаллы*). В бинарных системах обычно возникает гексагональная, ламеллярная (смектическая) и (или) кубическая фазы. Переход между ними происходит вследствие изменения формы или (и) размеров мицелл.

Гексагональные фазы образованы цилиндрич. мицеллами неопределённой длины, упакованными в двумерную решётку, имеющую гексагональную симметрию (рис. 11). Структура мицелл может быть нормальной или обратной в зависимости от типа амфифильного вещества и растворителя. Радиус нормальных цилиндрич. мицелл примерно на 10—30% меньше длины полностью вытянутой амфифильной молекулы, расстояние между цилиндрами в зависимости от содержания воды варьируется в пределах 8—50 Å. Для обратных мицелл диаметр водного цилиндра составляет 10—20 Å, расстояние между ними ок. полутора длины «жирных хвостов» амфифильных молекул.

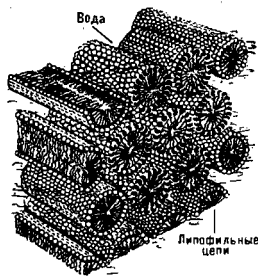


Рис. 11. Схема упаковки молекул в гексагональной фазе лиотропного жидкого кристалла.

Ламеллярные (сметические) фазы образуются дискообразными мицеллами неопределённого диаметра (ламеллами). Толщина ламеллы на 10–30% меньше удвоенной длины амфифильной молекулы (рис. 12), величина водного промежутка между ламеллами изменяется при их набухании. Если данное вещество образует в Р. гексагональные фазы с мицеллами как нормального, так и обратного типов, то ламеллярная фаза располагается на фазовой диаграмме в области концентратив, промежуточных между двумя гексагональными фазами.

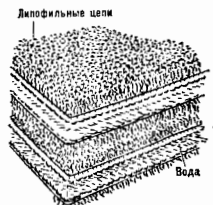


Рис. 12. Схема ламеллярной упаковки амфифильных молекул в воде.

В зависимости от температуры и состава Р. амфифильные молекулы в ламеллах могут находиться в «расплавленном» или «кристаллическом» состоянии. Фаза ламеллярного типа, возникающая при затвердении парафиновых цепей молекул при понижении температуры, носит название фазы геля. Толщина ламеллы в этих фазах может составлять одну или две длины полностью вытянутой амфифильной молекулы. Молекулы упакованы в двумерную гексагональную решётку; площадь, приходящаяся на одну молекулу в бислое, близка к минимально возможной (при одной парафиновой цепи в «жирном хвосте» — ок. 20 \AA^2). Длинные оси молекул могут быть наклонены по отношению к нормали амфифильного слоя. Водный промежуток составляет обычно 10–20 \AA , но может возрастать до $\approx 200 \text{ \AA}$ (т. н. неограниченное набухание), если в системе присутствуют ионогенные амфифильные молекулы, подобные молекулам жирных кислот. Т. о., согласно классификации, принятой для термотропных жидких кристаллов, гели соответствуют сметич. фазам типов V_A и V_C .

При добавлении в систему воды ламеллярные фазы втягивают воду — набухают. При этом возможны два типа набухания. В первом случае весь добавленный растворитель проникает в пространство между полярными «головками» амфифильных молекул, что приводит к увеличению уд. площади, приходящейся на одну молекулу в ламелле. Период ламеллярной структуры остается примерно постоянным. Во втором случае при набухании происходит увеличение периода структуры, пропорциональное кол-ву добавленной воды, при пост. уд. площади на молекулу. Возможны также промежуточные типы набухания лиотропных сметич. фаз.

Тип набухания не зависит от длины «жирного хвоста» молекулы в гомологич. ряду данного вещества, а определяется гл. обр. видом её полярной «головки» и «обменным» катионом (ионом щелочного металла, входящим в её состав). Напр., уд. площадь, приходящаяся на полярную «головку» молекулы мыла, при прочих равных условиях возрастает в ряду «обменных» катионов Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+ .

Кубические фазы могут возникать при концентрациях Р. промежуточных между концентрациями гексагональной фазы и изотропного мицеллярного Р. либо между концентрациями ламеллярной и гексагональной фаз (рис. 13). Кубич. фазы, обладающие трехмерной периодичностью, по существу являются не жидкокристаллическими, а относятся к т. н. пластич. кристаллам. Вследствие больших коэф. вязкости ($\eta \approx 10^2$ пуаз) и изотропной оптич. и магн. свойств кубич. фазы нав. также вязкими и изотропными и фазами. Для фаз, расположенных между гексагональной фазой и мицеллярным Р., наиб. вероятно структура с кубич. плотной упаковкой сферич. ми-

целл (рис. 14), а для фаз, расположенных в области концентраций между гексагональной и ламеллярной фазами, предложены т. н. биконцентричные структуры, для к-рых поверхность, образованная полярными «головками» амфифильных молекул, делит трехмерное пространство на две взаимопроницающие области — полярную и гидрофобную. На рис. 15 изображена одна из возможных структур такого типа, поверхность полярных групп для к-рой представляет собой т. н. поверхность Шварца — поверхность, имеющую пост. отрицат. кривизну в каждой точке. Как правило, в биварных системах определенное амфифильное вещество образует лишь некр-ые на перечисленных фаз. В многокомпонентных системах, содержащих кроме амфифильных и др. компоненты, возможно существование не только перечисленных, но и др. фаз (напр., нематических).

Нематические фазы. Нематич. структуры (ор и е в таблице) — оупорядоченны е; см. Дальний и близкий порядок) могут быть образованы мицеллами разл. типов: цилиндрическими, дискообразными или имеющими вид трехосного аликтоида. В зависимости от типа мицелл различают три типа нематич. структур, два из к-рых являются одноосными, а третий — двухосными. При изменении состава или (и) температуры Р. возможны переходы одного типа нематич. упорядочения в другие. Тензоры диэлектрич. проницаемости ϵ_{ik} и диамагн. восприимчивости χ_{ik} для одноосных нематиков имеют два разл. собств. значения $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ и $\chi_1 \neq \chi_2$ (соответственно показатели преломления обыкновенной и необыкновенной эл.-магн. волн также различаются, см. Анизотропия). Во внеш. магн. поле ось нематиков, образованных цилиндрич. мицеллами, ориентируется параллельно полю, т. е. они имеют положит. анизотропию диамагн. проницаемости: $\chi_a = \chi_1 - \chi_2 > 0$. Анизотропия показателя преломления для этих фаз отрицательна: $n_a = n_1 - n_2 < 0$. Напротив, выделенная ось нематиков, образованных дисками, ориентируется перпендикулярно магн. полю; в этом случае

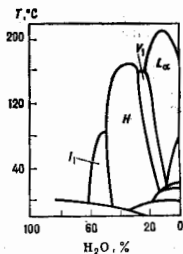


Рис. 13. Фазовая диаграмма раствора хлорида додециламмония в воде. I_1 — кубическая фаза, образованная сферическими мицеллами; H — гексагональная фаза; I_2 — ламеллярная фаза; L_α — ликая изотропная кубическая фаза.

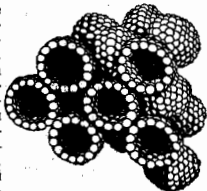


Рис. 14. Схема упаковки сферических мицелл в кубической фазе.

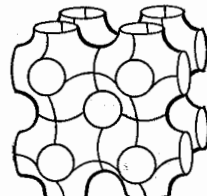


Рис. 15. Регулярная биконцентричная структура в виде поверхности Шварца.

$\chi_a < 0$, $\eta_a > 0$. Знак диамагн. анизотропии определяет анизотропией магн. свойств углеводородных ядер мицелл: разностью восприимчивостей жирных хвостов вдоль и поперёк оси амфифильной молекулы и степенью упорядочения этих молекул относительно оси мицеллы. В частности, для веществ, молекулы к-рых содержат в составе жирного хвоста одно или неск. ароматич. колец, знак анизотропии магн. восприимчивости может быть противоположным указанному выше. Знак диэлектрич. проницаемости нематиков определяется величиной деполяризующего действия мицелл, находящихся в водной среде. По абс. величине значения анизотропии показателя преломления и диамагн. анизотропии, как правило, на 1—2 порядка меньше, чем в случае термотропных нематиков, и составляют $|\eta_a| \approx 10^{-8}$, $|\chi_a| \approx 10^{-8}$.

При изменении направления внеш. магн. поля нематич. структуры переориентируются. Время соответствующего переходного процесса в магн. поле напряжённостью $H \sim 10^4$ Э варьируется в пределах $1-10^2$ с в зависимости от содержания воды в образце. Модули упругости лиотропных нематич. кристаллов на 1—2 порядка меньше, чем в случае термотропных жидких кристаллов: $K = 10^{-7}-10^{-5}$ дин/см². Их величина определяется энергией взаимодействия между мицеллами в Р., к-рая складывается из энергии ван-дер-ваальсовых межмолекулярных взаимодействий и электростатич. энергии взаимодействия ионов, находящихся в Р. и на поверхности мицелл. В нематич. фазах расстояние между мицеллами (цилиндрами и дисками) составляет обычно неск. сотен Å, и искажение структуры растворителя, вызванное присутствием мицелл, по-видимому, слабо сказывается на взаимодействии агрегатов. В нематич. структурах с длиной цилиндрич. мицелл $\sim 10^3$ Å и более существенное значение имеет изгиб мицелл, энергия к-рого сравнима с энергией взаимодействия между мицеллами.

Дефекты и текстуры лиотропных жидких кристаллов. Естественный порядок, существующий в упаковке молекул в мицеллах, а также во взаимном расположении мицелл в Р., определяет особенности текстуры макроскопич. образца. Так, для нематич. лиотропных фаз осн. дефектами упаковки мицелл, к-рые определяют характерную картину изображения образца, получаемую с помощью оптич. поляризац. микроскопа, являются *дисклинизации*. Структура дисклинизаций в лиотропных нематич. кристаллах такая же, как в термотропных.

В ламеллярных фазах наим. энергию имеют деформационные структуры, при к-рых величина водного промежутка постоянна и равна своему равновесному значению во всём объёме образца, за исключением особых линий. Этому условию удовлетворяют краевые *дисклокации* и различные конвокальные домены, простейшими из к-рых являются мицеллозные фигуры (многослойные структуры, представляющие собой слои, свёрнутые по спирал; рис. 16).

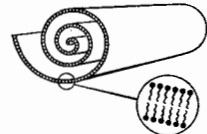


Рис. 16. Схема строения мицелловых фигур.

дисклокации, к-рых в лиотропных смектич. жидких кристаллах может быть, по крайней мере, два типа (рис. 17), приводят к образованию т. н. террас Гравяна, видимых в оптический и электронный микроскопы, а также к образованию разл. пучков и сеток.

Структура дефектов в ламеллярных фазах существенно зависит от содержания воды в образце и от темп-ры. Одновременно с изменением текстуры происходит изменение электропроводности Р. и коэф. диффузии ионов. При охлаждении системы в момент образования геля вследствие наклона амфифильных молекул в плоскостях

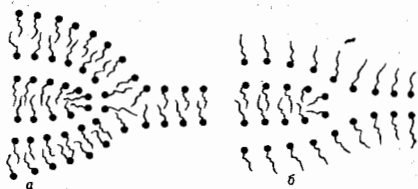


Рис. 17. Два типа краевых дисклокций в лиотропных смектич. структурах.

может возникать волнообразная деформация ламелл (наблюдаемая в электронный микроскоп и проявляющаяся в особенностях рассеяния рентг. лучей).

Микроэмульсии

Добавление в систему несмешиваемых в обычных условиях жидкостей (напр., систему масло — вода) амфифильного вещества [а в нек-рых случаях — спирта и (или) неорганич. соли] качественно изменяет свойства системы. Растворимость масла в воде резко возрастает при концентрации амфифильного вещества, превышающей ККМ. Молекулы гидрофобного вещества располагаются в углеводородных ядрах мицелл, размеры к-рых при этом увеличиваются — мицеллы набухают. Такое увеличение растворимости гидрофобных веществ в полярных растворителях (или полярных веществ в жирном растворителе) с образованием агрегатов наз. солюбилизац. ие й. Радиус набухших мицелл в нек-рых случаях может достигать неск. сотен Å; мицеллярные Р. при этом наз. микроэмульсиями и типа «масло в воде» (o/w). Способность мицелл набухать в масле обычно ограничена, и при достижении нек-рой критич. концентрации масло отслаивается в виде отд. фазы. На рис. 18 изображён участок фазо-



вой диаграммы солюбилизованного масла; равновесию фазы масла и солюбилизованного в воде масла отвечает кривая солюбилизации BC.

Радиус набухших мицелл определяется площадями, приходящимися на полярную «головку» на поверхности раздела вода — амфирил ($S_{w/2}$) и масло — амфирил ($S_{m/2}$). Для непоенных амфифильных молекул, размеры полярной и гидрофобной частей к-рых примерно равны, предельное значение радиуса кривизны R поверхности масла — вода определяется соотношением

$$R \approx (\sqrt{S_{o/w}} + \sqrt{S_{w/o}})L / (\sqrt{S_{w/o}} - \sqrt{S_{o/w}}),$$

где L — полная длина амфифильной молекулы. Величина, стоящая в знаменателе этого выражения, зависит от темп-ры и состава Р., и при нек-рых значениях этих параметров (при темп-ре инверсии фаз) кривизна поверхности мицеллы может менять знак, т. е. происходит обращение микроэмульсии: o/w → w/o («масло в воде» → «вода в масле»). Вблизи темп-ры инверсии фаз мутьность Р. резко возрастает и может наблюдаться, напр., *опалесценция критическая*. В узком интервале темп-ры вблизи темп-ры инверсии фаз (запирхованная область на рис. 18) в Р. обнаруживаются агрегаты разл. формы и состава: цилиндры, одно- и многослойные липосомы,

ламеллы. Наблюдения в оптический и электронный микроскопы, а также данные малоуглового рассеяния рентг. излучения показали, что может возникать своеобразное подобие надмолекулярной организации микромульсий в интервале масштабов от неск. десятков нм до неск. мкм.

Возможность возникновения развитой поверхности масла — вода вблизи темп-ры инверсии фаз связана с резким уменьшением величины *поверхностного натяжения* на этой границе в присутствии амфифильного вещества. Прямые измерения показывают, что добавление амфифильного вещества [а возможно, и спирта и (или) неорганич. соли] может привести практически к полному исчезновению поверхностного натяжения (т. н. ультранизкое поверхностное натяжение).

Коллоидные растворы

К коллоидным растворам, в широком смысле, кроме мицеллярных Р. (наз. также ассоциирующими и коллоидами) относят разнообразное суспензии (взвеси) частиц, таких, как белковые глобулы, вирусы (см. *Клеточные структуры*), металлические и полимерные золи и т. п. Частицы в коллоидном Р. взаимодействуют посредством слабых сил: ван-дер-ваальсово притяжение конкурирует с отталкиванием заряженных поверхностей частиц (в условиях акрирования зарядов ионами Р.). В случае гидрофильных частиц (т. н. гидрофильные коллоиды), к к-рым относятся глинистые минералы, а также практически все водорастворимые вещества биол. происхождения, существ. роль играют т. н. гидратац. силы, обуславливающие искажение структуры растворителя вблизи поверхностей частиц (на расстояниях 1—3 нм).

С течением времени частицы, совершающие в коллоидном Р. броуновское движение, слипаются — коагулируют. Скорость этого процесса сильно зависит от величины потенц. барьера на кривой потенц. энергии взаимодействия частиц в Р. (рис. 19), отделяющего

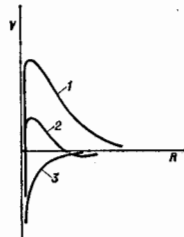


Рис. 19. Потенциальная энергия двух коллоидных частиц, находящихся на расстоянии R друг от друга: 1 — малая концентрация ионов; 2 — концентрация ионов, соответствующая порогу коагуляции; 3 — большая концентрация ионов.

состояние слившихся частиц от состояния системы до коагуляции. Высота потенц. барьера уменьшается с ростом концентрации ионов Р. и обращается в нуль при нек-рой их критич. концентрации, зависящей от темп-ры, электрич. свойств поверхностей коллоидных частиц и зарядов ионов (кривая 2). При концентрациях ионов, больших критической, имеет место т. н. быстрая коагуляция, при меньших — медленная коагуляция с флуктуаци. преодолением потенц. барьера.

При коагуляции могут возникать как упорядоченные, так и неупорядоченные агрегаты. К первым относятся, напр., тактоиды, образующиеся в Р., содержащих капилсы вируса табачной мозаики, и по существу представляющие собой нематические фазы литротических жидких кристаллов. Упорядоченные кубические кристаллы возникают в Р., содержащих полимерные частицы (напр., шарики латекса диаметром 100—1000 нм). К неупорядоченным агрегатам относятся т. н. гели, к-рые образуются в коллоидных Р. разл. состава и представляют собой упрочие твёрдые тела, имеющие трёхмерный кар-

кас из слившихся коллоидных частиц — цилиндров, пластинок и т. п. Пустоты в каркасе заволашеваются растворителем. Полимерные гели образуются макромолекулами, скрещёнными между собой к.-л. хим. звеньями (напр., резина, набухшая в бензине, представляет собой Р. нитей каучука, «сшитых» в нек-рых точках серыми мостиками). Содержание растворителя в геле может увеличиваться (набухание) или уменьшаться (осушение) при изменении темп-ры или (или) ионной силы Р. Как правило, набухание гелей ограничено, а изоток жидкости отслаивается в отд. фазу.

Модуль упругости геля зависит от концентрации «сшивок» между отд. частями (рис. 20), причём конечный

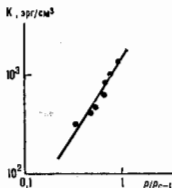


Рис. 20. Зависимость модуля упругости K геля от концентрации «сшивок» между полимерными модулями (по оси абсцисс — параметр надкритичности $(p/p_c - 1)$, где p — концентрация «сшивки», p_c — её критич. значение).

модуль сдвига появляется при нек-рой критич. концентрации «сшивок». Процесс образования геля из жидкого коллоида наз. фазовым переходом типа — гель.

Коллоидные Р. глинистых минералов, подобных монтмориллониту, обладают свойством тиксотропии, а именно: при механич. размешивании Р. представляет собой жидкость, а в состоянии покоя — гель. Трёхмерный каркас монтмориллонитовых гелей образован кристаллич. аломосиликатными пластинками (диаметром в неск. сотен нм, толщиной ок. 1 нм), несущими заряды — отрицательные на поверхностях и положительные на торцах. В геле соседние пластинки могут быть ориентированы как параллельно друг другу (т. н. плотные контакты; в этом случае расстояние между ними определяется балансом электростатических, ван-дер-ваальсовых и гидратацонных сил; рис. 21), так и пер-

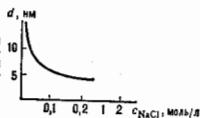


Рис. 21. Зависимость расстояния d между параллельными аломосиликатными пластинками монтмориллонита от концентрации NaCl .

пендикулярно друг другу. В зависимости от содержания воды и разл. солей (глинистые минералы обладают свойством избират. связывания ионов из раствора, напр. ионов K^+ , Cs^+ , Ca^{++} , Sr^{++} и др.) относят долю контактов двух типов изменяется, а с ней изменяются и реологич. свойства гелей.

Особенность мн. коллоидных Р. — наличие звучит. времён релаксации неравновесных состояний: даже в сравнительно разбавленных суспензиях релаксац. процессы могут длиться неделями и месяцами.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Курс физической химии, 2 изд., т. 1, М., 1968; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 2 — Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979; Веденов А. А., Ливчицкий Е. В., Надмолекулярные индикристаллические структуры в растворах амфифильных молекул, «УФН», 1983, т. 141, с. 3; Веденов А. А., Физика растворов, М., 1984; Микромульсии. Структура и динамика, под ред. С. В. Фрибурга, Л., Витебский ун-т, с. англ., М., 1990. А. А. Веденов, Е. В. Ливчицкий. РАСТР (от лат. *rastrum* — грабли) — решётка, обычно служащая для пространственного структурного преобразования проходящего через неё или отражённого ею направленного пучка лучей. Решётчатые структуры, взаимодействующие не со световыми, а с др. рода излу-

ниями, соответственно наз. рентг., акустическими и др. Р. Изображение, промодулированное Р., наз. растровым изображением, а сам процесс получения такого изображения наз. растриванием.

Решётки оптич. Р. формируются из большого числа односторонних элементов (отверстий, линз, призм, зеркал и др.), определённым образом расположенных на к.-л. поверхности — плоской, цилиндрич., сферич. и др. формы. В зависимости от вида элементов Р. подразделяются на щелевые, линзовые, призматич., зеркальные и т. д. Геом. структура решёток, образующих Р., разнообразна.

Нек-рые типы плоских Р. см. на рис. 1. Если элементы Р. представляют собой ряд параллельных линий, то Р. наз. линейным (а), если элементы расходятся в виде лучей из одного общего центра, Р. наз. радиальным (б), если элементы выполнены в виде концентрич. колец, — кольцевым (в). Элементы Р. в виде ячеек могут быть образованы пересечением линейных Р. (д). При пересечении двух систем параллельных линий (линейтуры)

(дискретизируется). На близком расстоянии от Р. распространение такого дискретизованного пучка подчиняется преобразованию по законам геом. оптики. Однако на значит. расстоянии от Р. дифракц. явления и интерференция изменяют пространственную структуру дискретизованного пучка. Регулярные Р. на больших расстояниях работают как дифракционные решётки. В связи с этим различают контактные Р., проекционные и растры — дифракц. решётки.

При контактом наложения двух Р. с периодич. структурами образуются комбинац. полосы муара (рис. 2), повторяющие в увелич. масштабе структуру совмещаемых Р. Интервал сдвигания комбинац. полос зависит от периодов Р. a_1 и a_2 и угла φ между направлениями их линейтуры соответственно:

$$w = a_1 a_2 \left(\frac{a_1^2 + a_2^2}{a_1 a_2} - 2a_1 a_2 \cos \varphi \right)^{-1/2}.$$

Образование муара применяется в технике для контроля очень малых угл. и линейных перемещений. Р. используются для получения цветных телевиз. изображений, для изготовления стереоскопич. фотографий, для печати типографским способом полутоновых изображений, для получения контрастных рентг. изображений и для решения др. оптич. задач. В полиграфии оптич. полутоновое изображение разбивается Р. на отд. дискретные элементы. Изображение, состоящее из таких элементов, позволяет передавать градиенты яркости полутонового изображения с помощью элементов одинаковой светлоты, но различной величины. Сопряжение Р. с краями или др. Р. образует растровые оптич.

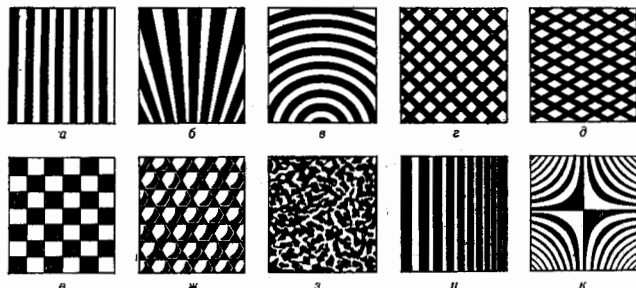


Рис. 1.

под углом 90° образуется Р. ортогональной структуры (е); элементы Р. могут располагаться в шахматном порядке (г) и др. разл. образом. Р., составленные из шестиугольных элементов (в виде сот), наз. гексагональными (ж). Элементы Р. могут представлять собой хаотически распределённые ячейки неправильной формы; такой зернистый Р., применяемый в полиграфии, наз. норковым (з). Распределение элементов в плоскости Р. может подчиняться разл. закономерностям в зависимости от назначения Р. Так, распределение элементов одномерного Р. Жирара (и), применяемого в спектромонометрах, описывается косинусoidal. ф-цией $\cos^2 x$, более сложное распределение гиперболич. двумерного Р. Жирара показано на рис. 1, к.

Существуют Р., элементы к-рых не имеют чётких границ; напр., прозрачный участок постепенно переходит в непрозрачный — такие Р. наз. полутонowymi. Если в пределах прозрачного участка элемента Р. постепенно изменяется показатель преломления среды, то Р. наз. фазовым. Элементы Р. могут группироваться для выделения определ. участка спектра и определенного типа поляризации; такие Р. наз. соответственно цветными и поляризационными.

Осн. геом. характеристики Р.: форма поверхности, тип составляющих его элементов, структура и распределение элементов по поверхности. Осн. оптич. характеристики Р.: период, связность, геом. форма и размеры его элементов.

Оптич. эффект действия Р. зависит от типа и условий использования. Пучок света, прошедший через Р. (или отражённый им), разбивается на отд. дискретные пучки

ческие системы, обладающие рядом особых оптич. свойств.

Лит. см. при ст. Растровые оптические системы. Н. А. Волос.

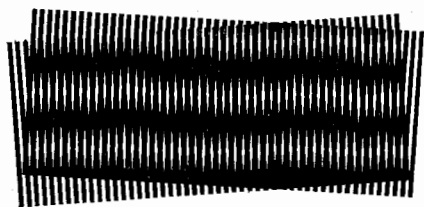


Рис. 2.

РАСТРОВАЯ ОПТИКА — область оптики, рассматривающая законы формирования и преобразования дискретизованных растровыми оптическими системами изображений, содержащих многомерную информацию.

РАСТРОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ — класс оптич. систем, составным элементом к-рых является растр. Наличие раstra образует в системе множество входных и выходных зрачков, смежно расположенных и действующих совместно в формировании оптич. изображения. Такие системы обладают рядом специфич. свойств, как множачее, интегрирующее, анализирующее.

Простейшую Р. о. с. представляет комбинация раstra R и установленного на нем диффузно отражающего экрана E (рис. 1). Элементы раstra — отверстия или линзы — создают на экране множество более или менее совершенных изображений объекта. Это — первичное множачее свойство Р. о. с. Обратный ход лучей от изображений, полученных на экране,

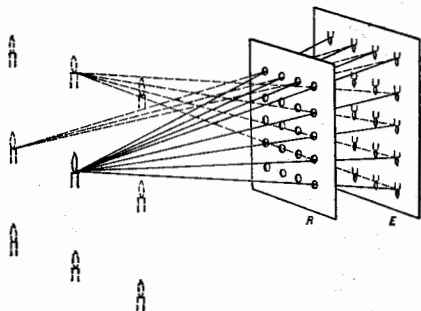


Рис. 1. Простейшая растровая оптическая система: R — растр, E — экран.

восстанавливает естеств. форму объекта в предметном пространстве. Синтезирование целостного пространственного образа объекта лучами от каждого элементарного изображения представляет интегрирующее свойство Р. о. с. В предметном пространстве восстанавливается не одно изображение, а множество ему подобных — это вторичное множачее свойство Р. о. с.

Осн. свойства Р. о. с. наиб. полно проявляются при формировании пространственных изображений в интегральной фотографии, являющейся как бы лучевым аналогом голографии. На первой стадии получают интегральное изображение объекта AB (рис. 2) через

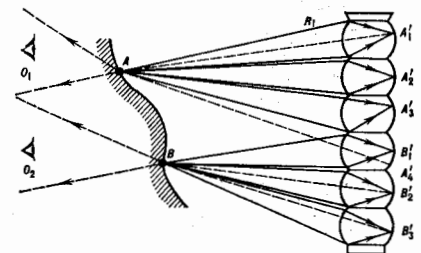


Рис. 2. Получение интегрального изображения объекта AB с помощью ячеистого раstra R_1 .

ячеистый (лиазовый) растр R_1 , элементы к-рого выполнены в виде цилиндров с передними сферич. основаниями, фокусирующими изображения объекта на противоположных сторонах этих цилиндров, покрытых с наружной стороны фотоэмульсией. При съемке на слое фотоэмульсии образуется большое число микроизображений объекта в виде матрицы, наз. аспектrogramмой. Эти изображения $A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3$ и т. д. не совсем идентичны, они фиксируют объект с несколь-

ко разных точек зрения и поэтому различаются параллактич. сдвигами разноудаленных точек объекта. Если осветить полученную на растре матрицу изображений с тыльной стороны, то обратный ход лучей через линзы раstra воссоздаст действительное изображение трехмерного объекта в предметном пространстве. Разноудаленные точки объекта AB можно увидеть на продолжении лучей от точек A, B из положений O_1, O_2 и т. д. Однако наблюдаемая пространственная картина объекта при этом оказывается инвертной (с вывернутым рельефом) — выступающие детали объекта углублены, и наоборот. Получение правильного рельефа пространственного изображения осуществляется во второй стадии процесса оптич. переносирования микроизображений аспектrogramмы через линзы первого раstra R_1 на аналогичный второй растр R_2 , как это показано в верх. части рис. 3. За линзами раstra R_2

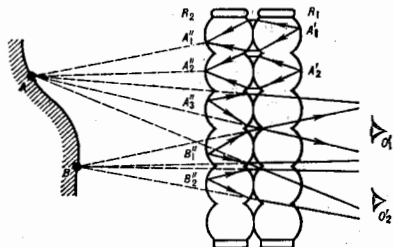


Рис. 3. Оптическое переносирование микроизображений аспектrogramмы.

получается обращенная аспектrogramма с микроизображениями $A_1' B_1', A_2' B_2', \dots$, рассматривая к-рую через этот растр после удаления от него раstra R_1 , как это показано на ниж. части рис. 3, можно увидеть из точек O_1, O_2, \dots мнимое пространственное изображение объекта AB с уже правильно восстановленным рельефом. Ячеистый растр здесь применяется для раграничения полей микроизображений, регистрируемых на аспектrogramме.

Разделение полей микроизображений во время записи (съемки) аспектrogramмы можно осуществлять также с помощью полевой диафрагмы, ограничивающей поле зрения растровой системы в предметном пространстве. Такой диафрагмой может являться входной зрачок объектива, работающего совместно с Р. о. с. Рис. 4 иллюстрирует принцип работы Р. о. с. при записи многомерной информации об объекте AB через реал. участ-

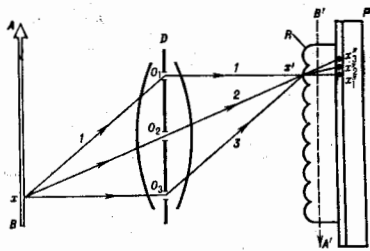


Рис. 4. Растровая оптическая система с анаэно аспектrogramмы объекта AB с помощью полевой диафрагмы.

ки входного зрачка съёмочного объектива. Когда открыт небольшой участок O_1 входного зрачка объектива, лучи от объекта AB , проходящие этот участок, рисуют изображение объекта $A'B'$ так же, как и при полном открытом зрачке, однако, проходя через элементы раstra, они засвечивают не всю поверхность светочувствительного слоя фотопластины P , а только отд. точки на ней. Так, луч 1 от точки x объекта, создавший изображение x' , фиксируется на светочувствит. слое в точке x'_1 . Если же будут открыты участки зрачка O_2 или O_3 , то лучи от точки x объекта, создавая ту же точку изображения x' , зафиксируются в светочувствит. слое соответственно в точках x'' и x''' . Т. о., при перемещении открытого участка зрачка на фотогр. материале фиксируется ряд последоват. кадров изображения объекта. Это позволяет осуществлять фоторегистрацию (киносъёмку) движущихся объектов или совмещать на одной и той же фотопластине различные изображения, различно фотографируемые при разл. местоположениях открытого участка в зрачке. Выборка каждого отд. изображения из полученного на фотоматериале смешанного интегрированного кадра возможна после проявления фотопластины, установки её в прежнее положение и освещения со стороны ахатного зрачка через те участки, к-рые были открыты при фотогр. записи изображений. Возможное число раздельно различных изображений в смешанном кадре наз. ёмкостью $P. o. c.$; в совр. растрах эта величина доходит до 1000.

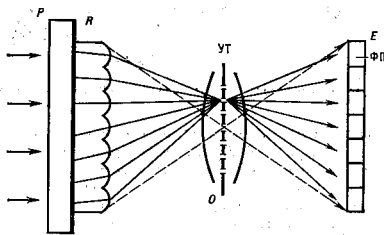


Рис. 5. Принципиальная схема для параллельной обработки многомерной информации: R — растр; P — фотопластина; UT — управляемый транспарант; O — объектив; E — экран; $ФП$ — фотоприёмник.

В сочетании с управляемыми транспарантами и матричными твердотельными фотоприёмниками $P. o. c.$ дают возможность производить равнообразную параллельную обработку массивов многомерной информации (рис. 5). Ряд страниц информации, последовательно записанных через растр на пластинке P , воспроизводится через тот же растр R объективом O на экране E , выполненном, напр., в виде матрицы фотоприёмников. Если при этом во входном зрачке объектива находится управляемый транспарант UT , с помощью к-рого можно делать прозрачными разл. участки зрачка, то, открывая эти участки, можно в разл. порядке просвечивать записанные страницы на экран для считывания. Можно одновременно просвечивать неск. страниц информации на экран, если одновременно открыто неск. светлых клапанов транспаранта; модулируя соответствующим образом светопропускание транспаранта, можно задавать режимы обработки информации (сложение, вычитание и т. п.).

Принцип действия $P. o. c.$ применим и к электронным, рентг. и др. пучкам лучей. На рис. 6 представлено схема электронной растровой системы, используемой для формирования цветного изображения на экране телевиз. трубки. Пучки электронов от электронных пушек K_1, K_2, K_3 проходят через щели раstra R_1 ;

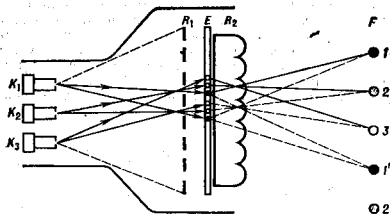


Рис. 6. Схема электронной растровой системы.

пространственно разделяясь, попадают на участки экрана с люминофорами соответственно красного, зелёного и синего свечения. Аддитивно смешиваясь, эти свечения образуют на нек-ром расстоянии второе изображение. Если перед экраном установить второй растр R_2 , то он пространственно разделит пучки лучей, исходящих от разных по числу элементов раstra, создавая зоны в точках 1, 2, 3, а также в точках 1', 2', 3' и т. д., из к-рых можно видеть, соответственно, только красное, зелёное или синее изображение. Если же пучками K_1, K_2, K_3 просвечивать на экран не цветные, а стереоскопические изображения, то из точек 1, 2, 3 и т. д. можно будет видеть соответственно разл. ракурсы пространственного изображения и т. о. наблюдать на экране объёмное изображение.

Др. равнообразные структуры $P. o. c.$ позволяют осуществлять фокусирование, дефлектирование, спектральную и селективную фильтрацию световых пучков и т. п. Интересной особенностью $P. o. c.$ является то, что при записи дискретизованных изображений через линзовый растр со щелевой решёткой в его фокальной плоскости (рис. 7) можно получать

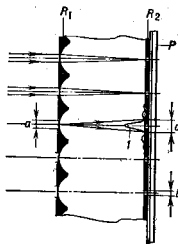


Рис. 7. Дифракция на входной апертуре линзового раstra R_1 с линзой R_2 — щелевой растр со щелью E ; P — фотопластина; a — кривая дифракционного рассеяния; I — распределение интенсивности дифракционного рассеяния в фокальной плоскости раstra.

более высокое разрешение, чем это следует из дифракц. теории, за счёт пропускания через механич. щели только центр. части дифракц. картины (диска Эйри), а это позволяет получать большие плотности записи оптич. информация на перемещаемом фотоматериале.

Лит.: В а л о у Н. А., Растровая оптика, М.—Л., 1949; с т о ж е, Растровые оптические приборы, М., 1966; Д у д н и к о в Ю. А., Р о ж и к о в Б. К., Растровые системы для получения объёмных изображений, Л., 1986. Н. А. В а л о у, РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП — см. Электронный микроскоп.

РАСТЯЖЕНИЕ (сжатие) — 1) одноосное растяжение (сжатие) — простейшая деформация, возникающая в призматич. брус, подверженном равномерному растяжению или сжатию. Такая деформация возникает вдали от концов бруса, к торцам к-рого приложена система сил, приводящая к силе F , направленной вдоль осей центров тяжести поперечного сечения бруса. При F поперечные сечения остаются плоскими, а

нормальные напряжения σ в поперечном сечении распределены равномерно и равны $\sigma = F/S$, где S — площадь поперечного сечения. Удлинение Δl бруса длиной l при упругих деформациях определяется ф-лой $\Delta l = Fl/ES$, где ES — жёсткость при P , E — модуль упругости. При удлинении бруса его поперечное сечение уменьшается. Отношение относительного уменьшения поперечного сечения — ν' к относительному удлинению ϵ упругого бруса численно равно коэффициенту Пуассона ν . Зависимость между σ и ϵ сложна механич. характеристикой материала; она находится из опытов на испытат. машинах. В пределах линейной упругости $\sigma = E\epsilon$. Если σ больше предела текучести σ_0 , зависимость между σ и ϵ более сложная (см. Пластичность).

2) Всестороннее равномерное растяжение (сжатие) — напряжённо-деформированное состояние, возникающее в теле под всесторонним равномерным давлением P . При этом во всех точках тела все направления будут главными, а сами напряжения равны P . И. В. Кеннеди.

РАСХОДИМОСТИ и квантовой теории поля — бесконечности, появляющиеся в разложении величин квантовой теории поля в ряд теории возмущений при интегрировании по 4-импульсам виртуальных частиц. В *Фейнмановых диаграммах* такому интегрированию отвечают замкнутые петли. Соответствующие интегралы могут расходиться как в области больших, так и в области малых импульсов (когда в теории имеются частицы с нулевой массой покоя). В соответствии с этим различают *ультрафиолетовые расходимости* и *инфракрасные расходимости*.

Ультрафиолетовые P . в перенормируемой теории (см. *Перенормируемость*) после *регуляризации расходимостей* устраняются методом *перенормировки*. Инфракрасные P . процессов с конечным числом частиц компенсируются в *инклюзивных сечениях* (см. *Инклюзивный процесс*), учитывающих дополнит. испускание частиц нулевой массы (напр., фотонов), не регистрируемых установкой из-за её ограниченного разрешения по энергии. А. В. Ефремов.

РАУЛЬИ ЗАКОН — зависимость относительного понижения давления парциального пара растворителя от концентрации растворённости вещества. Установлен Ф. Раулем (F. Raoult, 1886) для разбавленных растворов. Согласно $P_i = p_i^0 \cdot n_i / (n_1 + n_2)$,

$$(p_1 - p) / p_1 = n_2 / (n_1 + n_2),$$

где p_1 и p_2 — давление насыщенного пара растворителя над раствором и чистым растворителем соответственно, n_1 и n_2 — числа молей растворённого вещества и растворителя (при расчёте молей нужно учесть состояние молекул раствора — диссоциацию, ассоциацию молекул или сохранение их в индивидуальном, целостном виде).

P . з. всегда справедлив для бесконечно разбавленных растворов, т. е. при $n_2 \rightarrow 0$; в этом случае его можно записать в виде

$$(p_1 - p) / p_1 = n_2 / n_1 = N_2,$$

где N_2 — молярная доля растворённого вещества в растворе. Для идеальных растворов P . з. применим при любых концентрациях растворённого вещества и записывается в виде

$$p = p_1 N_1,$$

где N_1 — молярная доля растворителя в растворе.

См. также *Растворы*.

РАУСА УРАВНЕНИЯ — дифференц. ур-ния движения механич. системы в переменных Рауса. Предложены Э. Раусом (E. Routh) в 1867. Для системы с s степенями свободы, находящейся под действием потенц. сил, P . у. имеют вид

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial R}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial R}{\partial q_i} = 0 \quad (i=1, 2, \dots, m; m < s), \quad (1)$$

$$\frac{d^2 p_k}{dt^2} = \frac{\partial R}{\partial p_k}, \quad \frac{d^2 p_k}{dt^2} = - \frac{\partial R}{\partial q_k} \quad (k=m+1, \dots, s). \quad (2)$$

где $R(q_i, p_k, q_i, q_k, t) = \text{Рауса функция}$, q_i, q_k — обобщённые координаты системы, \dot{q}_i — обобщённые скорости, p_k — обобщённые импульсы, t — время. Формально равенства (1) и (2) имеют соответственно вид ур-ний Лагранжа (где R играет роль ф-ции Лагранжа L) и ур-ний Гамильтона (где R играет роль ф-ции Гамильтона H).

P . у. удобно использовать, когда часть координат системы является *циклическими координатами*. Пусть q_k — циклич. координаты, тогда они в выражении R явно не входят. Следовательно, $\partial R / \partial q_k = 0$ и, согласно второй совокупности ур-ний (2), $p_k = \alpha_k$, где α_k — постоянные интегрирования. В результате $R = R(q_i, q_i, \alpha_k, t)$ и ур-ния (1), как и обычные ур-ния Лагранжа, дадут систему m дифференц. ур-ний 2-го порядка относительно обобщённых координат q_i . Т. о., число дифференц. ур-ний, к-рые надо проинтегрировать для нахождения закона движения системы, уменьшится на число циклич. координат. Если это интегрирование будет осуществлено, то q_i определяется в виде $q_i(t, c_1, c_1')$, где c_1, c_1' — новые постоянные интегрирования. После этого можно вычислить R в виде $R(t, c_1, c_1', \alpha_k)$ и остальные (циклич.) координаты найдутся из первой группы ур-ний (2) с помощью квадратур:

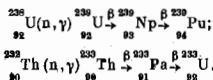
$$q_k = \int (\partial R / \partial \alpha_k) dt.$$

Лит.: 1) Гантмахер Ф. Р. Лекции по аналитической механике, М., 1960, § 13, 14; 2) Голдштейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975, § 7, 2; 3) Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961, § 7, 16, § 7, 17 (содержит P . у. для случая нестационарных сил); С. М. Тара, **РАУСА ФУНКЦИЯ** — характеристич. ф-ция механич. системы, выраженная через переменные Рауса, к-рым являются время t , все s обобщённых координат q_i системы, обобщённые скорости \dot{q}_i , соответствующие к-ным-то m из этих координат, и обобщённые импульсы p_k , соответствующие остальным $s-m$ координатам. Такой выбор переменных удобен, когда $s-m$ координат q_k являются циклич. координатами. Если *Лагранжа функция* $L(q_i, \dot{q}_i)$ для данной системы известна, то P . ф. определяется из равенства

$$R(t, q_i, q_k, \dot{q}_i, p_k) = \sum_{k=m+1}^s p_k \dot{q}_k - L,$$

в правой части к-рого все \dot{q}_k ($k=m+1, \dots, s$) следует выразить через p_k , используя соотношения $p_k = \partial L / \partial \dot{q}_k$. Когда координаты q_k являются циклическими, они в P . ф. не входят: при этом одновременно $p_k = \text{const} = \alpha_k$ при $R = R(t, q_i, \dot{q}_i, \alpha_k)$. См. также *Рауса уравнения*. С. М. Тара.

РЕАКТОР-РАЗМОЖИТЕЛЬ (бридер) — ядерный реактор, особенностью к-рого является способность к расширенному воспроизводству (рамножению) делющихся ядер (*ядерного горючего*). Воспроизводство ядерного горючего в реакторах осуществляется за счёт поглощения части нейтронов в реакторе т. н. ядерным сырьём ^{238}U , ^{232}Th (*радиационный захват нейтронов*) и образованием при этом искусств. ядерного горючего — ядер ^{239}Pu , ^{233}U :



Проблема воспроизводства важна для энергетических реакторов, в первую очередь для атомных электростанций (АЭС). Наиб. важен уран-плутониевый цикл, в к-ром сырьем служит ^{238}U , а выгорает и вновь образуется ^{239}Pu . Если в реакторе используется уран, обогащенный изотопом ^{235}U , то вместо выгорающего ^{235}U образуется ^{239}Pu . Такой т. н. конверсионный цикл может служить лишь нач. стадией перехода к основному уран-плутониевому циклу в Р-р.

Коэф. воспроизводства K наз. отношение кол-ва вновь образовавшегося горючего к кол-ву выгоревшего за то же время. Расширенное воспроизводство имеет место, когда $K > 1$. В уран-плутониевом цикле кроме ^{239}Pu образуются, как следствие, поглощения нейтронов ядра ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu . Эти ядра также претерпевают деление, размножат нейтроны и могут вносить вклад в мощность Р-р. После неск. лет работы в Р-р. устанавливается постоянный (асимптотич.) состав основных делящихся ядер (не зависящий от исходного), в к-ром содержится 65—75% ^{239}Pu , остальное приходится на высшие изотопы Р. Постоянство состава делает возможным и целесообразным определение коэф. воспроизводства K для такого ядерного горючего.

Величина K определяется относит. кол-вом нейтронов, поглощающихся в ядерном сырье. Это кол-во зависит от ядерных свойств всех материалов, находящихся в реакторе. Оно обусловлено необходимостью обеспечить протекание ядерной цепной реакции деления.

Формула баланса имеет вид

$$K = \nu - \alpha - 1 + (\nu_2 - 1)\epsilon - \delta. \quad (1)$$

Здесь $\bar{\nu}$ — ср. кол-во вторичных нейтронов, приходящихся на один акт деления ядра Р (усредненное по всем 4 его изотопам со статич. весом, пропорциональным вероятности их деления); α — отношение сечения радиац. захвата нейтрона к сечению деления Р (с тем же усреднением); ν_2 — ср. кол-во вторичных нейтронов на 1 акт деления ядра ^{239}Pu ; ϵ — доля актов деления ядер ^{238}U на один акт деления Р; δ — потери нейтронов в результате захвата в неделящихся материалах и утечки наружу на один акт деления Р. Существуют и др. способы определения K , относящиеся только к ^{239}Pu и по-разному учитывающие взаимодействие нейтронов с материалами.

Величина K зависит от энергии нейтронов. С увеличением энергии от тепловой области к быстрой уменьшаются α и δ и растёт ϵ . В результате, если для реакторов на тепловых нейтронах для ^{239}Pu $K < 1$, то для реакторов на быстрых нейтронах $K > 1$ ($K = 1,2 - 1,6$). Т. о., в быстрых реакторах имеет место расширенное воспроизводство ^{239}Pu . Терм. быстрый реактор по существу — синоним Р-р.

Расширенное воспроизводство ^{233}U с K , немного превышающим 1, возможно и в тепловых реакторах. Для получения необходимого кол-ва ^{233}U реактор должен начать работу на ^{235}U или ^{239}Pu .

Устройство и особенности. В тепловыделяющих элементах (ТВЭЛх) Р-р. в качестве топлива обычно используется керамика, смесь $\text{PuO}_2 - \text{UO}_2$, иногда др. прочие хим. соединения или смесь Р и U в виде металлов. Оболочкой ТВЭЛа служит тонкостенная трубка diam. 6—8 мм. В цилиндр, активной зоне (объем неск. м³) размещаются (2—5) · 10⁴ ТВЭЛов. Группы ТВЭЛов (100—200) собираются в т. н. тепловыделяющие сборки (ТВС). Быстрые нейтроны обладают большой проникающей способностью, и поэтому заметное их кол-во покидает активную зону. Для утилизации этих нейтронов в отражателе реактора помещается ^{238}U (UO_2), в к-ром, как и в активной зоне, происходит накопление Р. Такой отражатель наз. экраном или blanketом.

В Р-р. отсутствуют вещества-замедлители нейтронов (упругое рассеяние). Однако некое замедление нейтронов всё же происходит за счёт г. обр. неупругого рассеяния. Поэтому энергетич. спектр ней-

тронов несколько мягче спектра нейтронного деления (неск. сотен кэВ вместо 2 МэВ).

Особенности Р-р. определяются взаимодействием быстрых нейтронов с материалами активной зоны. Сечения деления для быстрых нейтронов существенно ниже (на 2 порядка), чем для тепловых. В результате критическая масса значительно больше, чем для тепловых реакторов (в тех же размерах). Чтобы снизить уд. затраты на ядерное горючее, «заомороженное» в критич. массе, необходимы высокие плотности тепловыделения (~1000 кВт/л). Для столь интенсивного отвода тепла из реактора в качестве теплоносителя применяется жидкий Na (вода исключается, т. к. является замедлителем нейтронов). Недостаток Na — высокая хим. активность при взаимодействии с водой или кислородом воздуха, что может негативно проявляться при аварийных ситуациях.

Отношение сечения деления Р к сечению радиац. захвата ^{238}U для быстрых нейтронов намного меньше, чем для тепловых. Поэтому для обеспечения критич. режима необходимо увеличивать концентрацию Р в смеси Р — U до 16—30% (в тепловых ~ 2—3%). Время жизни нейтронов в Р-р. (время между двумя последоват. циклами деления) порядка 10⁻⁷—10⁻⁸ с (в тепловых реакторах на неск. порядков больше).

Особенностью Р-р. является трехконтурная схема: На первичного контура передает тепло из реакто-

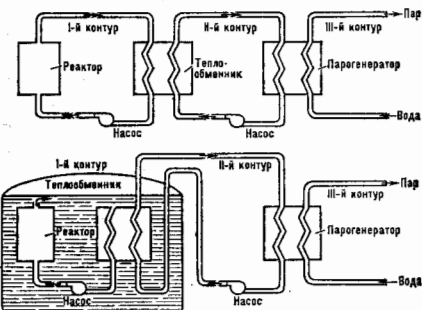


Рис. 1. Петлевая (а) и интегральная (б) схемы размещения оборудования.

ра в теплообменнике натрия второго контура. Последний же и парогенератор нагревает воду третьего контура, к-рая превращается в пар и поступает на турбину. При этом исключается опасность попадания воды в активную зону, что может вызвать нежелат. изменение реактивности. Исключается также возможность взаимодействия воды с радиоактивным Na (первичного контура) с последующим выходом радиоактивности наружу.

Существуют 2 варианта компоновки АЭС: петлевой и интегральной (рис. 1). В петлевом варианте все натриевые контуры размещаются в изолир. боксах, заполненных воздухом или инертным газом. В интегральном варианте все элементы первичного контура (насосы, теплообменники, трубопроводы и сам реактор) помещаются в бак, заполненный Na, к-рый также участвует в циркуляции по первичному контуру.

Первый отечеств. пром. Р-р. БН-350 (АЭС в г. Шевченко) двухцелевого назначения (энергетика и опреснение морской воды) тепловой мощностью 750 МВт выполнен в петлевом варианте; реактор БН-600 (Свердловская обл.) электрич. мощностью 600 МВт имеет интегральную компоновку. Пром. Р-р. работают также во Франции и Великобритании. Сооружается отеч-

ственный Р.-р. мощностью 800 МВт (БН-800); его характеристики см. в табл.

Характеристики БН-800

Мощность электрическая, МВт	800
Тип цикла, %	40
Температура Na на выходе из реактора, °C	550
Температура пара, °C	490
Давление пара, МПа	14
Размер бака первичного контура (диаметр/высота), м	13/13
Размер активной зоны (диаметр/высота), м	2,5/1
Топливо, МПа, УО,	РиО ₂ -УО,
Критическая масса Ри, т	2,5
К	1,3

Топливный цикл. Глубина выгорания топлива (отложение кол-ва выгоревшего топлива к нач. кол-ву Ри и U в ТВЭЛ) и соответственно длительность работы ТВС (тепловыделяющей системы) на номинальной мощности ограничены неск. факторами: опасностью выхода из строя ТВЭЛов в результате коррозии, воздействия на оболочку накапливаемых продуктов деления; угрозы недопустимой деформации ТВС при длит. воздействии интенсивных потоков быстрых нейтронов (т. е. вакуационное распухание стали); повышением давления внутри ТВЭЛ из-за накопления газообразных осколков.

Достижимая ср. глубина выгорания в БН-800 порядка 4%. Это соответствует длительности (кампания) ~ 1,5 лет. Отработавшие ТВС извлекаются для регенерации и последующего воаравнения топлива в реактор. Схема круговорота топлива (топливного цикла) представлена на рис. 2. Выдержку отработавшего топлива (в спец. хранилищах) требуется для спада радиоактивности (и соответственно тепловыделения) до уровня, при к-ром не возникает особых затруднений при регенерации. Время выдержки ≥ 3 лет.

Регенерация состоит из хим. переработки, при к-рой происходит очистка от осколков, и изготовления ТВС. Несмотря на предварит. выдержку, радиоактивность топлива остается высокой, что требует дистанц. произ-



Рис. 2. Топливный цикл.

водства в хорошо защищенных (тяжелых) боксах или кюветах. Изготовление ТВС также дистанционно из-за токсичности Ри, заметной γ-активности ²⁴¹Pu и др. выш. изотопов и частично из-за нейтронной активности. Образующийся илльшек горючего направляется в новые ТР.-р.

Темп воспроизводства ядерного горючего λ приблизительно равен отношению кол-ва выработанного за 1 год в реакторе излишка горючего к его общему кол-ву, заанитому во всем топливном цикле. Он определяется ф-лой

$$\lambda = 384(K^* - 1) / M_a \left(\frac{1}{\phi} + \frac{t_b}{t_a} \right) (t + \varepsilon).$$

Здесь K* — техн. коэф. воспроизводства, учитывающий техпол. потери горючего, а также потери нейтронов, связанные с захватом осколками; M_a — уд. критич. нагрузка горючего (кг), отнесенная к тепловой мощности реактора 1000 МВт; φ — коэф. нагрузки реактора; t_a и t_b — длительности работы ТВС и внешнего цикла. Иногда вместо λ для характеристики роста мощности употребляется т. п. время удвоения, равное 0,7λ; для оксидов λ ≈ 2,5%, для металлов λ ≈ 5,0%.

Значение и перспективы. Р.-р. позволяют использовать в качестве ядерного горючего (путем превращения U в Ри) практически весь добываемый уран. Тем самым сырьевая база ядерной энергетики увеличивается, по крайней мере, в неск. десятков раз. В Р.-р. может

быть полностью использован и Th, превращенный в ²³³U. В техн. и технол. плане Р.-р. разработаны достаточно хорошо. В экономич. отношении они пока уступают тепловым реакторам. Топливная составляющая стоимости электроэнергии для Р.-р. зависит от затрат на регенерацию топлива. Для тепловых реакторов эта стоимость определяется затратами на добычу природного урана. Однако в дальнейшем, в связи с увеличением затрат на добычу урана (по мере истощения осн. месторождений), совершенствованием и упрощением конструкции Р.-р., станут более предпочтительными.

Лит.: Дьячкова К. А., И. Состояние и перспективы развития быстрых реакторов, «Атом. энергия», 1970, т. 28, в. 4, с. 297; Усманов Г. В., Кусимарьев Е. В., Реакторы быстрых нейтронов, М., 1965; Казачиновский О. Д., Реакторы на быстрых нейтронах — взгляд в будущее, «Атом. энергия», 1987, т. 63, в. 5, с. 239.

РЕАКЦИИ СВЯЗЕЙ — для связей, реализуемых с помощью к.-в. тел (см. *Связи механические*), — силы, с к-рыми эти связи действуют на тела механич. системы, препятствуя тем или иным их перемещениям в пространстве. В отличие от активных сил, Р. с. являются величинами заранее неизвестными; они зависят от вида связей, от значений действующих на систему активных сил, а при движении системы ещё и от закона её движения и определяются в результате решения соответствующих задач механики. Направление Р. с. может в нек-рых случаях зависеть не от действующих активных сил, а только от вида связи. Напр., если для тела P связь является гладкая (липийная трения) поверхность, то Р. с. направлена по нормали к этой поверхности. На рис. 1 показано, как направлены Р. с. в случаях, когда связями являются гладкая поверхность (а), гладкая опора (б), гибкая нить (в). В других случаях направление Р. с. заранее неизвестно. На рис. 2 показаны гладкий цилиндр, шарнир (подшипник, а) и гладкий сферич. шарнир (б), для к-рых Р. с. представляются соответственно двумя (R₁, R₂) и тремя (R₁, R₂, R₃) составляющими. Для шароховатой связи Р. с. имеет две составляющие: нормальную и касательную, наа. силой трения.

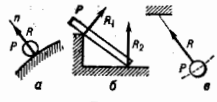


Рис. 1.



Рис. 2.

При решении задач Р. с. определяются из ур-ний равновесия или движения рассматриваемой механич. системы. В задачах динамики в общем случае, когда о направлениях Р. с. заранее ничего неизвестно, механич. систему рассматривают как свободную, а к её телам прилагают нек-рые силы, подбираемые так, чтобы во всё время движения выполнялись условия, налагаемые на систему связями; эти силы и наз. Р. с.

РЕАКЦИИ ФУНКЦИИ (отклика функция) в статистической физике — ф-ция, представляющая реакцию статистич. системы на внешние по времени внеш. возмущение. Если на систему действует зависящее от времени внеш. силы $\mathcal{F}_j(t)$ (напр., электрич. или магн. поля), то вызываемое им возмущение можно представить в виде добавки к гамильтониану члена

$$H_t = - \sum_{j=1}^n \mathcal{F}_j(t) \alpha_j. \quad (1)$$

Предполагая, что $\mathcal{F}_j(t)$ включается адиабатически, т. е. при $t \rightarrow -\infty$ $\mathcal{F}_j(t)$ ведёт себя как $\exp(\epsilon t)$, где $\epsilon > 0$. Здесь $\mathcal{F}_j(t)$ имеет смысл «силы», с к-рой внеш. поле действует на сопряжённую ему величину α_j , характеризующую статистич. систему [напр., если $\mathcal{F}_j(t) =$

электрич. или магн. поля, то α_j — компоненты вектора поляризации или намагниченности).

Р. ф. системы на возмущение (1), т. е. вызываемым изменением ср. значений $\langle \alpha_j \rangle$ ($\langle \alpha_j \rangle_0$ — значение величин $\langle \alpha_j \rangle$ в состоянии равновесия статистического), равна

$$\langle \alpha_j \rangle - \langle \alpha_j \rangle_0 = - \int_{-\infty}^t x_{jk}(t-t') \mathcal{F}_k(t') dt', \quad (2)$$

где $x_{jk} = \langle \alpha_j(t) - \langle \alpha_j \rangle_0, \alpha_k(t') - \langle \alpha_k \rangle_0 \rangle$ — Р. ф. системы на возмущение $\mathcal{F}_k(t')$, подразумевается суммирование по двойным индексам, скобки $\langle \dots, \dots \rangle$ означают запаздывающую Грина функцию. Выражение (2) для реакции системы наз. *Кубо формулами* и даёт микроскопич. выражения для тенаора электропроводности, магн. восприимчивости, диэлектрич. проницаемости. Если возмущение системы пространственно-неоднородно, то Р. ф. зависит как от времени, так и от пространственной координаты (см. Грина — Кубо формулы). Д. Н. Зубарев.

РЕАКЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ (радиационное трение) — сила, действующая на заряд, частицу со стороны создаваемого его поля эл.-магн. излучения.

Движение заряда с ускорением приводит к излучению эл.-магн. волн. Эл.-магн. волны уносят энергию и импульс. Поэтому система движущихся с ускорением зарядов не является замкнутой: в ней не сохраняются энергия и импульс. Такая система ведёт себя как механич. система при наличии сил трения (диссипативная система), к-рые вводятся для описания факта не сохранения энергии в системе вследствие её взаимодействия со средой. Совершенно так же передачу энергии (и импульса) заряд. частицей эл.-магн. полю излучения можно описать как «лучистое (радиационное) трение». Зная термаемую в единицу времени энергию (т. е. интенсивность излучения), можно определить «силу трения». В случае электрона, движущегося в огранич. области со скоростью, малой по сравнению со скоростью света в вакууме c , интенсивность излучения составляет

$$I = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} w^2,$$

где w — ускорение. Если движение носит приближённо-периодич. характер, то соответствующая сила трения выражается ф-лой, полученной впервые С. Лоренцем (Н. Lorentz):

$$F = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{dw}{dt}.$$

Р. и. приводит к затуханию колебаний заряда, что проявляется в уширении спектральной линии излучения (т. е. *естественная ширина спектральной линии*).

Понять природу Р. и. можно след. образом. Создаваемое ускоренно движущимся электром полем, имеющее на больших расстояниях характер бегущей волны, отл. от нуля и в области vicinity заряда. Действие этого поля (собственного поля) на заряд и даёт Р. и. Необходимость учёта действия заряда на самого себя (через создаваемое им поле) приводит к принципиальным трудностям, тесно связанным с проблемой структуры электрона, природы его массы и др. (см. *Электродинамика классическая*).

Строго постановка задачи состояла бы в следующем. Имеется динамич. система из зарядов и эл.-магн. поля. Она описывается двумя связанными системами уравн.: ур-ниями движения частиц в поле и ур-ниями поля, определяющегося расположением и движением заряд. частиц. Практически имеет смысл лишь приближённая постановка задачи методом последоват. приближений. Напр., сначала находится движение электрона в заданном поле (т. е. без учёта собств. поля), затем — поле заряда по его заданному движению и далее, в качестве поправки, — влияние этого поля на движение заряда, т. е. Р. и. Такой метод даёт хорошие результаты

для излучения, с длиной волны $\lambda \gg r_0 = e^2/mc^2$ ($r_0 \approx 2.10^{-13}$ см — «классич. радиус» электрона). Реально уже при $\lambda \sim h/m_e c \approx 10^{-10}$ см необходимо учитывать квантовые эффекты. Поэтому приближённый метод учёта Р. и. справедлив во всей области применимости классич. электродинамики.

Квантовая электродинамика в принципиальном отношении сохраняет тот же подход к проблеме, основанный на методе последоват. приближений (*возмущенной теории*). Но её методы позволяют учесть Р. и., т. е. действие собств. поля на электрон, практически с любой степенью точности; причём не только диссипативную часть Р. и. (затухание спектральных линий), но и «потенц.» её часть, т. е. эфф. изменение инеш. поля, в к-ром движется электрон. Это проявляется в изменении энергетич. уровней и эфф. сечений процессов столкновений (см. *Радиационные поправки*). Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Клеяков Н. П., Силы торможения излучением и излучение заряженных частиц, УФФ, 1985, т. 148, в. 2, с. 317. В. В. Берестетский.

РЕЙНДЕРГА ЭФФЕКТ (адсорбционное понижение прочности) — уменьшение поверхностной (межфазной) энергии вследствие физ. или хим. процессов на поверхности твёрдых тел, приводящее к изменению его механич. свойств (снижению прочности, возникновению хрупкости, уменьшению долговечности, повышению пластичности и др.). К Р. э. приводит адсорбция поверхностно-активных веществ, смачивание (особенно твёрдых тел расплавами, близкими по атомно-молекулярной природе), электростатич. заряд на поверхности, хим. реакци. Открыт П. А. Рейндером в 1928.

Лит.: Рейндер П. А., Поверхностные явления в дисперсных системах. Физико-химическая механика, Избр. труды, М., 1979.

РЕВЕРБАЦИЯ (от фр.-ск. лат. reverberatio — отражение) — постепенное затухание звука в закрытых помещениях после выключения его источника. Воздушный объём помещения представляется собой колебат. систему с большим числом собственных частот. Собственные колебания, возбуждаемые источником звука, характеризуются своими коэф. затухания (см. также *Положение звука*) и поэтому затухают неодновременно. Длительность Р. определяется в зависимости от помещения и т. е. временем, в течение к-рого интенсивность звука уменьшается в 10^6 раз, а его уровень снижается на 60 дБ. Время Р. характеризует акустич. качество помещения (см. также *Архитектурная акустика*). Оно тем больше, чем больше объём помещения и чем меньше поглощение звука.

Р. наз. также послезвучание, наблюдаемое в море в результате отражения и рассеяния исходного звука от дна (донына Р.) и неоднородностей водной среды (объёмная Р.).

РЕГЕНЕРАЦИЯ (от лат. regeneratio — возрождение, возобновление) и р. д. о. ф. и з. и к. е. — компенсация потерь динамической системы за счёт подключения к ней источника энергии и устройства, регулирующего связь между ними. Для Р. используются двухполюсники с падающей вольт-амперной характеристикой (век-рые газоразрядные приборы, туннельные диоды) или цепь положит. обратной связи. Возможна на параметр. Р., возникающая в колебат. системе при периодич. изменении одного из её энергетич. элементов (ёмкость, индуктивности) (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*). Полная компенсация потерь приводит к возникновению автоколебаний, неполая — к возрастанию времени затухания свободных колебаний в системе.

Лит.: Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988.

РЕГИСТРИРУЮЩИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СРЕДЫ — светочувствит. материалы, в к-рых записываемое интерференц. поле инициирует возникновение соответственной ему пространственной модуляции по крайней мере одного из параметров: коэф. поглощения α , показателя преломления n или толщины материала d .

Фотондуплиров. изменение α используется для регистрации амплитудных голограмм, α изменение n и d — для записи фазовых и рельефно-фазовых голограмм. При одновремен. изменении α и n в Р. г. с. формируется амплитудно-фазовая голограмма.

В зависимости от соотношения d и периода регистрируемой интерференц. картины (d различают двумерные ($d/\lambda \ll 1$) и трёхмерные ($d/\lambda \gg 1$) Р. г. с. Если при этом $d \approx 1$ мкм, то Р. г. с. наз. тонкослойной трёхмерной, а в случае, когда d достигает $10^3 \div 10^6$ мкм, — глубокой трёхмерной (см. Голограммы).

Иницированные светом воздействием изменения параметров Р. г. с. могут быть обратимыми (реверсивные среды) или носить необратимый характер. Эти изменения могут происходить непосредственно в процессе записи (d и n а м и ч е с к и е среды) или в результате дополнит. обработки материала после экспонирования (среды со скрытым изображением). При постэкспоз. обработке скрытое изображение многократно усиливается, поэтому Р. г. с. со скрытым изображением, как правило, обладают значительно более высокой чувствительностью, чем динамич. Р. г. с.

Динамические Р. г. с. с изменяющимся при экспонировании показателем преломления n наз. фоторефрактивными м. м. Среди последних различают Р. г. с. с локальным и нелокальным откликом. В Р. г. с. с локальным откликом пространственное распределение фотондуплированного изменения показателя преломления $\Delta n(r)$ при записи синусоидальной картин с единственным контрастом (см. Контраст оптический) интерференц. поля синфазно или противфазно распределению интенсивности регистрируемого поля $I(r)$, в Р. г. с. с нелокальным откликом $\Delta n(r)$ и $I(r)$ сдвинуты по фазе. Характерной особенностью трёхмерных фоторефрактивных Р. г. с. является взаимодействие в объёме среды запираемого излучения с наведённым им фазовой голограммой, к-рое обуславливает энергообмен между интерферирующими пучками и приводит к изменению пространственной структуры голограммы в процессе записи. Эти изменения ограничивают дифракц. эффективность η (см. Динамическая голография, Голограммы оптические элементы).

Для неискажённого воспроизведения волнового поля голограммой необходимо, чтобы Р. г. с. обеспечивала адекватную запись всех пространственно-частотных компонент регистрируемой на ней интерференц. картин. Поэтому важнейшей характеристикой Р. г. с. является ф-ция передачи контраста (ФПК), т. е. зависимость амплитуды записанной в Р. г. с. синусоидальной структуры (решетки) от пространственной частоты этой структуры. Непостоянство ФПК в пределах пространственно-частотного спектра регистрируемой интерференц. картины разл. образом влияет на качество изображения, восстановленного голограммами разл. типа: для Фурье голограмм оно приводит к ограничению поля зрения, для Френеля голограмм — к падению разрешения в восстановленном изображении. При этом разрешающая способность R Р. г. с., необходимая для неискажённого воспроизведения волнового поля, определяется макс. пространственной частотой голограммы и может быть вычислена по ф-ле

$$R \geq 2n \sin \theta / \lambda \quad (\text{мм}^{-1}),$$

где n — показатель преломления Р. г. с., 2θ — макс. угол между интерферирующими пучками в среде, λ — длина волны излучения в воздухе. При записи голограмм во встречных пучках R достигает $(6-7) \cdot 10^6$ мм $^{-1}$.

Чувствительность Р. г. с. характеризуют либо экспозицией $H_{\text{отт}}$, при к-рой достигаются макс. значения $\eta_{\text{макс}}$, либо величиной $S_{\eta=1\%}$, обратное пропорциональной экспозиции, приходящейся на 1% η .

Большинство практич. приложений голографии базируется на использовании галогенидо-серебряных фотогр. материалов, слоях бихромированной желатин

(БХЖ) и фототермопластика. Краткие сведения об этих материалах и других наиб. распространённых Р. г. с. приведены в табл.

Наиболее распространённые регистрирующие голографические среды

Тип голограмм	Регистрирующие голографические среды, используемые для записи голограмм		Параметры регистрирующих голографических сред		
	нереверсивные	реверсивные	$\eta_{\text{макс}}$ (%)	R (мм $^{-1}$)	$H_{\text{отт}}$ Дж/см 2
Двумерные	амплитудные	Фотографические материалы	3	$2,5 \times 10^6$	10^{-4}
	фазовые	Обебланные фотографические материалы	$\sim 0,5$	$3 \cdot 10^6$	$\sim 10^{-1}$
	рельефно-фазовые	Фотографические материалы Аморфные полупроводники	70 30	$2 \cdot 10^6$ $2 \cdot 10^6$	~ 1 6
Тонкослойные трёхмерные	амплитудно-фазовые	Фотографические материалы	50	$5 \cdot 10^3$	$\sim 10^{-3}$
	фазовые	БХЖ Обебланные фотографические материалы	80 80	$5 \cdot 10^3$ $5 \cdot 10^3$	$\sim 10^{-3}$ 10^{-4}
	амплитудно-фазовые	Фотографические органические (неорганические) материалы	10 (63)	$5 \cdot 10^3$	$0,1-1,5$ (10^{-3})
Глубокие трёхмерные	фазовые	Электронно-оптические кристаллы	80 15	10^4 $\sim 10^4$	1,6 10^{-3}
		Резонанс Фотополемеры	80 90	$\sim 10^4$ $2 \cdot 10^4$	$1-2$ 3

Лит.: Несеребряные и необычные среды для голографии, под ред. В. А. Барачевского, Л., 1978; Регистрирующие среды для азобизвольной голографии и киноголографии, под ред. Г. А. Соболева, Л., 1978; Новые регистрирующие среды для голографии, под ред. В. А. Барачевского, Л., 1983; Шварц К. К., Физика оптической записи в дисперсных и изотропных средах, Рига, 1982; Свойства светочувствительных материалов и их применение в голографии, под ред. В. А. Барачевского, Л., 1987.

РЕГРЕССИОННЫЙ АНАЛИЗ — раздел матем. статистики, посвященный методам анализа зависимости одной физ. величины Y от другой — x . Пусть в точках x_n независимой переменной x получены измерения Y_n . Нужно найти зависимость ср. значения величин Y от величин x , т. е. $\bar{Y}(x) = f(x|a)$, где a — вектор неизвестных параметров a_i (i — вектор, компоненты к-рого являются a_i). Ф-цию $f(x|a)$ наз. ф-цией регрессии. Обычно предполагают, что $f(x|a)$ является линейной ф-цией параметров a , т. е. имеет вид

$$f(x|a) = \sum_{i=1}^n a_i \varphi_i(x), \quad (1)$$

где $\varphi_i(x)$ — заданные ф-ции. В этом случае матрицу $A_{ni} = \varphi_i(x_n)$ наз. регрессионной матрицей. Для определения параметров a_i обычно используют наименьших квадратов метод, т. е. оценки a_i определяют из условия минимума функционала

$$\Phi = \sum_{n=1}^N \left(Y_n - \sum_{i=1}^M A_{ni} a_i \right)^2 / \sigma_n^2, \quad (2)$$

где σ_n^2 — дисперсии ошибок измерений Y_n в предположении, что они не коррелированы, и из минимума функционала

$$\Phi = \sum_{n,m} \left(Y_n - \sum_{i=1}^M A_{ni} a_i \right) (R^{-1})_{nm} \left(Y_m - \sum_{i=1}^M A_{mi} a_i \right)$$

для коррелиров. измерений с корреляц. матрицей R . В качестве ф-ций $\varphi_i(x)$ при небольших I ($I \leq 5$) обычно служат степенные ф-ции $\varphi_i(x) = x^i$. Часто используют ортогональные и нормированные полиномы на множестве x_n :

$$\varphi_i(x) = \sum_{k=1}^i c_k x^k, \quad \sum_n \varphi_i(x_n) \sigma_n^{-2} \varphi_j(x_n) = \delta_{ij}. \quad (3)$$

В этом случае легко найти оценку \hat{a}_i :

$$\hat{a}_i = \sum_n \varphi_i(x_n) Y_n. \quad (4)$$

Отсюда следует, что вычисление \hat{a}_i не зависит от вычисления других \hat{a}_j .

Популярно использование в качестве $\varphi_i(x)$ сплайнов $B_i(x)$, к-рые обладают двумя осн. свойствами: а) $B_i(x)$ — полином заданной степени; б) $B_i(x)$ отличен от нуля в огранич. окрестности точки x_i .

При поиске ф-ции регрессии в виде (1) естественно возникает вопрос о кол-ве членов I в сумме (1). При малом значении I нельзя достичь хорошего описания $\hat{Y}(x)$, а при большом — велики статистич. ошибки ф-ции регрессии.

В предположении, что вектор ошибок измерений Y_n распределён нормально, можно использовать статистические критерии и выбрать то I , к-рое является оптимальным при данном множестве измерений Y_n . В случае, когда $\varphi_i(x)$ — ортогональные полиномы, это особенно просто. Как видно из (4), дисперсия \hat{a}_i равна 1 и по значению a_{I+1} можно легко заключить, нужно ли включать $\varphi_{I+1}(x)$ в сумму (1).

Лит.: Клейнков Н. П., Соколов С. Н., Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия, М., 1984; Клейнков М. Д. и др., Статистика в физ. А. Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Себер Д. Ж., Линейный регрессионный анализ, пер. с англ., М., 1980. В. П. Жигуров.

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ — придание смысла расходящимся выражениям с помощью подходящего предельного процесса. Р. тесно связана с классиф. методами суммирования расходящихся рядов и интегралов; применяется в теории обобщённых ф-ций, в квантовой теории поля и в др. областях теоретич. физики.

Каждая локально суммируемая ф-ция $f(x)$ в области $f \in D(R)$ задаёт распределение (обобщённую функцию) $f \in \mathcal{D}'(R)$ по правилу

$$(f, \varphi) = \int f(x) \varphi(x) dx, \quad \varphi \in D(O)$$

(такое распределение наз. регулярым). Если же $f(x)$ не является локально суммируемой, то интеграл справа расходится и для придания ему смысла используется Р. При этом разл. Р. порождают разл. распределения, и выбор конкретной Р. диктуется решаемой физ. задачей.

Пример. Ф-ция x^{-1} не является локально суммируемой в R^1 . Она имеет регуляризацию $px^{-1}, (x \pm i0)^{-1}, (x - i0)^{-1}$, где

$$\left(\frac{1}{x \pm i0}, \varphi \right) = V. P. \int \frac{\varphi(x)}{x} dx = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \left\{ \int_{-\infty}^{-\varepsilon} + \int_{+\varepsilon}^{+\infty} \frac{\varphi(x)}{x} dx \right\},$$

$$\left(\frac{1}{x+i0}, \varphi \right) = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \int \frac{\varphi(x)}{x+i0} dx, \quad \varphi \in \mathcal{D}(R^1),$$

где $V. P.$ означает *главное значение интеграла*. Остальные Р. ф-ции x^{-1} получают линеинными комбинациями приведенных.

Р. применяется также для представления данного распределения в виде предела последовательности регуляризованных распределений. Напр., *дельта-функция Дирака* имеет Р.

$$(\delta(x), \varphi(x)) = \varphi(0) = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{1}{\pi} \int \frac{\varepsilon}{x^2 + \varepsilon^2} \varphi(x) dx, \quad \varphi \in \mathcal{D}(R^1).$$

Обычно Р. распределений используется при перенормировании распределений. Напр.,

$$\left(\frac{1}{x+i0} \cdot \frac{1}{x+i0}, \varphi \right) = \left(\frac{1}{(x+i0)^2}, \varphi \right) = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \int \frac{\varphi(x) dx}{(x+i\varepsilon)^2}, \quad \varphi \in \mathcal{D}(R^1).$$

Известный физ. пример — перемножение одночастотных ф-ций в квантовой теории поля. Часто, напр. при перемножении причинных ф-ций, такая процедура не приводит к однозначному ответу и требует доопределения, согласованного с физ. контекстом задачи (см. *Ультрафиолетовые расходимости, Перенормировки*). Пример подобного доопределения — R -операция Боголюбова — Парасюка. О др. конкретных приёмах Р., применяемых в физ. приложениях, см. в ст. *Регуляризация расходимостей в квантовой теории поля*.

Лит.: Боголюбово Н. Н., Широкое Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; Взаимодействие в В. С., Обобщённые функции в математической физике, 2 изд., М., 1979. В. П. Жигуров.

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ РАСХОДИМОСТЕЙ в квантовой теории поля (КТП) — вспомогат. операция, заключающаяся в замене пропагаторов или интегралов от их произведений (соответствующих локальной КТП) на некие аппроксимирующие их выражения, не содержащие ультрафиолетовых расходимостей или соответствующих им в координатном представлении сингулярностей на световом конусе. Такие регуляризованные интегралы явно вычисляются (в импульсном представлении), а затем уже в вычисленных выражениях производят операцию, обратную введению регуляризации, т. е. переходят к реальному физ. пределу. УФСингулярности при этом выделяются в виде аддитивных составляющих, имеющих простую (напр., полиномиальную) структуру по внеш. импульсам.

Необходимость Р. р. наиб. просто увидеть в x -представлении. В квантовополевых расчётах приходится иметь дело с произведениями пропагаторов $\Delta(x)$, обладающих сингулярностями типа полюса $1/x^2$ и *дельта-функции Дирака* по квадрату 4-мерного интервала $x^2 = (x^0)^2 - x^2$ [здесь x^0, x — точка пространственно-времени; используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$]. Ясно, что квадраты и более высокие степени таких сингулярностей [напр., $\delta^2(x^2)$] не определены математически даже в смысле обобщённых функций. Для соответствующего доопределения удобно иметь регулярные (т. е. не имеющие особенностей) приближения к Δ или к произведениям нескольких Δ . Такие приближения и получают посредством вспомогательной Р. р.

В квантовополевых вычислениях по теории возмущений получили распространение неск. разл. регуляризаций. Среди них наиб. употребительны следующие.

Регуляризация обрезанием состоит во введении конечного верхнего предела Λ (называемого также импульсом обрезания) при интегрировании по 4-импульсам виртуальных частиц. Так, напр., фейнмановский интеграл, отвечающий простей-

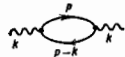


Диаграмма вакуумной поляризации фотона; $k, p, p-k$ — 4-импульсы соответственно фотона и виртуальных электрона и позитрона.

шей, однопетлевой, диаграмме поляризации вакуума (рис.) в квантовой электродинамике

$$\Pi^{\mu\nu}(k) = (i/\pi^2) \int d^4p \text{Sp} \{ \gamma^{\mu} S^c(p) \gamma^{\nu} S^c(p-k) \}, \quad (1)$$

при регуляризации обрезанием принимает вид

$$\text{reg} \Pi^{\mu\nu}(k) = (i/\pi^2) \int_{|p| < \Lambda} d^4p \text{Sp} \{ \gamma^{\mu} S^c(p) \gamma^{\nu} S^c(p-k) \}, \quad (2)$$

где символ $|p| < \Lambda$ под знаком интеграла обозначает, что по всем четырём компонентам 4-импульса p интегрирование проводится в пределах от $-\Lambda$ до $+\Lambda$. В приведенных ф-лах $\Pi^{\mu\nu}$ — поляризационный оператор, γ^{μ} — Дирака матрицы ($\mu = 0, 1, 2, 3$), $S^c(p)$ — пропагатор электрона в импульсном представлении (см. Фейнмана диаграммы).

Вычисление по ф-ле (2) с помощью стандартной техники даёт явное выражение, к-рое в пределе больших (по сравнению с массой электрона m и модулем внеш. импульса $k = \sqrt{k^2}$) значений Λ имеет вид

$$\text{reg} \Pi^{\mu\nu}(k) = P^{\mu\nu}(k, \Lambda) + \tilde{\Pi}^{\mu\nu}(k), \quad (3)$$

где $P^{\mu\nu}$ — полином 2-й степени по компонентам 4-вектора k^{μ} с коэф., пропорц. Λ^2 и $\ln(\Lambda^2)$, а $\tilde{\Pi}^{\mu\nu}$ — конечная ф-ция от k^{μ} и m^2 . Её явный вид несуществен. Отметим лишь, что при больших k^2 она имеет логарифмич. асимптотику

$$\tilde{\Pi}^{\mu\nu}(k) \propto (g^{\mu\nu} k^2 - k^{\mu} k^{\nu}) \frac{1}{3} \ln k^2, \quad (4)$$

где $g^{\mu\nu}$ — метрич. тензор пространства-времени Минковского. Представление (3) оказывается удобным для проведения перенормировки, т. е. устранения бесконечностей. Результативно оно сводится к вычитанию из правой части (3) первого, сингулярного в пределе $\Lambda \rightarrow \infty$ слагаемого. Поскольку разбегание $\text{reg} \Pi$ на слагаемые P и $\tilde{\Pi}$ содержит произвол, то возникает вопрос о степени однозначности определения конечной части $\tilde{\Pi}^{\mu\nu}$ поляризац. оператора. Одно из условий, к-рому должно удовлетворять $\tilde{\Pi}$, — условие поперечности $k_{\mu} \tilde{\Pi}^{\mu\nu}(k) = 0$, вытекающее из требования калибровочной инвариантности. Это условие диктует тензорную структуру матрицы $\tilde{\Pi}$:

$$\tilde{\Pi}^{\mu\nu}(k) = (g^{\mu\nu} k^2 - k^{\mu} k^{\nu}) \pi(k^2), \quad (5)$$

где $\pi(k^2)$ — нек-рая скалярная ф-ция от k^2 . Как можно показать, после этого остаётся ещё однопараметрич. произвол, к-рый, напр., можно фиксировать условием $\pi(0) = 0$.

Регуляризация Паули — Вилларса представляет собой специфическую модификацию одночастичного пропагатора. Её простейший вариант сводится к вычитанию из пропагатора Δ_m для нек-рого квантового поля массой m такого же пропагатора, но соответствующего большей фиктивной массе M : $\Delta_m \rightarrow \text{reg} \Delta_m = \Delta_m - \Delta_M$. Так, напр., в импульсном представлении для скалярного поля

$$\text{reg} D_m(p) = \frac{1}{m^2 - p^2} - \frac{1}{M^2 - p^2} = \frac{1}{m^2 - p^2} \left(\frac{M^2 - m^2}{M^2 - p^2} \right). \quad (6)$$

Как видно, Р. р. Паули — Вилларса существенно меняет поведение пропагаторов в УФ-области при $p^2 \rightarrow \infty$

идл, что эквивалентно, в окрестности светового конуса [где регуляризация типа (6) убрает наиб. сильные, не зависящие от массы сингулярности по переменной x^2].

В квантовой электродинамике в целях сохранения калибровочной инвариантности применяют особый вариант Р. р. Паули — Вилларса, при к-ром замкнутые электронные циклы регуляризуют как целое. Так, напр., при Р. р. диаграммы, изображённой на рис., подитеральное выражение в правой части (1) регуляризуют целиком, т. е. путём вычитания из него аналогичного выражения, в к-ром в пропагаторах S^c вместо массы электрона m стоит большая висомогат. масса M . Такая процедура приводит к выражению, к-рое в пределе больших значений регуляризующей массы M имеет структуру, подобную (3), причём вместо первого слагаемого в правой части стоит полином $P^{\mu\nu}(k)$ 2-й степени по k с коэф., сингулярно зависящими от M .

$$\text{reg} \Pi^{\mu\nu}(k) = i/\pi^2 \int d^4p \text{Sp} \{ \gamma^{\mu} S^c(p) \gamma^{\nu} S^c(p-k) \}. \quad (7)$$

Не вдаваясь в техн. детали, отметим, что результат интегрирования (7) в пределе $\varepsilon \rightarrow 0$ представим в виде (3), где вместо первого слагаемого правой части стоит полином $P^{\mu\nu}$ с коэф., содержащими сингулярности типа $1/\varepsilon$. Техн. преимущество размерной Р. р. состоит в том, что она сохраняет свойства симметрии и соответствующей инвариантности перергуляризованных выражений. В используемом примере речь идёт о калибровочной инвариантности эл.-магн. поля. Результат явного вычисления выражения (7) удовлетворяет свойству поперечности, т. е. размерно регуляризованный поляризац. оператор пропорционален поперечному тензору: $\text{reg} \Pi^{\mu\nu} \sim (g^{\mu\nu} k^2 - k^{\mu} k^{\nu})$, в то время как выражение (2) этим свойством не обладает.

Лит.: Pauli W., Villars F., On the invariant regularization in relativistic quantum theory, Rev. Mod. Phys., 1949, т. 21, p. 434; Нироу Г. С., Вилларс Ф. М., Regularization and renormalization of gauge fields, Nucl. Phys., 1972, т. В, в. 189; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 23. Д. В. Ширков.

РЕДЖЕ ПОЛЮСОС МЕТОД (метод комплексных угловых моментов) в квантовой механике и квантовой теории поля (КТП) — теоретич. подход, позволяющий связать асимптотику амплитуд рассеяния частиц при высоких энергиях с особенностями парциальных амплитуд $f_j(t)$ перекрёстного (t) канала (см. Перекрёстная симметрия) в плоскости комплексного угл. момента j .

Аналитич. продолжение парциальных амплитуд из области физ. значений угл. момента $j = 0, 1, 2, \dots$ на комплексные значения впервые было использовано Т. Редже [1] при изучении свойств амплитуд рассеяния в релятивистской квантовой механике. Наиб. распространение Р. п. м. получил в теории взаимодействия частиц при высоких энергиях [2], где при его выводе [3] используются такие общие свойства амплитуд рассеяния в КТП, как аналитичность, перекрёстная симметрия и унитарность. Исследование двухчастичного условия унитарности в t -канале показывает, что амплитуды $f_j(t)$ должны иметь полюсы в j -плоскости, положение к-рых зависит от переменной t (квадрата переданного в рассеянии 4-импульса), — действительные и мнимые полюсы, или полюсы Редже. Вблизи полюса парциальная амплитуда $f_j(t)$ имеет вид

$$f_j(t) = \frac{\gamma(t)}{j - \alpha(t)}, \quad (1)$$

где $\alpha(t)$ — траектория полюсов Редже (траектория Редже), а $\gamma(t)$ — его вычет. Каждый полюс Редже обладает

определ. набором сохраняющихся квантовых чисел, как *барьонное число*, *странность*, *изотопический спин*, *чётность* и т. д. Поскольку в релятивистской теории аналитич. продолжение амплитуд $f(t)$ осуществляется отдельно для чётных и нечётных значений момента j , то полюсы Редже характеризуются также сохраняющимся квантовым числом — «сигнатурой» $\sigma = \pm 1$, к-рая определяет чётность момента при целых значениях j : $\sigma = (-1)^j$. Вклад полюса Редже в амплитуду бинарного процесса $1+2 \rightarrow 3+4$ при высоких энергиях, $s = (p_1 + p_2)^2 \approx 2m_1^2 s_0$, и небольших значениях квадрата переданного импульса $t = (p_1 - p_3)^2$ (здесь p_i и m_i — импульс и масса i -й частицы, s_0 — энергия частицы 1 в лаб. системе, s — квадрат полной энергии в системе центра переноса; используется система единиц, в к-рой $c = 1$) записывается в виде

$$T(s, t) = \gamma(t) \eta(\alpha(t)) (s/s_0)^{\alpha(t)}, \quad (2)$$

где $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, $\eta(\alpha(t)) = -1 + \text{sech} p(-i\pi\alpha(t))/\text{sin}(\pi\alpha(t))$ — сигнатурный множитель, а вычет $\gamma(t)$ представляется в виде произведения вершин: $\gamma(t) = g_{1234}(t)$ (что наз. свойством факторизации). Такой амплитуде можно поставить в соответствие график (рис. 1), отвечающий обмену полюсом Редже в t -канале — редже оном (R). В области рассеяния ($t \leq 0$) вычет и траектория полюса Редже являются вещественными, а при положительн. значениях t , превышающих порог образования частицы $\alpha(t)$ становится комплексной.

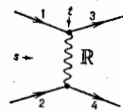


Рис. 1.

реальных адронов, траектория $\alpha(t)$ становится комплексной.

Важное свойство полюсов Редже — их связь со спектром частиц и резонансов. Если вещественная часть $\alpha(t)$ в области положит. t проходит через целое значение n (для фермионов — полуцелое), чётное для $\sigma = +1$ и нечётное для $\sigma = -1$, то амплитуда (2) соответствует обмену в t -канале частицей или резонансом (при условии, что мнимая часть $\alpha(t)$, $\text{Im}\alpha(t)$, связанная с шириной резонанса, невелика) со спином $j = n$. Обмен полюсом Редже учитывает вклад всех частиц и резонансов, расположенных на траектории с данными квантовыми числами, и позволяет установить тесную связь между спектром

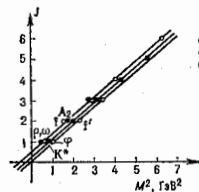


Рис. 2.

частиц и асимптотикой амплитуды рассеяния при высоких энергиях. При описании бинарных реакций обычно учитываются те траектории Редже, на к-рых расположены известные частицы и резонансы: ρ , ω , f , A_2 , π , N и др. На рис. 2 приведены известные бозонные траектории Редже. Эти траектории с хорошей степенью точности являются линейными, т. е. $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha'(t)$, с универсальным наклоном $\alpha' \approx 0,9 \text{ ГэВ}^{-2}$. Кроме того, имеет место вырождение траекторий по сигнатуре ($\alpha_+ = \alpha_-, \alpha_0 = \alpha'_+$) и изоспину ($\alpha_+ = \alpha_0, \alpha_- = \alpha'_+$). Удивительная линейность траекторий Редже, обнаруженная на опыте, привела к созданию дуальных и струнных моделей адронов (см. *Дуальность*, *Струнные модели адронов*). Понятие дуальности, утверждающее, что суммарный вклад всех резонансов в прямом (s) канале равен сумме вкладов всех полюсов Редже в перекрёстном (t или u) канале, оказалась весьма полезным для понимания свойств взаимодействия адронов при высоких энергиях. В струнных моделях адроны рассматриваются как протяжённые объекты — струны (см. *Струна релятивист-*

ская), квантование к-рых приводит к возникновению последовательности частиц, расположенных на линейно растущих траекториях Редже. В рамках *качественной хромодинамики* (КХД) линейность траекторий Редже, по-видимому, тесно связана с невылетанием цветных объектов — кварков в глюоны.

Выделенное положение в Р. п. м. занимает полюс Померанчука (номерон, P), к-рый является самым правым полюсом в j -плоскости (по крайней мере в области $t \leq 1 \text{ ГэВ}^2$) и определяет величину амплитуды дифракц. процессов (*дифракционного рассеяния*, *дифракционной диссоциации*). Этот полюс имеет полонител. сигнатуру, чётность и G -чётность, массния $l = 0$. Пока ясно, какие резонансы расположены на траектории Померанчука $\alpha_P(t)$. Первоначально предполагалось, что $\alpha_P(0) = 1$ и полные сечения взаимодействия адронов при $s \rightarrow \infty$ не зависят от энергии. Однако в связи с наблюдаемым на опыте ростом полных сечений с увеличением энергии более предпочтительным считается вариант теории с $\alpha_P(0) > 1$ — т. н. надкритич. теория Померона (описывающая т. н. особенность Померанчука).

Дифференц. сечение бинарной реакции, отвечающее обмену полюсом Редже в t -канале, имеет при высоких энергиях простой вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t) (s/s_0)^{2\alpha(t)-2}. \quad (3)$$

Ф-ция $f(t) \sim \gamma^2(t) |\eta(\alpha(t))|^2$ не фиксируется теорией. Зависимость от энергии полностью определяется траекторией $\alpha(t)$ полюса Редже, к-рый даёт вклад в данную реакцию. Найдённые из анализа эксперим. данных о бинарных процессах траектории полюсов Редже прекрасно согласуются с траекториями, полученными из спектра частиц и резонансов. Наиб. удобными для проведения такого анализа являются реакции черзрядок типа $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ n$, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$, в к-рые могут давать вклад только ρ или A_2 полюсы Редже. Дифференц. сечения бинарных процессов (в частности, реакций упругого рассеяния адронов), согласно ф-ле (3), сосредоточены в узкой области переданных импульсов $|t|$, ширина к-рой логарифмически убывает с ростом энергии. Это явление в упругих процессах обычно называют сокращением угла дифракционного конуса. Сокращение конуса угл. распределения наблюдается экспериментально во всех бинарных реакциях. Дифференц. сечения бинарных реакций в области малых t часто записывают в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(s) \exp \{ B(s) \cdot t \}, \quad (4)$$

а величину $B(s)$ наз. наклоном дифракционного конуса. В модели полюсов Редже наклона дифракц. конуса логарифмически растёт с увеличением энергии: $B(s) = B_0 + 2\alpha'(0) \ln(s/s_0)$. Величина $\alpha'(0)$, характеризующая рост наклона в процессах упругого рассеяния, определяется наклоном траектории Померанчука $\alpha'_P(0)$, и оказалось, что $\alpha'_P(0) \approx 0,2 \text{ ГэВ}^{-2}$, что заметно меньше, чем α' для др. траекторий Редже. Увеличение наклона $B(s)$ с ростом энергии означает, что квадрат радиуса взаимодействия адронов в модели полюсов Редже растёт по закону $R^2 \sim \alpha' \ln(s/s_0)$.

Полюсы Редже в бинарных реакциях тесно связаны с т. н. *мультипериферическими взаимодействиями* в процессах множеств. рождения адронов (см. *Множественные процессы*) [4], к-рые в силу условия унитарности определяют мнимые части амплитуд двухчастичных процессов. Взаимодействие адронов является наиб. сильным при низких энергиях, где оно имеет резонансный характер (рис. 3, а). При увеличении нач. энерг. возможно образование вестк. частиц или резонансов в результате обмена виртуальной частицей в t -канале (рис. 3, б). Такая мультипериферич. карти-

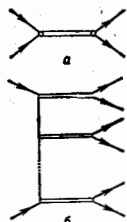


Рис. 3.

на неупругих процессах приводит к реджескому поведению амплитуд уругого рассеяния в др. бинарных реакций. Соответствующая пространственно-ареманная картина отвечает тому, что на большом продольном расстоянии от мишени нач. частица с энергией $E \gg m$ начинает замедляться, последовательно испуская новые частицы и резонансы. С мишенью взаимодействует уже медленная частица, энергия к-рой порядка $\beta^2 m \sim m$ ($\beta < 1$). Ср. число л рожденных частиц логарифмически возрастает с ростом энергии: $\lambda \approx \ln(E/m)$ ($\gamma = \ln(1/\beta)$). Движение замедляющейся частицы в плоскости прицельного параметра представляет собой случайное блуждание с шагом $b_i \approx 1/m$. Следовательно, $b^2 = \sum_{i=1}^{\lambda} b_i^2 \approx \lambda/m^2 \approx (\gamma/m^2) \ln(s/s_0)$,

и возникает отмечавшийся выше рост эфф. радиуса взаимодействия с увеличением энергии.

В релятивистской квантовой теории полюсы Редже не являются единств. особенностями в j -плоскости. Анализ диаграмм Фейнмана [5] и многочастичных членов условия унитарности [6] показывает, что в j -плоскости возникают движущиеся точки ветвления, связанные с обменом а t -канале неск. полюсами Редже, напр. R и λ померонами (рис. 4). График, отвечающий двухреджеонному ветвлению, соответствует двукратному перерасеянию на составляющих адронах частица. В реджеонной теории сформулированы правила вычисления таких диаграмм [7] и правила, позволяющие сопоставить с каждой диаграммой определ. класс неупругих процессов, приводящих к возникновению её мин.

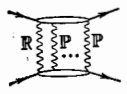


Рис. 4.

ной части [8]. Так, двухпомеронное ветвление связано с дифракц. процессами (рис. 5, а), процессом образова-

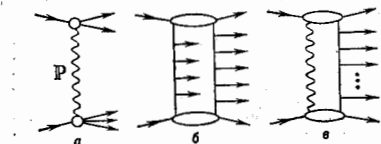


Рис. 5.

ния двух мультипериферич. цепочек (рис. 5, б) и эффектами поглощения в одной мультипериферич. цепочке (рис. 5, в). Эти правила позволяют вычислять характеристики процессов множеств. образования адронов, если известны вклады полюсов Редже и сопровождающих их ветвлений в амплитуду уругого рассеяния адронов.

Сечение дифракц. возбуждения одного из сталкивающихся адронов с образованием адронной системы с большой массой, $M^2 \gg s_0$, характеризуется диаграммой трёхпомеронного взаимодействия (рис. 6), к-рое является частным случаем трёхреджеонного взаимодействия. Трёхреджеонные диаграммы используются для описания инклюзивных процессов $ab \rightarrow cX$ при высокой энергии в пределе, когда фейнмановская переменная $x = 2p_1/\sqrt{s} \rightarrow 1$ (здесь p_1 — продольный импульс адрона в системе центра инерции, X — совокупность остальных, регистрируемых адронов).

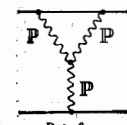


Рис. 6.

При высоких энергиях наб. существены ветвления, связанные с обменом в t -канале полюсом Редже дикого типа α_i и произвольным числом полюсов Померанчука. Такие ветвления имеют те же сигнатуру, изоспин, G -чётность, что и полюс α_i , однако, вообще говоря, не обладают определ. чётностью. При учёте ветвлений в j -плоскости амплитуды рассеяния не обладают свойством факторизации. Дисперсионный метод вычисления вклада диаграмм Фейнмана, приводящих к движущимся ветвлениям [7], позволяет выразить этот вклад через уругие (рис. 7, а) и неупругие (рис. 7, б) перерасея-

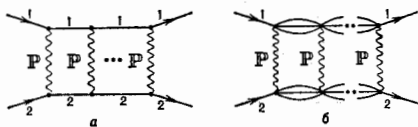


Рис. 7.

ния нач. адронов. Наиб. простой вид имеет вклад полюса Померанчука и всех λ -померонных ветвлений в амплитуду уругого рассеяния в т. н. вейкованном приближении, учитывающем только уругие перерасеяния:

$$f(s, b) = \frac{\exp(2i\delta_P(s, b)) - 1}{2i}, \quad (5)$$

где $\delta_P(s, b)$ — амплитуда в пространстве прицельных параметров, соответствующая обмену полюсом Померанчука. При параметризации вычета в форме $\gamma(0)\exp(Rt^2)$ ϕ -ция $\delta_P(s, b)$ имеет вид

$$\delta_P(s, b) = \frac{\gamma_P(0)\eta(\alpha_P(0)(s/s_0))\alpha_P(0)-1}{16\pi \left[R_P^2 + \alpha_P^2 (\ln(s/s_0) - \ln|2|) \right]} \exp \times \left\{ - \frac{b^2}{4 \left[R_P^2 + \alpha_P^2 (\ln(s/s_0) - \ln|2|) \right]} \right\}. \quad (6)$$

Учёт всех перерасеяний особенно важен в случае, когда $\Delta \equiv \alpha_P(0) - 1 > 0$. При очень высоких энергиях величина $\text{Im}b_P(s, b) \gg 1$ в области $b^2 < 4\alpha_P^2 \Delta \ln^2(s/s_0)$.

В этой области прицельных параметров амплитуда рассеяния в b -пространстве $f(s, b)$, согласно ф-ле (5), близка к $i/2$, что соответствует рассеянию на чёрном шарике. При $b^2 > 4\alpha_P^2 \Delta \ln^2(s/s_0)$ величины $\delta_P(s, b)$ и $f(s, b)$ малы. Амплитуда рассеяния имеет вид, изображённый на рис. 8, а квадрат радиуса взаимодействия и полное сечение взаимодействия адронов растут пропорц. $\ln^2(s/s_0)$, т. е. максимально допустимым, согласно Фурассара ограничению, образом. В теории надкритич. померона с $\Delta > 0$ удаётся преодолеть трудности, связанные с быстрым энергетич. ростом неупругих дифракц. процессов, возникавшие в случае $\alpha_P(0) = 1$.

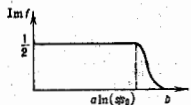


Рис. 8.

Р. п. м. при учёте движущихся ветвлений позволяет понять и количественно описать обширную эксперим. информацию о бинарных процессах при высоких энергиях. Недостаток метода — наличие большого числа феноменологич. параметров, характеризующих траектории и вычеты полюсов Редже. Большое число свободных параметров возникает также при описании в рамках Р. п. м. разл. характеристик процессов множественного рождения адронов, таких, как инклюзивные спек-

ры (см. *Янклаковский процесс*), корреляции и т. д. Эти теоретич. неопределенности могут быть значительно уменьшены при использовании доп. наблюдений, основанных на $1/N$ -разложении (где N — число цветов или типов (ароматов) кварков, т. е. $N \approx 3$) в КХД и модели кварк-глюонных струн [9]. В рамках такого подхода с помощью ρ , ω , A_1 , ... сопоставляются планарные диаграммы (рис. 9, а) с полюсом Померанчука — цилиндрической (рис. 9, б). Сильные линии на этих

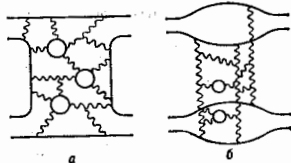


Рис. 9.

рисунках соответствуют кваркам, волнистые — глюонам. Этот метод позволяет получить многочисл. соотношения между траекториями и вычтем разл. полюсов Редже и описать все осн. характеристики процессов множественного рождения адронов: распределение по множественности образующихся частиц, янклавские спектры адронов, корреляции. Модель воспроизводит быстрый рост янклавских спектров (в центр. области *быстро*) с увеличением энергии, приближенный к KNO -скейлинг (см. *Масштабная инвариантность*) и его нарушение при энергиях $\sqrt{s} \sim 10^8$ ГэВ. Инклявские спектры адронов выражаются через распределение кварков (дикварков) в сталкивающихся адронах и соответствующие ф-ции фрагментации. Использование реджеонных асимптот при построении ф-ции фрагментации позволило описать спектры разл. адронов (π^+ , K^+ , K^0 , K^0 , p , n , p , Λ и др.). Полученные результаты обобщаются на процессы взаимодействия адронов и ядер с ядрами.

Лит.: 1) Regge T., Introduction to complex orbital momenta, *Nuovo Cim.*, 1959, т. 14, р. 391; 2) Колдвелл П., Сивард Р. С., Полюса Редже в физике частиц, пер. с англ., М., 1971; 3) Chew G. F., Frautschi S. C., Principle of equivalence for all strongly interacting particles within the S-matrix framework, *Phys. Rev. Lett.*, 1961, в. 7, р. 394; Грибов В. Н., о возможном асимптотическом поведении упругого рассеяния, *«ЯЭТФ»*, 1961, т. 41, с. 687; его же, Парциальные волны с комплексными орбитальными моментами и асимптотическое поведение амплитуды рассеяния, там же, с. 1962; 4) Алт Л. I., Стангерли А., Рубини S., Theory of high energy scattering and multiple production, *Nuovo Cim.*, 1962, т. 26, р. 896; 5) Mandelstam S., Cuts in the angular-momentum plane, *Nuovo Cim.*, 1963, в. 30, р. 1127, 1148; 6) Грибов В. Н., Померанчука И. И., Тер-Мартirosian К. А., Двиглюющиеся точки ветвления в J -плоскости и реджеонные условия унитарности, *«Ядерная физика»*, 1965, т. 6, с. 361; 7) Грибов В. Н., Реджеонная диаграммная техника, *«ЯЭТФ»*, 1967, т. 52, с. 954; 8) Бравадский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В., Характер инклювских спектров и флуктуаций в неупругих процессах, обусловленных многократным обменом, *«Ядерная физика»*, 1973, т. 18, с. 525; 9) Ка Вадло А. В., Тер-Мартirosian К. А., Множественное образование адронов при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн, *«Ядерная физика»*, 1984, т. 39, с. 1545, т. 40, с. 211. А. В. Райбулов.

РЕДЖЕОН (движущийся полюс, полюс Редже) — объект, возникающий при описании амплитуд упругого и неупругого рассеяния при высоких энергиях в рамках метода комплексных угл. моментов. См. *Редже полюсов метод*.

РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ МАГНЕТИКИ — кристаллич. и аморфные магнетики (металлы, сплавы, соединения), содержащие редкоземельные элементы — лантаноиды. В более узком смысле Р. м. — вещества, содержащие редкоземельно-лантаноидные (РЗЛ) элементы и обладающие магн. упорядочением (ферро-, ферри- и антиферромагнетизмом).

Природа магнетизма РЗЛ элементов. Магн. моменты атомов обусловлены частично заполненной $4f$ -оболочкой. Внеш. часть электронных оболочек РЗЛ атомов, входящая вне заполненных слоев, соответствующий атому Хе, имеет конфигурацию $4f^{m_1}5s^25p^65d^{n_1}4d^1$, где n_1 принимает значения от 1 до 14. В ряду лантаноидов при возрастании порядкового номера Z от $Z = 58$ до $Z = 71$ число $4f$ -электронов монотонно возрастает от $n = 1$ до $n = 14$. Неаполненность $4f$ -электронной оболочки за исключением лотения (Lu) с $n = 14$ приводит к появлению нескомпенсированного спинового (S) и орбитального (L) моментов. В РЗЛ атомах или ионах $4f$ -оболочка расположена глубоко внутри атома и экранирована от действия кристалл. поля вышележащими электронными слоями $5s^2$ и $5p^6$.

Среднее межатомное расстояние в Р. м. на порядки величин превышает радиус $4f$ -оболочки. По этим причинам в Р. м. отсутствует заметное перекрытие волновых ф-ций $4f$ -электронов соседних атомов.

Вследствие сильной экранировки $4f$ -оболочки действие электростатич. поля на орбитальный момент $4f$ -оболочки значительно уменьшено, поэтому *«замораживание» орбитальных моментов* выражено весьма слабо. Кроме того, *спин-орбитальное взаимодействие* (характерная энергия $\sim 10^{-1}$ эВ) весьма велика и электростатич. поле окружающих атомов (энергия взаимодействия $\sim 10^{-3}$ эВ) не разрушает спин-орбитальную связь (см. *Связь векторная*). Орбитальный момент, так же, как и спиновый, формирует магн. момент РЗЛ атома. Суммарный S и орбитальный L моменты связаны в результирующий момент J . В осн. состоянии $J = L + S$ для РЗЛ элементов от гадолиния (Gd) до иттербия (Yb), $J = -L - S$ для РЗЛ элементов от церия (Ce) до европия (Eu).

Магнитные свойства РЗЛ металлов обусловлены особенностями электронной структуры их ионов, кристалл. структуры, магнитной анизотропии и обменного взаимодействия.

В большинстве РЗЛ металлов существуют периодич. магнитные атомные структуры, период к-рых довольно часто является несозмеримым с периодом кристалл. решетки. Обменное взаимодействие между РЗЛ ионами является косвенным и осуществляется через электроны проводимости (см. *РККИ-обменное взаимодействие*). Волновой вектор периодич. магн. структур определяется топологией, особенностями ферми-поверхности и близок к диаметрам π экстремальных осей. Магн. структуры и магнитные фазовые переходы зависят также от специфики косвенного обменного взаимодействия и влияния магн. анизотропии и магнитопупругого взаимодействия. В Се обнаружено антиферромагн. упорядочение ниже *Неелл точки* $T_N = 12,5$ К. У неодима (Nd) ниже $T_N = 49,2$ К происходит антиферромагн. упорядочение в гексагональных узлах двойной гексагонально-плотнупакованной решетки с модуляцией величины магн. моментов вдоль оси $[10\bar{1}0]$ в базисной плоскости. Темп-ре $T_N = 7,8$ К соответствует антиферромагн. упорядочение магн. моментов кубич. узлов. Их величина также модулируется по оси $[10\bar{1}0]$. В самарии (Sm) ниже $T_N = 106$ К магн. моменты соседних слоев атомов с гексагональным окружением ориентируются попарно антипараллельно, а при $T_N = 13,8$ К происходит дополнительное антиферромагн. упорядочение магн. моментов кубич. узлов. Имеющий объемноцентрированную решетку Eu обладает ниже $T_N = 90$ К антиферромагн. геликоидальной структурой, ось к-рой является одна из кубич. осей типа $[100]$. В Gd ниже *Кюри точки* $T_C = 293$ К возникает ферромагн. упорядочение. Тербий (Tb), диспрсий (Dy) и гольмий (Ho) обнаруживают две темп-ры магн. фазовых переходов. При охлаждении ниже темп-ры T_N происходит переход из парамагн. состояния в антиферромагн. состояние с геликоидальной магн. структурой, и-рая существует вплоть до темп-ры T_C , где происходит переход

Здесь $a^+(\mathbf{p})$, $a^-(\mathbf{k})$ — операторы рождения и уничтожения частиц с импульсами соответственно \mathbf{p} и \mathbf{k} . Для S в нормальной форме (1) вычисление матричного элемента перехода $\langle N|S|M \rangle$ между свободными m -частичным на состоянии $|M\rangle = a^+(\mathbf{p}_m) \dots a^+(\mathbf{p}_1)|0\rangle$, а n -частичным конечным состоянием $\langle N| = \langle 0|a^-(\mathbf{k}_1) \dots a^-(\mathbf{k}_n)$ сводится к использованию квантовой функции $G^c(x_1, \dots, x_n)$ (она отвечает несвязным Фейнмановским диаграммам).

В релятивистской теории нормальную форму (1) удобно переписать в релятивистски-инвариантном виде, через нормальное произведение свободных полей $\varphi(x)$:

$$S = \sum_{n \geq 0} (n!)^{-1} \langle \Phi_n(x_1, \dots, x_n) | \varphi(x_1) \dots \varphi(x_n) : d^4x_1 \dots d^4x_n \rangle (2)$$

где коэффициенты Φ_n зависят от пространственно-временных координат x_i . Тогда Р. ф. дается перестановочными соотношениями оператора O , заданного нормальным разложением типа (2), с операторами $a^\pm(\mathbf{p})$:

$$[O, a^\pm(\mathbf{p})] = \pm \Gamma_{\mathbf{p}}^\mp \delta O / \delta \varphi(x) = \pm (2\pi)^{3/2} (2p_0)^{-1/2} \times \int d^4x \exp(-i\mathbf{p}x) \delta O / \delta \varphi(x) \Big|_{p_0 = \sqrt{p^2 + m^2}} (3)$$

интегральные операции $\Gamma_{\mathbf{p}}^\pm$ осуществляют преобразование Фурье и переводят 4-импульсы $\mathbf{p}(\mathbf{p}_0, \mathbf{p})$ на массовую поверхность: $p^2 = m^2$ (m — масса частицы; используется система единиц, в которой $c = \hbar = 1$). Последоват. выполнение коммутаций a^\pm сначала с S , а затем с её вариант. производными приводит элемент S к неск. эквивалентным формам. Равные формы удобны для выявления следствий разл. аксиом теории; все они используются при исследовании аналитич. свойств амплитуд рассеяния и многочастичных процессов, напр. при доказательстве дисперсионных соотношений в АКТП. В частности, Р. ф.

$$\langle N|S|M \rangle = \Gamma_{\mathbf{k}_1}^- \dots \Gamma_{\mathbf{k}_n}^- \Gamma_{\mathbf{p}_1}^+ \dots \Gamma_{\mathbf{p}_m}^+ G^c(x_1, \dots, x_m; y_1, \dots, y_n) (4)$$

(плюс несвязные вклады) связывает матричный элемент с причинной Грина функцией G^c , через k -ую с помощью преобразования Фурье выражает амплитуда перехода вне массовой поверхности:

$$\int d^4x_1 \dots d^4x_n G^c(x_1, \dots, x_n) \exp\left\{i \sum x_i p_i\right\} = -i(2\pi)^{4n} \delta\left(\sum p_i\right) \cdot F(p_1, \dots, p_n).$$

В формулировке Лемана — Симанзика — Циммермана (Н. Lehmann, К. Symanzik, W. Zimmermann, 1955) исходным объектом теории служит взаимодействующее (интерполирующее) поле $A(x)$. Асимптотич. состояния при $x_0 = t \rightarrow \pm \infty$ строятся как пределы состояний, полученных действием на вакуум $|0\rangle$ сглаженных операторов:

$$A(f, t) = i \int_{x_0=t} d^3x \left\{ f(x) \frac{\partial A(x)}{\partial x_0} - \frac{\partial f(x)}{\partial x_0} A(x) \right\},$$

где $f(x)$ — гладкие решения Клейна — Гордона уравнения (волновые пакеты),

$$|N_\pm^f\rangle = \lim_{t \rightarrow \pm \infty} A(f_1, t) \dots A(f_n, t) |0\rangle.$$

Теорема Хаага — Рували (R. Haag, D. Ruelle, 1962) утверждает, что в АКТП эти пределы существуют вследствие аксиом Уайтмана. При этом $\langle N_+^f | M_-^g \rangle =$

$$= \langle N_+^f | S | M_-^g \rangle, \text{ а при снятии сглаживания, когда } f(x)$$

становится плоской волной с импульсом p_i и энергией

$$p_0 = \sqrt{p^2 + m^2}, \text{ состояние } |N_+^f\rangle \text{ переходит в } |N\rangle.$$

Р. ф. Лемана — Симанзика — Циммермана связывает фигурирующую в (4) причинную функцию Грина с хронологическим произведением взаимодействующих полей:

$$G^c(x_1, \dots, x_n) = K x_1 \dots K x_n \langle 0 | T(A(x_1) \dots A(x_n)) | 0 \rangle,$$

где $K_p = \square - m^2$ ($\square = \Delta$ — Даламбера оператор).

Лит.: Шведер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Ицксон К. Г., Зиббер Ж.-В., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984; Богдолов Н. Н., Догудов А. А., Ойскан А. Н., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987. В. Н. Павлов.

РЕДУЦИРОВАННЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ (наз. также **эффективными**) — характеризуют оптическое излучение по его воздействию на заданный селективный приёмник. При любом спектральном составе излучения одинаковым реакциям селективного приёмника соответствуют равные значения Р. ф. в. В этом их основное удобство, особенно при оценке излучения, применённого в практич. целях. Каждая из Р. ф. в. есть интеграл от произведения **спектральной плотности** соответствующей энергии, величины, характеризующей излучение, на **спектральную чувствительность** данного приёмника. В систему СИ из Р. ф. включены только **световые величины**. Д. Н. Захарев, **РЕЗЕРФОРД** (Рд, Rd) — внесистемная единица активности нуклидов в радиоактивных источниках. Названа в честь Э. Резерфорда (E. Rutherford). 1 Рд равен активности изотопа, в k -ром за 1 с происходит 10^6 распадов, т. е. 1 Рд = 10^6 Бк = $1/37000$ юри. **РЕЗЕРФОРДА ФОРМУЛА** — формула для эффективного сечения рассеяния нерелятивистских заряд. точечных частиц, взаимодействующих по закону Кулона; получена Э. Резерфордом (E. Rutherford) в 1911. В системе центра инерции сталкивающихся частиц Р. ф. имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} (5)$$

где $d\sigma/d\Omega$ — сечение рассеяния в единичный телесный угол, θ — угол рассеяния, $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ — приведённая масса, m_1, m_2 — массы сталкивающихся частиц, v — их относит. скорость, $Z_1 e, Z_2 e$ — электрич. заряды частиц (e — элементарный электрич. заряд). Р. ф. справедлива как в классич., так и в квантовой теории. Ф-ла (5) была использована Резерфордом при интерпретации опытов по рассеянию α -частиц тонкими металлич. пластинками на большие углы ($\theta > 90^\circ$). В результате анализа опытных данных он пришёл к выводу, что почти вся масса атома сконцентрирована в малом положительн. заряд. ядре. Этим открытием были заложены основы совр. представлений о строении атомов. С. М. Вильямс.

РЕЗОНАНС (франц. resonance, от лат. resono — откликаться) — частотно-избирательный отклик колебат. системы на периодич. внеш. воздействие, при k -ром происходит резкое возрастание амплитуды стационарных колебаний. Наблюдается при приближении частоты внеш. воздействия к определённым, характерным для данной системы значениям. В линейных колебат. системах число таких резонансных частот соответствует числу степеней свободы и они совпадают с частотами **собственных колебаний**. В нелинейных колебат. системах, реактивные в диссипативные параметры k -рых зависят от величин стороннего воздействия, Р. м. может проявляться и как отклик на внеш. силовое воздействие, и как реакция на периодич. изменение параметров. В **узком** значении термин «Р.» относится лишь к случаю **силового воздействия**.

Резонанс в линейных системах с одной степенью свободы. Пример простейшего случая Р. представляють

вынужденные колебания, возбуждаемые сторонним источником — гармонической эдс $\sim E_0 \cos pt$ с амплитудой E_0 и частотой p — в колебательном контуре (рис. 1, а). Амплитуда x и фаза φ вынужденных колеба-

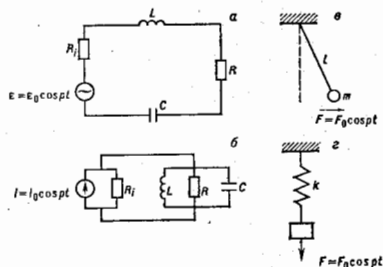


Рис. 1. Колебательные системы с одной степенью свободы: последовательный (а) и параллельный (б) колебательные контуры, математический маятник (в) и уругий осциллятор (г).

ний ряда $[q(t) = x \cos(pt + \varphi)]$ определяются амплитудой и частотой внеш. силы:

$$x = \frac{F}{\sqrt{(\omega_0^2 - p^2)^2 + 4\delta^2 p^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{2\delta p}{\omega_0^2 - p^2}, \quad (1)$$

где $F = E_0/L$, $\delta = (R + R_i)/2L$.

Зависимость амплитуды x стационарных вынужденных колебаний от частоты p вынуждающей силы при постоянной её амплитуде наз. резонансной кривой (рис. 2). В линейном колебат. контуре резонансные кривые, соответствующие различным F , подобны, а фазово-частотная характеристика $\varphi(p)$ не зависит от амплитуды силы.

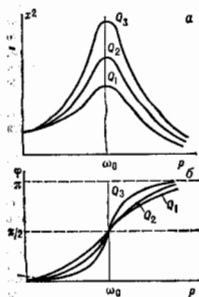


Рис. 2. Резонансные кривые (а) и фазово-частотные характеристики (б) колебательных контуров при разных значениях добротности, $Q_1 < Q_2 < Q_3$.

Уменьшение амплитуды вынужденных колебаний при точной настройке обусловлено нарушением синфазности тока и напряжения в цепи.

Важной характеристикой резонансных свойств колебат. системы (осциллятора) является добротность Q , т.е. по определению, равна умноженному на 2π отношению энергии, запасённой в системе, к энергии, рассеиваемой за период колебаний. При воздействии на резонансной частоте амплитуда вынужденных колебаний x в Q раз больше, чем в квазистатич. случае,

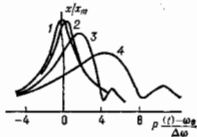
при $p \ll \omega_0$ ($x = QF$). Число периодов колебаний, в течение к-рых происходит установление стационарной амплитуды, также пропорц. Q . Наконец, добротность определяет частотную избирательность резонансных систем. Ширина полосы $R \cdot \Delta\omega$, в пределах к-рой амплитуда вынужденных колебаний падает в $\sqrt{2}$ раз от x , обратно пропорц. добротности: $\Delta\omega = \omega_0/Q = 2\delta$.

При R в электрич. цепи реактивная часть комплексного импеданса обращается в нуль. При этом в последоват. цепи падения напряжения на катушку индуктивности и на конденсаторе имеют амплитуду QE_0 . Однако они складываются в противофазе и взаимно компенсируют друг друга. В параллельной цепи (рис. 1, б) при R происходит взаимная компенсация токов в ёмкостной и индуктивной ветвях. В отличие от последоват. R , при к-ром внеш. силовое воздействие осуществляется источником напряжения, в параллельном контуре резонансные явления реализуются только в том случае, когда внеш. воздействие является источником тока. Соответственно R в последоват. контуре называют R напряжений, а в параллельном контуре — R токов. Если в параллельный контур вместо генератора тока включить генератор напряжения, то на резонансной частоте будут выполняться условия не максимума, а минимума тока, поскольку вследствие компенсации токов в ветвях, содержащих реактивные элементы, проводимость цепи оказывается минимальной (явление антирезонанса).

Подобными чертами обладает явление R в механич. и др. колебат. системах. В линейных системах, согласно принципу суперпозиции, реакцию системы на периодич. несинусоидальное воздействие можно найти как сумму откликов на каждую из гармоник компонент воздействия. Если период несинусоидальной силы равен T , то резонансное возрастание колебаний может происходить не только при условии $\omega_0 \approx 2\pi/T$, но в зависимости от формы $E(t)$ и при условиях $\omega_0 \approx 2\pi n/T$, где $n = 1, 2, \dots$ (R за гармониками).

Резонансные кривые определяют, наблюдая изменение амплитуды вынужденных колебаний либо при медленной перестройке частоты p вынуждающей силы, либо при медленном изменении собств. частоты ω_0 . При высокой добротности осциллятора ($Q \gg 1$) оба способа дают практически одинаковые результаты. Частотные характеристики, полученные при конечной скорости изменения частоты, отличаются от статич. резонансных кривых, соответствующих бесконечно медленной перестройке: на динamicaх частотных характеристиках наблюдается смещение максимума в направлении перестройки частоты, пропорц. μ , где $\mu = t/t^*$, $t^* = Q/\omega_0$ — время релаксации колебаний в контуре,

Рис. 3. Статические и динамические амплитудно-частотные характеристики резонанса при различных скоростях нарастания частоты: $p(t) = \omega_0 + t/t^*$, $\mu = 0(1), 0,0625(2), 0,25(3), 0,505(4)$.



t^* — время, в течение к-рого частота p находится в пределах полосы резонанса $\Delta\omega$. При быстрой перестройке частоты, по мере роста μ , происходит уменьшение высоты и расширение резонансных кривых, причём их форма становится более асимметричной (рис. 3).

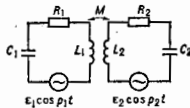
Резонанс в линейных колебательных системах с несколькими степенями свободы. Колебат. системы с неск. степенями свободы представляют собой совокупность взаимодействующих осцилляторов. Примером может служить пара колебат. контуров, связанных за счёт взаимной индукции (рис. 4). Вынужденные колебания в такой системе описываются ур-ниями

$$L_1 \ddot{q}_1 + M \ddot{q}_2 + R_1 \dot{q}_1 + C_1^{-1} q_1 = E_1 \cos p_1 t, \quad (2)$$

$$L_2 \ddot{q}_2 + M \ddot{q}_1 + R_2 \dot{q}_2 + C_2^{-1} q_2 = E_2 \cos p_2 t.$$

Индуктивная связь приводит к тому, что колебания в одних контурах не могут происходить независимо друг от друга. Однако для любой колебат. системы с виск.

Рис. 4. Колебательная система с двумя степенями свободы — пара контуров со связью за счёт взаимоиндукции.



степенями свободы можно найти нормальные координаты, к-рые являются линейными комбинациями независимых переменных. Для нормальных координат система у-рний, подобная (2), преобразуется в цепочку у-рний для вынужденных колебаний такого же вида, как для одиночных колебат. контуров, с тем отличием, что воздействие на каждую из нормальных координат оказывают силы, приложённые, вообще говоря, в разных частях совокупной колебат. системы. При рассмотрении законов движения в нормальных координатах справедливы все закономерности Р. в системах с одной степенью свободы.

Резонансное нарастание колебаний происходит во всех частотах колебат. системы на одних и тех же частотах (рис. 5), равных частотам собств. колебаний системы. Нормальные частоты совпадают с парциальными, т. е. с собств. частотами осцилляторов, входящих в совокупную систему. Если частота сторонней силы равна одной из парциальных частот, то в совокупной системе Р. не наступает. Напротив, в этом случае амплитуды вынужденных колебаний достигают минимума, аналогично случаю антирезонанса в системе с одной степенью свободы. Возможность подавления колебаний, частота к-рых равна одной из парциальных, используется в электрич. фильтрах и успокоителях механич. колебаний.

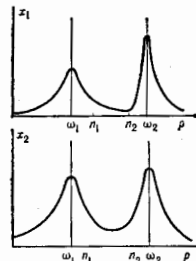


Рис. 5. Резонансные кривые для системы с двумя степенями свободы при силовом воздействии $e_1 \neq 0, e_2 = 0; \omega_1, \omega_2$ — нормальные частоты; ω_0 — парциальные частоты.

В системе, состоящей из слабо связанных осцилляторов с одинаковыми парциальными частотами, резонансные максимумы, отвечающие близким нормальным частотам, могут сливаться, так что частотная характеристика имеет один максимум (рис. 6). Увеличение связи

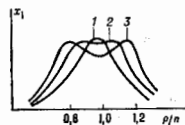


Рис. 6. Резонансные кривые двухконтурной колебательной системы при $\gamma Q = 1(1), \sqrt{2}(2)$ и $2(3); \gamma = M/L, L_1 = L_2$.

между осцилляторами приводит к росту интервала между нормальными частотами системы. Изменение формы резонансных кривых при увеличении коэф. связи иллюстрирует рис. 6. Система осцилляторов при связи, близкой и критической, имеет частотную характеристи-

ку, уподобленную близки Р., причём крутизна её склонов выше, чем у одиночного осциллятора с таким же уровнем потерь. Это свойство обычно используется при создании полосовых электрич. фильтров.

Резонанс в распределённых колебательных системах. В распределённых системах (см. Система с распределёнными параметрами) амплитуда и фаза колебаний зависят от пространственных координат. Линейные распределённые колебат. системы характеризуются набором нормальных частот и собств. ф-ций, к-рые описывают пространственное распределение амплитуд собств. колебаний. Резонансные свойства (добротность) распределённых систем определяются не только собств. затуханием, но и связью с окружающей средой, в к-рую происходит вылучение части энергии колебаний (электрич., упругих и др.). В распределённых системах, обладающих высокой добротностью ($Q \gg 1$), вынужденные колебания представляют собой стоячие волны, пространственное распределение амплитуд к-рых является суперпозицией собств. ф-ций (мод), а фаза колебаний одинакова во всех точках. Действие сторонних сил с частотами, близкими к собственным, ведёт к резонансному нарастанию амплитуды вынужденных колебаний во всех точках объёма распределённой резонансной системы (резонатора).

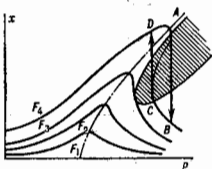
В распределённых системах сохраняют силу все общие свойства Р. Особенностью Р. в распределённых системах (равно как и в системах с виск. степенями свободы) является зависимость амплитуд вынужденных колебаний не только от частоты, но и от пространственного распределения вынуждающей силы. Р. наступает, если пространственное распределение внеш. силы повторяет форму собств. ф-ции, а частота равна соответствующей нормальной частоте. При неблагоприятном пространственном распределении сторонней силы вынужденные колебания не возбуждаются. Это происходит, в частности, тогда, когда сосредоточенная сила прикладывается в точках, для к-рых амплитуда соответствующего нормального колебания обращается к нулю. Так, прикладываемая сосредоточенную силу в точке, являющейся узловой для перемещений струны, невозможно возбудить её колебания, поскольку работа силы будет равна нулю. Если распределение сил таково, что работа, совершаемая ими в разл. частях системы, имеет противоположные знаки и в целом не приводит к изменению энергии, вынужденные колебания также не возбуждаются.

Резонанс в нелинейной колебательной системе. В упругих системах нелинейным элементом является пружина, для к-рой связь между деформацией и упругой силой нелинейна, т. е. нарушается закон Гука. В электрич. системах примером нелинейного диссипативного элемента является диод, вольт-амперная характеристика к-рого не подчиняется закону Ома. Нелинейными реактивными (энергетическими) элементами являются конденсаторы с сегнетоэлектриком или индуктивности с ферритовыми сердечниками. Параметры этих элементов — ёмкость, индуктивность, сопротивление, а также собств. частоту и коэф. затухания в нелинейных системах можно считать ф-циями тока или напряжения. При этом в нелинейных системах не выполняется суперпозиции принцип.

В нелинейных системах гармонич. сила возбуждает негармонич. колебания, в спектре к-рых имеются кратные частоты, поэтому Р. на гармониках происходит и при синусоидальной внеш. силе. В колебат. системах, обладающих достаточно высокой добротностью и частотной избирательностью, наиб. амплитуду имеет их спектральная компонента, частота к-рой близка к частоте Р. Рассматривая лишь колебания с частотой, близкой и резонансной, можно и в этом случае получить семейство резонансных кривых. Для системы с нелинейными реактивными (энергетическими) элементами при $p \approx \omega_0$ эти кривые изображены на рис. 7. Форма резонансной кривой зависит от амплитуды вынуждающей

силы в по мере её увеличения становится всё более асимметричной. Поскольку частота собств. колебаний нелинейного осциллятора зависит от их амплитуды, то и максимумы на резонансных кривых сдвигаются в сторону более высоких или более низких частот. Начиная с некоего значения амплитуды силы, резонансные кривые приобретают неоднозначную кривообразную форму. В определённом интервале частот стационарная амплитуда вынужденных колебаний оказывается зависящей от предшествующей установки колебаний (явление колат. гистерезиса). При этом части резонансных кривых, соответствующих неустойчивым

Рис. 7. Семейство амплитудно-частотных кривых в случае нелинейного резонанса при различных амплитудах сторонней силы ($F_1 < F_2 < F_3 < F_4 < F_5$). Пунктир — неустойчивый участок резонансной кривой. Затрихована область неустойчивых состояний. Стрелками отмечены точки скачкообразного изменения амплитуд колебаний при перестройке частоты вверх (АВ) и вниз (СD).



состояниям, образуют на плоскости (x, p) область фазичастиц сверхаллигуемых режимов (на рис. 7 затрихована).

На явление нелинейного Р. в распротранённых колат. системах могут оказать существ. влияние эффекты самофокусирования и образования ударных волн, особенно в тех случаях, когда на длине резонатора укладывается большое число волн.

Явления, родственные резонансу. В нелинейных колат. системах внеш. периодич. воздействие вызывает не только возбуждение вынужденных колебаний, но и модуляцию энергоёмких и диссипативных параметров. Явление возбуждения колебаний при периодич. модуляции энергоёмких параметров наз. параметрич. резонансом.

Если глубина модуляции энергоёмкого параметра недостаточна для возбуждения параметрич. Р., в колат. системе происходит частичное восполнение потерь. Резонансный отклик на действие слабого сигнала с частотой $p \approx \omega_0$ при этом такой же, как у линейного осциллятора с более высокой добротностью. Кроме того, образуются колебания комбинац. частот $m\omega_0 + n\omega_0$, где ω_0 — частота модуляции параметра, $m, n = \pm 1, \pm 2, \dots$ При совпадении частоты p и $(\omega_0 - p)$ вынужденные колебания в параметрически регенерированной системе зависят от соотношений между фазами параметрич. воздействия и слабой силы (сигнала). При этом может происходить как увеличение, так и уменьшение амплитуд вынужденных колебаний по сравнению с отсутствием параметрич. регенерации (явления «сильного» и «слабого» Р.).

Эффект регенерации потерь и повышения эквивалентной добротности имеет место в резонансных системах с величинными потерями, к-рые содержат элементы с отрицательными дифференциальными сопротивлениями или цепи положительной обратной связи. Такие системы наз. потенциально автоколебательными. Если на потенциально автоколеб. систему воздействует периодич. сила значит. амплитуды с частотой p , она может влиять на затухание колебаний в системе так, что в течение определенной доли периода действия силы затухания оно становится отрицательным. В результате в потенциально автоколеб. системе возбуждаются колебания на частоте ω , близкой к собственной, если дополнительно выполнено условие $\omega = p/n$. Случай $l = 1$ отвечает спяхроизации частоты автоколебаний внеш. силой. При $l \geq 2$ данное явление носит наз. автопараметрич. возбуждения, но аналогия с параметрическим резонансом, в отличие от к-рого при автопараметрич. возбуждении происходит модуляция не энергоёмких, а диссипативных параметров системы.

Термин «Р.» употребляется и по отношению к процессам в квантовых системах, когда частота внеш. воздействия (излучения) равна частоте квантового перехода, так что выполняется условие

$$h\nu = \epsilon_n - \epsilon_m, \quad (3)$$

где ϵ_n, ϵ_m — энергия соответственно n -го, m -го уровней квантовой системы. При выполнении (3) резко возрастают вероятности квантовых переходов, что проявляется как увеличение интенсивности обмена энергией — поглощения и излучения (см. *Квантовая электроника. Лазер*).

Р. может быть причиной неустойчивости и разрушения механич. инженерных конструкций и электр. сетей. В вибропреобразователях Р. позволяет достигать значит. амплитуд упругих колебаний благодаря периодич. действию сравнительно слабой силы. В радиотехнике и радиотехнике явление Р. лежит в основе мн. способов фильтрации сигналов разных частот, обнаружения и приёма слабых сигналов.

Лит.: Горелкич Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Харкевич А. А., Избр. труды, т. 2, М., 1973; Основы теории колебаний, под ред. В. В. Митупина, 2 изд., М., 1988.

РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ НЕЙТРИНО — гипотетич. процесс перехода одного типа нейтрино в другой при распространении в среде с монотонно изменяющейся плотностью. Переход осуществляется непрерывно, в соответствии с вариациями плотности и в осн. при пересечении слоя с т. п. резонансной плотностью. Необходимым условием Р. к. в. является смешивание нейтрино, участвующих в конверсии. Возможность Р. к. в. была показана С. П. Михеевым и А. Ю. Смирновым в 1985 [1], при этом использовались результаты Л. Вольфенштайна [2] 1978—80 по осцилляциям нейтрино в веществе с пост. плотностью (в литературе Р. к. в. часто называют МСВ-эффектом, по именам Михеева, Смирнова, Вольфенштайна).

Условия резонансной конверсии нейтрино. Необходимым условием конверсии нейтрино, напр. $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, является смешивание этих нейтрино, т. е. наличие взаимодействия, переводящего ν_e в ν_μ . В случае вакуумного смешивания это недиагональные массовые члены, так что ν_e и ν_μ оказываются когерентными смесями двух состояний ν_1 и ν_2 с определенными массами m_1 и m_2 :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle, \\ |\nu_\mu\rangle &= \cos\theta |\nu_2\rangle - \sin\theta |\nu_1\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

где θ — вакуумный угол смешивания (см. *Осциллирующие элементарных частиц*).

Конверсия в веществе обусловлена рефракцией — упругим рассеянием нейтрино в среде на нулевой угол, к-рое приводит к появлению у волн нейтрино показателей преломления $n_e, n_\mu, (n - 1) \approx G_F N/k$ (G_F — константа Ферми, N — концентрация частиц среды, $k = |k|$, k — импульс нейтрино). Среда влияет на эволюцию смешанных нейтрино, если n_e и n_μ различны. Это влияние определяется длиной рефракции l_0 — расстоянием, на к-ром догонит. разность фаз между волнами ν_e и ν_μ , возникающая вследствие рассеяния, становится равной 2π [2]:

$$l_0 = 2\pi/k(n_e - n_\mu).$$

Для $\nu_e - \nu_\mu$ -системы в обычной среде различие n_e и n_μ возникает из-за рассеяния ν_e на электронах за счёт заряженных токов:

$$l_0 = 2\pi/k(n_e - n_\mu) = 2\pi/\sqrt{2} G_F N_e$$

(N_e — концентрация электронов).

Среда изменяет смешивание ν_e и ν_μ , к-рое определяется [аналогично (1)] относительно $|\nu_{1m}\rangle$ — собств. состояний гамильтониана для данной среды (с учётом взаимодействия). Состояния $|\nu_{1m}\rangle$ являются аналогами $|\nu_i\rangle$ в среде. Угол смешивания в среде θ_m , связываю-

щий v_e , v_a с v_{im} , v_{am} , не равен θ и является ф-цией плотности среды $\rho \approx m_N N_0 (m_N - \text{масса нуклона})$, а также энергии нейтринно \mathcal{E} . Зависимость параметра смешивания $\sin^2 2\theta$ от ρ (а также от \mathcal{E}) имеет резонансный характер (рис. 1, а). При т. н. резонансной плотности

$$m_N(N_e)_R = \rho_R = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)_{m_N}}{2\sqrt{2} G_F \mathcal{E}} \quad (2)$$

($\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$) $\sin^2 2\theta_{m_N}$ достигает максимума — единицы. Смешивание в резонансе при произвольно малом θ становится максимальным. Полуширина резонанса равна $\Delta\rho_R = \rho_R \tan 2\theta$. Величины ρ_R и $\Delta\rho_R$ определяют резонансный слой $\rho_R \pm \Delta\rho_R$, где в осн. и происходит конверсия.

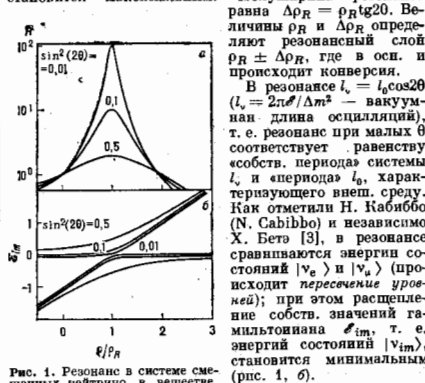


Рис. 1. Резонанс в системе смешанных нейтрино в веществе. Зависимости резонансного фактора $R = \sin^2 2\theta_{m_N} / \sin^2 2\theta$ (а) и энергий уровней \mathcal{E}/m_N от плотности среды для разных значений $\sin^2 2\theta$ (б) (штрихи у кривых). Верхние кривые на рис. б относятся к $k_i = 2$, нижние — к $k_i = 1$.

слабом изменении или постоянстве примесей самих ν_{im} в данном нейтринном состоянии. Аромат ν_{im} определяется углом смешивания θ_m аналогично (1). При уменьшении ρ от $\rho \gg \rho_R$ до $\rho \ll \rho_R$ угол смешивания θ_m уменьшается от $\approx \pi/2$ до $\approx \theta$ и соответственно, если θ мал, аромат ν_{im} меняется практически полностью (у ν_{am} , напр., от $\approx v_a$ до $\approx v_e$). Это изменение происходит в осн. в резонансном слое. Вариации примесей ν_{im} в данном состоянии $|\nu(t)\rangle$ контролируются условием адиабатичности, к-рое устанавливает верхний предел на скорость изменения плотности с расстоянием $d\rho/dr$. Если условие адиабатичности выполнено (ρ изменяется медленно), то вероятности переходов между состояниями преобладающе малы и примеси ν_{im} в $|\nu(t)\rangle$ сохраняются.

Конверсия в среде, переходы в разных режимах. Р. н. в. — это по существу изменение аромата нейтринного состояния при адиабатическом (или слабо неадиабатическом) пересечении резонансного слоя. В зависимости от нач. условий и характера распространения нейтрино выделяют 3 типа переходов.

Безосцилляционный переход реализуется, когда нейтрино возникает при $\rho \gg \rho_R$ и распространяется адиабатически. В этом случае нейтринное состояние $|\nu(t)\rangle$, рождаемое как $|\nu_e\rangle$, $|\nu_0\rangle = |\nu_e\rangle$, будет практически совпадать с $|\nu_{am}\rangle$ и это совпадение сохранится в силу адиабатичности в процессе всей эволюции. Если ρ уменьшается до $\rho \ll \rho_R$, то $|\nu_{am}\rangle$, а вместе с ним и $|\nu(t)\rangle$ изменят аромат практически полностью. Вероятно

обнаружить ν_e на выходе (вероятность выживания) $P = \sin^2 \theta$ (рис. 2).

Осцилляционный адиабатический переход реализуется, когда адиабатичность выполнена, но нейтрино рождаются близко к резонанс-

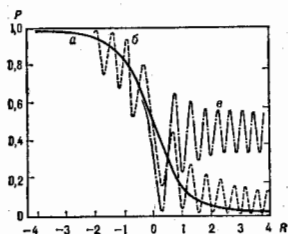


Рис. 2. Пространственная карта резонансной конверсии. Зависимость вероятности выживания от расстояния до резонансного слоя для безосцилляционного (сплошная линия), осцилляционного адиабатического (штриховая линия) и неадиабатического (штрих-пунктирная линия) переходов. Резонанс реализуется при $R = 0$; интервал $R = (-1; 1)$ соответствует резонансному слою.

ному слою или в самом резонансном слое. В этом случае нейтринное состояние содержит сравнимые примеси обоих состояний, причём в силу адиабатичности эти примеси будут сохраняться. Наличие примесей ν_{im} в $|\nu(t)\rangle$ приводит к осцилляциям. Осцилляции накладываются на конверсию (рис. 2), однако ср. значение вероятности будет изменяться в соответствии с величиной плотности [см. ниже ф-лу (3) с $P_{21} = 0$].

Неадиабатический переход. Примеси состояний изменяются. Даже если в нач. момент $|\nu\rangle$ совпадало с $|\nu_{am}\rangle$, то в процессе распространения с нек-рой вероятностью P_{21} в нём появится примесь ν_{im} . Ср. вероятность выживания при этом имеет вид

$$P = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_{21}\right) \cos 2\theta_m^0 \cos 2\theta_m(\rho), \quad (3)$$

где θ_m^0 — угол смешивания в точке рождения. С ростом P_{21} конверсия ослабляется (рис. 2) [4].

Р. н. в. аналогична многим известным явлениям в разных областях физики [5] — передаче колебаний в системе связанных маятников, повороту спина электрона во вращающемся магн. поле, переходам между уровнями атомов и молекул под действием внеш. возмущения и др.

Обобщения. Типы резонансной конверсии. Условия резонансной конверсии — смешивание, резонанс (пересечение уровней), адиабатичность — имеют ряд разл. реализаций. В зависимости от свойств нейтринных состояний, к-рые смешиваются, выделяют 3 типа конверсии. При т. н. ф-лэверной конверсии (от англ. flavor — аромат), обсуждавшейся выше, измеряется аромат нейтринного состояния, во не является спиральность. В общем случае смешиваются 3 типа нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , и такая система обладает 3 резонансами. Если массы m_1, m_2, m_3 достаточно сильно различаются, так что резонансы разделены на шкале плотностей, то их прохождение можно рассматривать независимо: трёхнейтринная конверсия сводится к двухнейтринной. Спиральная конверсия реализуется между левой (ν_L) и правой (ν_R) компонентами дираковского нейтрино ($\nu_L \rightarrow \nu_R$). Смешивание ν_L и ν_R обусловлено взаимодействием магн. момента нейтрино μ , с магн. полем. Как распределение уровней, так и их пересечение связаны с рефракцией в неоднородной среде. При спин-флэверной конверсии

меняются в аромат, и спиральной нейтринного состояния, напр. $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{eR}$ (где ν_{eL} и ν_{eR} соответственно левое и правое нейтрино и правое мюонное антинейтрино). Смешивание вызвано взаимодействием т. н. недиагонального магн. момента нейтрино с магн. полем. Расщепление уровней обусловлено различием в массах и взаимодействиях ν_{eL} с веществом [6]. Разные типы конверсии отличаются зависимостями эффектов от энергии нейтрино.

Приложения. Области возможных приложений Р. к и. н. — нейтринная астрофизика и геофизика — определяются тем, что толща d вещества, проходящая нейтрино, должна быть достаточно большой: $d \geq d_0 \approx \rho d_0 \approx m_N / G \approx 3 \cdot 10^6$ г/см². Условия конверсии выполняются в широких интервалах Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ (несколько порядков величин) на Солнце и в коллапсирующих звездах. Осн. эффекты конверсии в среде — подавление потока нейтрино исходного типа (соответственно появление потоков нейтрино новых типов) и искажение энергетич. спектра нейтрино, зависящее определенным образом от Δm^2 и $\sin^2 2\theta$.

Приложения имеют 3 следующих аспекта. Во-первых, поскольку конверсия изменяет свойства потоков нейтрино, её возможные эффекты следует иметь в виду при интерпретации наблюд. данных нейтринной астрономии. В частности, конверсия может решить проблему солнечных нейтрино. Во-вторых, если профиль плотностей и исходный спектр нейтрино известны, то, измеряя искажение спектра, можно в принципе определить Δm^2 и $\sin^2 2\theta$. Р. к и. н. открывает уникальные возможности, т. к. сильные изменения в лучках возникают даже при очень малых значениях параметров смешивания и Δm^2 , не доступных обычным экспериментам. Если эффекты конверсии не будут обнаружены, это позволит исключить область параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, namely, перекрытую область чувствительности существующих и планируемых лаб. экспериментов. Наконец, если Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ известны, то по эффектам конверсии можно судить о распределении плотностей вещества на пути нейтрино.

¹ Лит.: 1) М и х е в С. П., С м и р н о в А. Ю., Резонансное усиление осцилляций в веществе и спонтанности солнечных нейтрино, «Ядерная физика», 1985, т. 42, в. 6, с. 1444; и х же, Осцилляция нейтрино в среде с переменной плотностью и усиления от гравитационных коллапсов звезд, «Известия», 1986, т. 91, с. 7, 2) W o l f e n b e t e l N., Neutrino oscillations in matter, «Phys. Rev. D.», 1978, в. 17, p. 2369; е го же, Neutrino oscillations and stellar collapse, «Phys. Rev. D.», 1979, в. 20, p. 2634; 3) B e t h e H., Possible explanation of the Solar-Neutrino puzzle, «Phys. Rev. Lett.», 1986, в. 56, p. 1308; 4) F r a n k e S. J., Nonadiabatic level crossing in resonant neutrino oscillations, «Phys. Rev. Lett.», 1986, в. 57, p. 1275; 5) М и х е в С. П., С м и р н о в А. Ю., Резонансные осцилляции нейтрино в веществе, «ФДН», 1987, т. 153, с. В; 6) А х м е д о в Е. Х., Б е ч у к О. В., Резонансная спи-флевиновая прецессия нейтрино и проблема солнечных нейтрино, «Известия», 1988, т. 95, с. 442. А. Ю. Смирнов.

РЕЗОНАНСНАЯ ЛИНИЯ — спектральная линия атома, для к-рой частота испускаемого света совпадает с частотой излучения, поглощаемого атомом в осн. состоянии. Обычно термин «Р. л.» применяют к одной

или нескольким набр. интенсивным линиям, соответствующим разрешенным оптич. переходам (электрич. дипольным переходам) между осн. состоянием и набр. являю деками возбужденными уровнями энергии (рис.). Р. л. атомов большинства элементов расположено в видимой и УФ-областях спектра. Напр., длины волн Р. л. атомов Н, He, Na и Hg соответственно равны (в нм): 121,568; 58, 4328; 588,995/589, 593; 253,652/184, 950. Р. л. атомов Cs и Fr расположены в ближней ИК-области спектра.

Лит. см. при ст. Спектральная линия.

Е. А. Юков.

РЕЗОНАНСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (резонансная флуоресценция, резонансное рассеяние, резонансная люминесценция) — фотолуминесценция, при к-рой частота возбуждающего излучения ω_0 практически совпадает с частотой фотолуминесценции атома $\omega = (\epsilon_2 - \epsilon_1)/h$, где ϵ_2 и ϵ_1 — энергии верхнего возбужденного и нижнего (обычно основного) уровней энергии атома. Р. и впервые обнаружено в 1904 Р. Вудом (R. Wood) в парах натрия.

Р. и на изолиров. атоме по существу есть *релеево*е рассеяние света, усиленное благодаря резонансу на много порядков величин. Спектр Р. и неподвижного изолиров. атома зависит от спектра возбуждающего излучения. При возбуждении его излучением непрерывного спектра шириной $\Delta\omega \gg \gamma_{\text{ей}}$, где $\gamma_{\text{ей}}$ — естественная ширина спектральной линии данного атома, линия Р. и имеет дорелеевский характер с шириной $\gamma_{\text{ей}}$ (см. Контур спектральной линии), т. е. такой же, что и при возбуждении атома др. способом (напр., столкновительным). Если атом возбуждается монохроматич. излучением, то его Р. и является также монохроматическим и имеет ту же частоту ω_0 (с точностью до эффектов отдачи). При этом, если осн. состояние атома не вырождено, то падающая волна и волна Р. и когерентны.

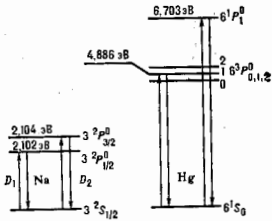
В разреженном газе контур линии Р. и определяется доплеровским уширением спектральных линий и его ширина зависит от угла рассеяния. Если спектральная линия атома испытывает доплит. уширение Γ и сдвиг Δ за счёт соударений, а Р. и возбуждается монохроматич. излучением, то спектр Р. и состоит из излучения той же частоты ω_0 и лоренцевского контура с максимумом на частоте $\omega_0 + \Delta$ и с шириной $\Gamma + \gamma_{\text{ей}}$. В том случае, когда столкновение приводит лишь к сдвигу фазы волновой ф-ции атомного состояния, отношение интенсивностей этих компонент Р. и равно $\gamma_{\text{ей}}/\Gamma$. При наличии неупругих столкновений отношение интенсивностей будет другим и в спектре Р. и возможно появление доплит. линий.

Обычно Р. и поляризовано. В общем случае степень поляризации и её характер определяются поляризацией возбуждающего излучения, направлением возбуждения по отношению к направлению распространения возбуждающей волны, давлением и составом излучающего газа, ориентацией и величиной внеш. электр. и магн. полей. Особенно сильно на поляризацию влияет магн. поле (см. Зеемана эффект).

При возбуждении Р. и излучением высокой интенсивности резонансная спектральная линия расщепляется, а также происходят и др. изменения спектра, зависящие от статистич. свойств возбуждающего излучения.

Лит.: Вуд Р., Физическая оптика, пер. с англ., Л.—М., 1936; М и т ч е л А., Земаанский М., Резонансное излучение в возбужденных атомах, пер. с англ., М.—Л., 1937; Г а й т л е р В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., 12 изд., М., 1956; П р и н г е р с е й м П., Флуоресценция и фосфоресценция, пер. с англ., М., 1954; В е р е с т е н ц и й В. В., Л и ф ш и н Е. М., П и т е в с к и й Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; А х м е д о в Е. Х., В о р с т е л и н В. В., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Л о у д о н Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; S w a i n S., Theory of atomic processes in strong resonant electromagnetic fields, в сб.: Advances in atomic and molecular physics, в. 18, N. Y.—L.—Toronto, 1980, p. 159. Е. А. Юков.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ — процессы, для к-рых характерна резкая немонотонная зависи-



Схемы изомежающих уровней энергии и резонансные являющиеся переходы Na (являющийся дублет D₁ и D₂) и Hg.

мость эфф. сечения от энергий бомбардирующих частиц. Для сечений мн. ядерных реакций и процессов рассеяния микростаян характерно наличие острых резонансов. Это связано с существованием квази стационарных (метастабильных) состояний в промежуточных составных системах, время жизни k -рых заметно больше времени пролета частицы через ядро (см. Составное ядро). Стабильность таких квази стационарных состояний в условиях, когда возможно («открыто») много каналов распада, обусловлена кулоновскими и центробежными барьерами, задерживающими процессы распада, а также сложностью внутр. структуры. Вероятности образования конфигураций, связанных с каналами распада, для таких структур оказываются малыми. О. Бор объяснил природу узких резонансов, наблюдающихся в ядрах при высоких энергиях возбуждения, исходя из представления о существовании квази стационарных уровней ядер сложной (статистической) природы [1].

Если энергия падающей частицы такова, что полная энергия системы равна (или почти равна) энергии, соответствующей одному из уровней промежуточного ядра, то вероятность его образования значительно больше, чем в случае, когда энергия частицы соответствует промежутку между энергетич. уровнями. Поэтому возникают характерные максимумы выхода различных ядерных процессов в зависимости сечения σ от энергии падающих частиц. Если вероятность ядерного процесса определяется только резонансным рассеянием в единств. резонансе, то применима Брейта—Винера формула

$$\sigma = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_r}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1)$$

Здесь J — спин промежуточного ядра (резонанса), s — спин частицы, I — спин ядра-мишени, λ — длина волны де Бройля, Γ_p , Γ_r — парциальные ширины резонанса, соответствующие входному и выходному каналам ядерной реакции, Γ — полная ширина резонанса, ϵ_0 — резонансная энергия частицы.

Полную амплитуду рассеяния f можно записать в виде

$$f = f_{nr} + f_p \quad (2)$$

где f_{nr} — амплитуда нерезонансного рассеяния, f_p — резонансного. Амплитуда f_p связана с сечением σ_p . Амплитуду f_{nr} обычно определяют с помощью оптической модели ядра, исследуя упругое резонансное рассеяние, для k -рого $f_p = \Gamma$.

Впервые резонансное рассеяние медленных нейтронов наблюдал Э. Ферми с сотрудниками в 1934 [2] (см. Нейтронная спектроскопия). Ими было обнаружено, что в некоторых случаях поперечные сечения захвата нейтронов значительно превосходят размеры ядер, что связано с квантовомеханич. природой рассеяния и большим значением λ . В дальнейшем благодаря возможности плавного изменения энергий бомбардирующих частиц (ускоренных с помощью электростатич. ускорителей) исследования резонансного рассеяния заряж. частиц были осн. методом получения информации об уровнях ядер и их квантовых характеристиках

(спине, четности), о парциальных и полных ширинах состояний.

Если плотность состояний промежуточного ядра невелика и справедлива ф-ла (1), то в случае заряд. частиц нерезонансная амплитуда f_{nr} определяется кулоновским рассеянием, а ширина Γ гл. обр. связана с каналом распада. При этом часто достаточно измерить зависимость сечения от энергии под некот. углом, чтобы судить об орбитальном моменте частицы, захваченной в

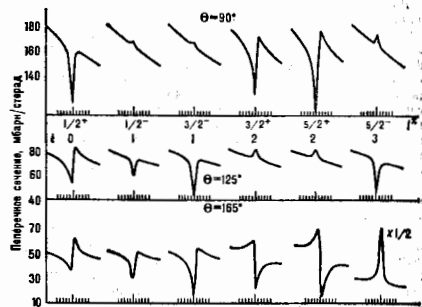


Рис. 1. Зависимость сечения резонансного рассеяния от орбитального момента l , падающих ядер при разных углах рассеяния.

резонансное состояние. Простота определения орбитального момента является следствием интерференции амплитуд кулоновского рассеяния и амплитуды, соответствующей брейт-винеровскому резонансу (рис. 1).

Открытие аналоговых резонансов (см. Аналоговые состояния) потребовало увеличения энергии ускорителей и улучшения их энергетич. разрешения, необходимого для измерения тонкой структуры аналоговых резонансов.

В ядерной физике низких и средних энергий Р. я. п. используются для исследования т. н. квазимолекуляр-

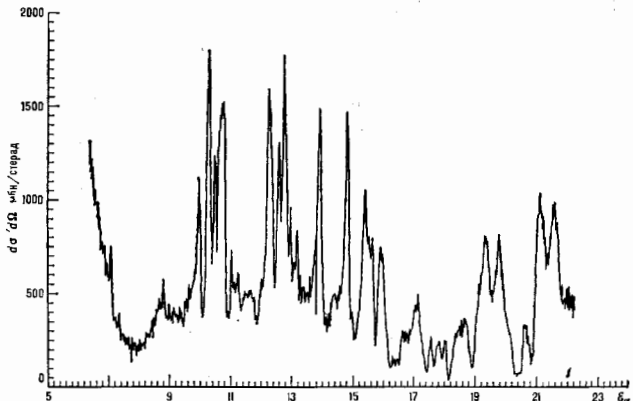


Рис. 2. Спектр α -частиц отдачи при торможении ионов ^{140}O в Ne.

ных ядерных систем типа α -частица — ядро, два ядра ^{12}C , два ядра ^{24}Mg и т. д. (см. *Ядерная ассоциация мольдаев* [3]). В этом случае выделение состояний в области высоких энергий возбуждения, когда открыто много каналов распада составной системы, объясняется своеобразной структурой уровней, приводящей к преобладающей вероятности распада по одному каналу. Примером такого выделения может служить спектр, полученный при торможении ускоренных ионов ^{16}O с энергией 90 МэВ в He (рис. 2). Наблюдаемые резонансы в спектре α -частиц отдачи связаны с тем, что при определ. энергии ионов ^{16}O и ядер He существуют уровни составной системы ^{20}Ne с характерной квази-молекулярной структурой уровней ($^{16}\text{O} + \alpha \rightarrow ^{20}\text{Ne}$).

Большие сечения, характерные для резонансных реакций при определ. энергиях, являются основой для аналитического анализа материалов. При высоких энергиях ускоренных частиц резонансные ядерные реакции являются инструментом поиска новых частиц — резонансов.

Лит.: 1) В о h r N. K. а l c k a г a P., On the transmutations of the atomic nuclei by impact of material particles, «Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Math.-Fys. Medd.», 1937, v. 14, № 10, p. 1; 2) F e r m i E. и др., Azione di sostanze idrogenate sulla radioattività provocata da neutroni, «Ric. Sci.», 1934, v. 5, p. 1282; 3) Z u t t i R. и S. W., Spine and spin alignment of heavy ion nucleus resonances, Proc. Fifth Int. Conf. Clustering Aspects in Nuc. and Subnuc. Systems, Kyoto, 1988, 1., «Phys. Soc. Jpn.», 1989, v. 58, Suppl., p. 37. В. З. Гольдберг.

РЕЗОНАНСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ — усилитель электрических колебаний, содержащий резонансный колебательный контур и имеющий вследствие этого большое усиление в сравнительно узкой полосе частот вблизи резонансной частоты (см. также *Резонанс*), что позволяет с помощью Р. у. не только усиливать, но и выделять колебания с требуемыми частотами. Р. у. широко используются в радиотехнике, гл. обр. в качестве малошумящих избират. усилителей на входе радиоприёмных устройств и мощных усилителей на выходе радиопередающих устройств. По принципу работы разделяются на Р. у., построенные на взаимных усилит. элементах без внеш. питания, *обратной связи*, и Р. у. регенеративные.

В Р. у. первого типа усиливаемые колебания подаются к управляющему электроду (транзистора, электронной лампы, ИС), резонансный контур включён в цепь выходного электрода и возбуждается его током. Используются преим. на умеренно высоких частотах, на к-рых значительно развязка между выходной и входной цепями управляющего электрода. В качестве резонансного контура применяют обычно простые одиночные контуры с сосредоточенными параметрами и малым собств. затуханием ($d \ll 1$). В режиме усиления малы колебаний макс. коэф. усиления напряжения при резонансе $K_{\text{макс}} = S R_0$, где S — крутизна усилит. элемента, R_0 — эквивалентное сопротивление резонансного контура на резонансной частоте f_0 . Амплитудно-частотная характеристика при малых расстройках Δf от частоты резонанса описывается выражением

$$\frac{K}{K_{\text{макс}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\Delta f / f_0 d)^2}}$$

где K — коэф. усиления при расстройке Δf ; полоса пропускания на уровне 3 дБ $\Pi = f_0 d_3$, где d_3 — результирующее затухание шунтированного др. цепями резонансного контура. Фазовая характеристика Р. у. также определяется гл. обр. соответствующими характеристиками резонансного контура. Для неискажённого усиления больших модулируемых колебаний стремится к линейзации динамик. колеб. характеристики Р. у. — зависимости первой гармоники выходного тока усилит. элемента от амплитуды напряжения на управляющем электроде.

В резонансный контур регенеративных Р. у., включённый в тракт усиливаемых колебаний на проход или на отражение, вносится *отрицательное дифференциальное сопротивление*, обусловленное введением по-

ложительной обратной связи (при *незамкнутом усилит. элементе*), разл. физ. явлениями в полупроводниковых диодах (туннельных, лаинно-протонных, диодах Гавана и др.), изменением реактивного параметра резонансного контура под действием генератора *малячки* (параметрич. усилитель) и т. д. Р. у. находят применение гл. обр. в СВЧ-диапазоне, где обеспечение хорошей развязки между выходными и входными цепями трёхэлектродных усилит. элементов затруднено. В качестве резонансного контура используются *объёмные резонаторы* и резонаторы из отрезков *линий передачи* разл. типов: полосковых, щелевых, компланарных, коаксиальных, волноводных и др. Макс. коэф. усиления мощности при резонансе регенеративного Р. у. отражат. типа $K_{P_0} = 4R_0^2 / (R_0 + r_0)^2 (1 - \gamma)^2$, где R_0 — волновое сопротивление согласованного тракта усиливаемых колебаний, r_0 — сопротивление собств. потерь регенерирующего элемента, $\gamma = R_0 / (R_0 + r_0)$ — коэф. регенерации, R_0 — входное в резонатор отрезок, сопротивление; полоса пропускания при одностороннем резонансе $\Pi = f_0 d_3 (1 - \gamma)$. При $\gamma \rightarrow 1$ возрастает усиление, но сужается полоса пропускания, и на практике при $K_{P_0} > (10-20)$ дБ полоса сокращается до единичных процентов, а Р. у. переходит в режим генерации. В таких Р. у. для разделения входящей и усиленной отражённой волны используют взаимные элементы — ферритовые циркуляторы. Регенеративные Р. у. проходного типа ещё более уязвимы и имеют более высокий уровень собств. шумов, поэтому применяются реже отражательных, особенно в малошумящих радиоприёмных устройствах.

Лит.: Р и з и н А. А., Основы теории усилительных схем, 2 изд., М., 1954; Радиоприёмные устройства, под ред. А. П. Жуковского, М., 1989.

Н. Н. Фомин.

РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ — ускоритель элементарных частиц, в к-ром ускорение производится переменным высокочастотным электрич. полем. К Р. у. относятся *линейные ускорители* и все *циклические ускорители*, кроме *бетатронов*. В Р. у. частицы проходят ускоряющие промежутки лишь в те моменты времени, когда поле в них находится в *равновесной фазе* или вблизи неё. В линейных ускорителях частицы последовательно проходят ряд таких промежутков, в циклических — многократно возвращаются к одним и тем же промежуткам, постепенно увеличивая свою энергию.

Л. Л. Гольдберг.

РЕЗОНАНСЫ (резонансные частицы) — короткоживущие возбуждённые состояния ядернов. В отличие от др. нестабильных частиц, Р. распадаются в осн. за счёт сильного взаимодействия. Поэтому их времена жизни лежат в интервале $10^{-22}-10^{-24}$ с, что по порядку величины близко к характерному ядерному времени ($\sim 10^{-22}$ с).

В зависимости полных эфф. сечений рассеяния σ от энергии E (в системе центра инерции) Р. часто проявляются в виде колоколообразного (т. н. брейт-вингеровского) максимума:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(\sigma_0 - E)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (1)$$

Энергия E_0 , соответствующая максимуму сечения $\sigma = \sigma_0$, сопоставляется с массой Р., $M = E_0/c^2$. (Обычно в физике элементарных частиц используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$; тогда $M = E_0$.) Полная ширина Γ резонансовой кривой на половине её высоты определяет время жизни Р.: $\tau \approx \hbar/\Gamma$ (в соответствии с *неопределенности соотношением* между энергией и временем). Для определения сдвига Р., как и в явном, необходим более тщательный анализ угл. зависимости дифференц. сечения упругого рассеяния с целью нахождения той парциальной амплитуды, в к-рой проявляется этот максимум (см. *Рассеяние микрочастиц*, *Поларизационные эффекты* в рассеянии частиц).

Первый Р. открыт в нач. 1950-х гг. Э. Ферми (E. Fermi) с сотрудниками при изучении процесса взаимодействия π^- -мезонов с протонами на протонном

циклотрон в Чикаго (США). В совр. обозначениях это был $P_{1, \Delta_{2,1}^+}$ или $\Delta_{2,3}$ (1232), где первая цифра индекса у символа P , означает удвоенный *изотопический спин* l частицы, вторая — её удвоенный *спин* J (в скобках указана масса P , в МэВ). Ширина этого P , $\Gamma = 116$ МэВ (т. е. время жизни $\tau = 5,7 \cdot 10^{-25}$ с). В дальнейшем этот P , был обнаружен и в системе (π^+).

Осн. часть P , была открыта в 60-х гг. в экспериментах, выполненных на протонных ускорителях. P , делится на 2 группы: b и a и о н и е P , обладающие *барийным числом* ($B = 1$) и распадается на мезоны и один стабильный барий; m с а о н и е P , ($B = 0$), распадается на мезоны. P , с ненулевой *странностью* нац. странами. К 1988 открыто более 300 P , к-рые группируются примерно в 40 барийных и 30 мезонных *изотопических мультиплетов*. Массы наблюдаемых барийных P , лежат в интервале от 1,2 до 4 ГэВ, мезонные — от 0,7 до 2 ГэВ. Исключение составляют новые мезонные P , массы к-рых достигают 9–10 ГэВ (см. *Яварский, Очарованные частицы, Имписон-частицы*). Ниж. границы массовых спектров P , определяются массами ядерно-стабильных (стабильных) относительно распадов за счёт сильного взаимодействия мезонов и бариев, а верхние — экстрем. возможностями их образования (ядерно-стабильные частицы условно относят к стабильным частицам).

Осн. методы обнаружения P , таковы.

а) Наблюдение максимума в полном аффективном сечении рассеяния. В полном сечении наблюдается колонолобобразный максимум $\sigma(\theta) \sim |\Gamma_{\text{вв}}(\theta)|^2$, положение и полная ширина к-рого равны соответственно M и Γ . Этот метод, однако, не позволял провести полного определения квантовых чисел P , в частности n .

б) Проведение фазового анализа. Здесь исходными измеримыми величинами являются дифференц. сечения уругото рассеяния, т. е. сечения, измеренные как ф-ция угла рассеяния θ и полной энергии E . Квантовомеханич. амплитуда рассеяния $T(\theta, E)$ затем разлагается в ряд по *сферическим функциям*, а в простейшем бесспиновом случае — по полиномам Лежандра $P_l(\cos\theta)$:

$$T(\theta, E) = \sum (2l+1) P_l(\cos\theta) T_l(E). \quad (2)$$

Коэф. $T_l(E)$ этого разложения — *парциальные волны* рассеяния с орбитальным (угловым) моментом, равным целому положит. числу l , — определяются из эксперим. данных как комплексные ф-ции действ. переменного E . P , со спином $J = l$ проявляется в виде брейт-вингеровского вклада (1) в $T_l(E)$: $T_{\text{вв}}(E) = (\Gamma/2)/(M - E - i\Gamma/2)$. Этот метод позволяет определять все характеристики P , (массу, ширину, спин, *чистоту* и т. д.).

Методы а) и б) служат в осн. для обнаружения барийных P .

в) Поиск максимумов в массовых распределениях используется при обработке данных по неупругим реакциям вида $a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n$, когда в результате соударения двух частиц a и b возникает n частиц ($n \geq 3$). Здесь строят распределение числа событий n деюжия (или нескольких) выделенными в конечном состоянии частицами, напр. c_1, c_2 , в зависимости от суммарной энергии этих частиц в их системе центра инерции; в этой системе суммарная энергия $E_{12} = E_1 + E_2$ определяет т. в. эфф. массу M_{12} пары частиц $c_1 + c_2$. Распределение по M_{12} наз. *массовым распределением*. Максимум в массовом распределении около ср. значения $M_{12} = M^*$ интерпретируется как P , с массой M^* , к-рый может распадаться на частицы c_1 и c_2 . Данный метод можно успешно применять и в тех случаях, когда P , распадается на сравнительно большое число частиц.

Вариантом этого метода может считаться метод «ведущей массы». Он используется в тех случаях, когда, напр., $n = 3$ и регистрировать частицу c_3 легче,

чем частицы c_1 и c_2 . Энергию пары частиц c_1, c_2 вычисляем по разности $E_{12} = E_{\text{аб}} - E_3$ (как «ведущую» энергию). P , проявляется как максимум в распределении по «ведущей» массе. Изучение массовых распределений — осн. способ обнаружения мезонных P .

P , лежащие в верх. части массового спектра, обладают большими спинами и большими ширинами. Наибольший надёжно установленный спин $J = 11/2$ [$P_{\Delta_{2,1}(2420)}$]. Эти P , могут распадаться мн. способами.

Кол-во возможных каналов распада быстро увеличивается с ростом массы P . В области 1,5–2 ГэВ барийных P , напр., имеют ок. 5 разл. каналов распада. Важная особенность механизма многочастичных каналов распада тяжёлых P — его каскадность (многоступенчатость). Напр., в распаде нестранного барийного $P_{\Delta_{2,1}(1950)}$ доминирует канал $\Delta_{3,1} \rightarrow l + N$, однако он идёт в 2 этапа: сначала $\Delta_{3,1}$ распадается на пион и $\Delta_{3,3}$, а затем $\Delta_{3,3}$ — на l и N .

Несмотря на нек-рый рост полной ширины (т. е. полной вероятности распада), с возрастанием энергии вероятности распадов в каждый данный канал уменьшаются. Это затрудняет обнаружение и изучение свойств P , с массами $M > 2$ ГэВ.

P , с одинаковыми спинами и сумм. чётностью во мн. случаях удается объединить в семействах — т. в. унитарные мультиплеты, отражающие наличие приближённой симметрии сильного взаимодействия относительно преобразований из группы $SU(3)$.

Массовые спектры P , проявляют нек-рые специфич. закономерности. Так, зависимость спинов P , (мезонных и барийных) от квадратов их масс хорошо описывается линейными ф-циями (т. в. траекториями Редже) $J = a + bM^2$, где a — число, $b \approx 1$ ГэВ² — наклон этих траекторий (см. *Редже полюсов метод*). Линейность этих зависимостей и универсальность значений b для мезонных и барийных траекторий пока не получила удовлетворит. теоретич. объяснения.

При описании P , как с помощью траекторий Редже, так и с помощью унитарных мультиплетов на одну траекторию Редже или в один мультиплет могут впасть как P , так и стабильные адроны. Это свидетельствует о близкой динамич. природе происхождения этих частиц. Т. о., деление адронов на стабильные частицы и P , по известной степени случайно и обусловлено соотношением между массами P , и массами возможных продуктов распада, подобно тому как нестабильность нейтрона относительно β -распада связана с тем, что $m_n > m_p + m_e + m_{\nu}$ (где m_n — массы соответствующих частиц).

Лит.: Хил Д. Р. Д. Резонансные частицы, в ян.: Элементарные частицы, пер. с англ., М., 1965; Мандельштам С., Растущие траектория Редже и динамика резонансов, пер. с англ., *УФН*, 1970, т. 101, в. 3, с. 423; Дубов в. о. в. М. С., Свия и о. в. Ю. В. Распад резонансных состояний и определение их квантовых чисел, там же, в. 4, с. 655; Ширков Д. В., Свойства траекторий полюсов Редже, там же, 1970, т. 102, в. 1, с. 87; Н. о. в. Ю. В. Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972.

РЕЗОНАТОР (от лат. *resono* — звучу в ответ, откликаюсь) — устройство или природный объект, в к-ром происходит накопление энергии колебаний, поставленной извне. Как правило, P , относятся к линейным колебл. системам и характеризуются т. в. резонансными частотами. При приближении частоты внеш. воздействия к резонансной частоте в P , наблюдается достаточно резкое увеличение амплитуды вынужденных колебаний. Это — явление *резонанса*. После отключения внеш. источника колебания внутри P , какое-то время сохраняются. Они совершаются на частотах, близких к резонансным, и представляют собой свои собственные или свободные колебания P . Если пренебречь диссипацией (в т. ч. и потерями на налучение), то P , ведёт себя как идеальная консервативная колебл. система, обладающая дискретным спектром собств. колебаний. При наличии потерь чисто гармонич. собств. колебания невозможны, соответствующие им резонансные кривые P .

упряются. Это упрощено характеризуют добротностью $Q = \omega / \Delta\omega$ (ω — резонансная частота, $\Delta\omega$ — ширина резонансной кривой). Добротность определяет отношение запасённой в Р. колебат. энергии W к энергии потерь за один период колебаний, $Q = \omega W / P$ (P — мощность потерь); однако следует иметь в виду, что само понятие запасённой энергии в диссипативных системах является до век-рости степенно условным, зависящим от принятой модели (идеализации) Р.

Р. различаются прежде всего физ. характером происходящих в них процессов. Так, существуют механит., акустич., эл.-маг. и др. Напр., одномерный механит. Р. является струна с закреплёнными концами, двумерный — уругая мембрана. В случае акустич. колебаний роль Р. часто выполняют разл. трубы, колбы, сосуды, наполненные газом (воздухом) (см. Резонатор акустический). Акустическими Р. могут служить комнаты, залы или их отд. части, что приводит к эффекту реверберации (продолжительного эхового звучания на избранных частотах) и нарушает акустич. совершенство помещений. Уникален по своим свойствам (диапазонность, перестраиваемость и т. п.) Р. голосового аппарата человека и животных.

Простейший Р. для эл.-магн. колебаний — колебательный контур, состоящий из индуктивности L , ёмкости C , сопротивлений R ; его собств. частота $\omega = (LC)^{-1/2}$, а добротность $Q = R^{-1}(L/C)^{1/2}$. Размеры колебат. контура l должны быть малы по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ ($l \ll \lambda$). Иначе существенны будут потери на излучение эл.-магн. волн, что ведёт к уменьшению Q . Для снижения таких потерь применяют экранирование Р. в виде замкнутых объёмов с хорошо проводящими стенками. Это — т. н. объёмные резонаторы, или андвибраторы (в отличие от экранированных, поля к-рых сосредоточены вне формирующих поверхностей). Объёмные Р.—колебат. системы с распределёнными параметрами. Их форма может быть произвольной, но для простой экраниров. полости (сферической, цилиндрической и т. п.) ниж. частота собств. колебаний (мод) всегда обратно пропорциональна времени пребывания эл.-магн. волн между стенками $\omega_{\text{ниж}} \sim c/l$. Объёмные Р. служат в технике СВЧ. В миллиметровом, субмиллиметровом и оптическом диапазонах чаще всего используют открытые резонаторы, размер к-рых $l \gg \lambda = 2\pi c/\omega$. Их резонансные моды формируются в результате многократного отражения квазиоптич. лучков эл.-магн. волн от двух или неск. зеркальных поверхностей (см. Оптический резонатор, Квантовая, Интерферометр Фабри — Перо). Спектр собств. колебаний открытых Р. значительно разрежен по сравнению со спектром полностью экраниров. систем, т. к. объединённые в лучки группы мод, попадающие мимо зеркал, высвечиваются и, следовательно, относятся к низкодобротным. Открытые Р. играют важную роль в работе лазеров и лазеров. В реалт. диапазоне обычные зеркала перестают быть хорошими отражателями, поэтому их заменяют периодич. многослойными структурами, обеспечивающими отражение вследствие брэгговского рассеяния (см. Брэгг — Вульфа условие).

Лит.: В а н и т с т е й н Л. А., Открытые резонаторы в открытых волноводах, М., 1966; И с а к о в и ч М. А., Общая акустика, М., 1973; Н и к о л с к и й В. В., Н и к о л с к и й З. И., Электродинамика и распространение волн, 3 изд., М., 1989; А ч а н к и н Ю. А., Оптические резонаторы и лазерные лучки, М., 1990. М. А. Миллер, А. И. Смирнов. РЕЗОНАТОР АКУСТИЧЕСКИЙ (резонатор Гельмгольца) — сосуд, сообщающийся с внеш. средой через вебольное отверстие или трубу (горло). Характерная особенность Р. а. в том, что длина волны его собств. НЧ-колебаний значительно больше размеров Р. а. Для Р. а. с горлом собств. частота $f_0 = (c/2l)\sqrt{S/V}$, где c — скорость звука в воздухе, S — площадь поперечного сечения, l — длина трубки, V — объём сосуда. Если Р. а. поместить в гармонич. звуковое поле с частотой f_0 , в нём возникают колебания с амплитудой, во мно-

го раз превышающей амплитуду поля (резонанс). В гармонич. звуковом поле Р. а. реагирует только на колебания с частотой f_0 . Поэтому набор Р. а. с разл. собств. частотами может применяться для анализа звука. При наличии трения в горле Р. а. в нём возникает сильное поглощение звука на частоте f_0 , что используется для создания т. п. резонансных звукопоглотителей в архитектурной акустике. Р. а., помещённые на стенках звуководов, служат как элементы резонансных отражателей для уменьшения передачи НЧ-шума по звуководам. Пузыри в жидкости и воздушной полости в век-рых др. средах (напр., резине) также являются Р. а., поэтому наличие большого числа пузырей в воде вызывает сильное поглощение звука, что препятствует распространению звуковых волн.

Теория Р. а. разработана Г. Гельмгольцем (G. Helmholtz) (1860) и Дж. Рэлеем (J. Rayleigh) (1877—78).

РЕЗОНАТОР АНИЗОТРОПНЫЙ — оптический резонатор, содержащий анизотропные оптич. элементы. Исследование поляризац. свойств Р. а. проводится обычно Джонса матричным методом. В соответствии с этим методом для нахождения вектора Джонса

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix},$$

характеризующего состояние поляризации моды резонатора в фиксированном поперечном сечении резонатора, необходимо найти матрицу Джонса M обхода резонатора с началом в данном сечении и потребовать, чтобы вектор Джонса после обхода резонатора $M \cdot E$ с точностью до постоянного множителя χ совпадал с исходным вектором:

$$M \cdot E = \chi E. \quad (1)$$

Если матрица Джонса, описывающая поляризац. свойства всей совокупности оптич. элементов, образующих резонатор, имеет вид

$$M = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix},$$

то при

$$\chi = \chi_{1,2} = \frac{1}{2} [a_{11} + a_{22} \pm \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 - 4a_{12}a_{21}}] = \\ = a_{1,2} \exp i\varphi_{1,2}$$

(собств. значения матрицы M) у-рние (1) имеет нетривиальные решения $E_{1,2}$, описывающие состояния поляризации волны, не изменяющиеся при полном обходе резонатора. Модуль собств. значения $a_{1,2}$ определяет ослабление амплитуды волны с поляризацией $E_{1,2}$ при обходе резонатора. Если $|a_{11}| \neq |a_{22}|$, то моды резонатора с разным состоянием поляризации обладают разными потерями. Разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ собств. значений определяет разность частот $\Delta\nu$ резонансных типов колебаний с собств. состояниями поляризации:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2\pi L} (\varphi_1 - \varphi_2),$$

где L — длина оптич. пути.

Матрица Джонса обхода резонатора в противоположном направлении M' в общем случае отличается от M , и потому в одном и том же поперечном сечении резонатора поляризац. характеристики волн, распространяющихся в противоположных направлениях, а также их собств. частоты и потери неодинаковы. Этот эффект в кольцевых резонаторах, содержащих взаимные элементы оптические, напр. оптич. элементы на основе Фарадея эффекта, может приводить к подавлению одной из встречных волн.

Если линейный резонатор не содержит магнитооптич. анизотропных элементов, то $M' = M'$ (где индекс т означает операцию транспонирования). Тогда собств. значения матриц M' и M одинаковы, а собств.

состояния поляризации волн, распространяющихся в произвольных направлениях и соответствующие разл. собств. значениям, ортогональны:

$$E'_{1,2} \cdot E'_{2,1} = 0.$$

Если $M' = M$, то собств. типы полей линейного резонатора представляют собой эллиптически поляризованные стоячие волны.

Р. а. применяют: в лазерных гироскопах для подавления одной из встречных волн; для прецизионного измерения анизотропии оптич. элементов, для чего исследуемый элемент помещают в резонатор и по характеру собств. состояний поляризации резонатора судят об анизотропных свойствах элемента; для управления энергией, поляризац. и частотными параметрами выходного излучения. В частности, в Р. а. возможно осуществить селекцию продольных мод резонатора (см. *Селекция мод*). Для этого в линейный резонатор помещают поляризатор и двулучепреломляющую пластинку, гл. осн к-рой повернуты относительно осей поляризатора на угол φ . Модули собств. значений матрицы Джонса обхода такого резонатора равны

$$|a_{11}|^2 = 0 \quad \text{и} \quad |a_{21}|^2 = 1 - \sin^2 2\varphi \sin^2 2\varphi,$$

где $\varphi = \text{inv}(n_e = n_o)/c$ — разность набега фаз необъемного и обыкновенного лучей в двулучепреломляющей пластине, d — толщина пластины, n_o и n_e — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн. Потери моды резонатора, соответствующей второму собств. значению, определяются выражением $\sin^2 2\varphi \sin^2 2\varphi$. Т. к. величина φ зависит от частоты ν , то потери периодически меняются с частотой. Расстояние по частоте между двумя минимумами потерь

$$\Delta\nu = c/2d |n_e - n_o|.$$

Благодаря такой дискриминации мод по потерям осуществляется селекция продольных мод в резонаторах подобного типа.

Лит.: Бывков В. П., Специальные оптические резонаторы, в кн.: Справочник по лазерам, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Джерард А., Берч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Водотович А. П., Магнитооптика газовых лазеров, Минск, 1984; Войтович А. П., Севериков В. Н., Лазеры с анизотропными резонаторами, Минск, 1988. О. О. Силчев.

РЕЗОНАТОР ДИСПЕРСИОННЫЙ — оптический резонатор, содержащий элементы с резкой (в масштабах контура усиления активной среды) зависимостью затухания мощности от длины волны излучения. Р. д. является неотъемлемой частью широкодиапазонных перестраиваемых лазеров с широкой полосой усиления активной среды. В лазерах, содержащих Р. д., спектр выходного излучения формируется вблизи минимума контура затухания, поэтому осн. характеристика Р. д. является эфф. полоса пропускания, определяемая кривизной минимума спектрального контура затухания:

$$\delta\lambda_p = \left(\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^{-1/2},$$

где β — декремент затухания мощности за обход резонатора; λ_0 — длина волны, соответствующая наим. затуханию.

В Р. д. используются элементы с угл. дисперсией (*дифракционные решетки, спектральные призмы*) или амплитудной селекцией спектра (*интерферометры Фабри — Перо, резонансные отражатели и др.*). В резонаторах, содержащих элементы с угл. дисперсией, эфф. полоса пропускания зависит от геометрии резонатора и расходности генерируемого излучения и с хорошей точностью оценивается ф-лой

$$\delta\lambda_p \approx \Delta\theta \left(\frac{d\theta}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^{-1},$$

где $\Delta\theta$ — расходимость излучения, $d\theta/d\lambda$ — угл. дисперсия в произвольном сечении резонатора. В так

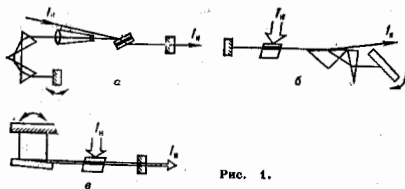


Рис. 1.

резонаторах широко используются телескопы, в т. ч. призмные, увеличивающие угл. дисперсию пропорц. кратности телескопа (рис. 1а — с, l_1 , l_2 — соответственно интенсивности накачки и излучения).

Из элементов с амплитудной селекцией в Р. д. применяются интерферометры (эталон) Фабри — Перо, эфф. полоса пропускания к-рых совпадает с шириной контура пропускания по уровню 0,5 (для идеального интерферометра). Используются также системы связанных резонаторов (см. *Селекция мод*), интерференционно-поляризац. фильтры (см. *Резонатор анизотропный*), акустооптич. фильтры и дефлекторы (см. *Акустооптика*) и др. элементы. Распространены резонаторы с многоступенчатой селекцией спектра (рис. 2),

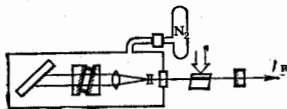


Рис. 2.

Ширина спектра излучения лазера с Р. д. зависит от режима работы лазера (импульсный или непрерывный), превышения над порогом генерации, конкуренции продольных мод и др. факторов. Так, в импульсном лазере с Р. д. ширина спектра генерации определяется эфф. полосой обр. и длительностью импульса генерации τ_n в соответствии с ф-лой

$$\delta\lambda_p = \delta\lambda_p (\tau_n / \tau_p)^{-1/2},$$

где τ_p — время обхода резонатора излучением.

Перестройка длины волны в лазерах с Р. д. осуществляется преим. поворотом дисперсионного элемента либо зеркала резонатора. Тонкая настройка длины волны в узком диапазоне достигается изменением давления газа внутри резонатора. Дисперсионные элементы вносят относительно большие потери на длине волны генерации (от неск. процентов до неск. десятков процентов), поэтому Р. д. применяются преим. в лазерах с большим коэф. усиления активной среды, напр. в лазерах на красителях и лазерах на центрах окраски.

Лит.: Анохов С. П., Марусий Т. Я., Соснов М. С., Перестраиваемые лазеры, М., 1982; Лысов В. Г., Сергеев С. Д., Чередицкий О. В., Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение, М., 1981. С. М. Нотьяло.

РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО [по имени англ. учёного О. Рейнольдса (O. Reynolds)] — один из *подобия критериев* для течений вязких жидкостей и газов, характеризующий соотношение между инерц. силами и силами вязкости: $Re = \rho v l / \mu$, где ρ — плотность, μ — коэф. динамич. вязкости жидкости или газа, v — характерная скорость потока, l — характерный линейный размер. Так, при течениях в длинных цилиндрич. трубах обычно $l = d$, где d — диаметр трубы, $v = v_{cp}$ — средняя по поперечному сечению скорость течения; при обтекании тел l — длина или поперечный размер тела, а $v = v_{\infty}$ — скорость невозмущённого потока, набегающего на тело. Р. ч. является также одной из

характеристик течения вязкой жидкости (газа). Для каждого вида течения существует такое критич. Р. ч. $Re_{кр}$, что при $Re < Re_{кр}$ возможно только ламинарное течение, а при $Re > Re_{кр}$ течение может стать турбулентным (см. Турбулентность). Напр., для течения вязкой несжимаемой жидкости в круглой цилиндрич. трубе $Re_{кр} = 2300$.

Лит. см. при ст. *Поведения теория*.
РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО акустическое — безразмерный параметр, использующийся в акустике для количественной характеристики соотношения нелинейных и диссипативных членов в ур-нии, описывающем распространение волны конечной амплитуды (см. *Нелинейная акустика*). В этом случае Р. ч.

$$Re_R = 2\epsilon v / bk = (\epsilon/\pi) \rho v \lambda / b,$$

где v — амплитуда колеб. скорости частиц в волне, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $b = (\epsilon/\eta) + \xi + \kappa(c_v^{-1} + c_p^{-1})$ — эфф. коэф. вязкости, представляющий собой сумму коэф. сдвигающего η и объёмной ξ вязкостей и члена $\kappa(c_v^{-1} + c_p^{-1})$, описывающего затухание звука вследствие влияния теплопроводности (здесь κ — коэф. теплопроводности, c_p и c_v — уд. теплоёмкости среды при пост. давлении и объёме), ρ — плотность среды, $\epsilon = (\rho/2c_0) d^2\epsilon/d\rho + 1$ — нелинейный параметр, позволяющий учитывать влияние нелинейности ур-ния состояния среды, κ -края может оказаться доминирующей в сжимаемых средах (c — скорость звука, c_0 — её невозмущённое значение).

При малых значениях Re_R доминирует влияние вязкости и волна затухает раньше, чем нелинейные эффекты успевают развиться. При больших значениях Re_R осн. роль играет нелинейность, приводящая к искажению формы волны по мере её распространения и к образованию слабых ударных волн. Ширина δ фронта ударной волны также определяется акустик. Р. ч. согласно ф-ле $\delta/\lambda = 1/Re_R$. Коэф. поглощения α ϵ волны конечной амплитуды превышает маломолитудный коэф. поглощения α в Re_R раз. К. А. Наумович.

РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО магнитное, R_m — безразмерный параметр в магн. гидродинамике, характеризующий взаимодействие проводящих движущихся жидкостей и газов (плазмы) с магн. полем:

$$R_m = Lv^2\sigma/\epsilon^2.$$

(Здесь L — характерная длина, v — характерная скорость для рассматриваемого процесса; σ — электропроводность.) Магн. Р. ч. является критич. параметром, по его величине все процессы в магн. гидродинамике делятся на два класса: с $R_m \leq 1$, т. е. с малой проводимостью (напр., *низкотемпературная плазма*) и с $R_m \gg 1$, т. е. с большой проводимостью или большими размерами (астрофиз. объекты, высокотемпературная плазма). Подробнее см. в ст. *Магнитная гидродинамика*.

РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (рекомбинационная люминесценция) — люминесценция полупроводника (и диэлектриков), обусловленная рекомбинацией неравновесных электронов и дырок. В отличие от др. видов люминесценции, под Р. и. понимается процесс, к-рому предшествует образование свободных носителей заряда. По способу такого возбуждения различают неск. видов Р. и.: катодoluminesценция (возбуждение электронных пучком), используемая в люминесцентных экранах и как метод хим. и структурного анализа, а также в *полупроводниковых лазерах*; электролюминесценция (инжекционная люминесценция; возбуждение происходит за счёт инжекции неосновных носителей через p - n -переход), применяемая в *светодиодах* и *инжекционных лазерах*; фотолюминесценция (возбуждение светом с энергией фотона $\hbar\omega$, превосходящей ширину

запрещённой зоны полупроводника ϵ_g). К.Р. и. относят также т. и. пробойное свечение, возникающее при ударной ионизации обратно-смещённого p - n -перехода [1].

Внутренним квантовым выходом Р. и. $\eta_{вк}$ наз. отношение числа квантов Р. и. к числу квантов возбуждающего света или к числу носителей, инжектируемых через p - n -переход. Наибольшим квантовым выходом обладают прямозонные полупроводники (рис. 1). Для идеального кристалла выполняется закон сохранения квазиимпульса, когда при поглощении или излучении фотона переход электрона из валентной зоны в зону проводимости (или наоборот) происходит «вертикально». Это означает, что квазиимпульсы электрона в зоне проводимости и в валентной зоне равны (импульс фотона пренебрежимо мал). Между возбуждением и Р. и. протекает т. н. процесс остывания горячего (возбуждённого) носителя. При низкой концентрации осн. носителей остывание происходит за счёт излучения фотонов, а при высокой — за счёт межэлектронных взаимодействий (см., напр., *Межэлектронное рассеяние*).

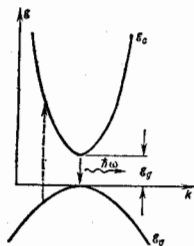


Рис. 1. Зонная диаграмма прямого полупроводника.

Рекombинация, происходящая после остывания, сопровождается излучением фотонов с энергией, близкой к ширине запрещённой зоны ϵ_g (краевое излучение). Наб. квантовым выходом краевого Р. и. ($\eta \rightarrow 1$) обладают светодиоды на основе *гетероструктур* в системе Ga — Al — As [2]. В этом случае неосновной носитель, возникший в результате возбуждения, рекомбинирует не со своим партнёром по рождению, а с одним из множества осн. носителей легиров. полупроводника. Если электроны рекомбинируют, не успев остыть, то энергия фотонов $\hbar\omega > \epsilon_g$, однако квантовый выход горячей люминесценции на много порядков меньше, чем у краевой.

Пробойное свечение обычно представляет собой горячую люминесценцию дырок, возникающую при ударной ионизации. Дырки разгоняются электрич. полем по спиновоотщеплённой зоне ϵ_2 и излучают свет, переходя

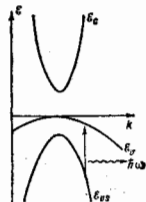


Рис. 2. Зонная диаграмма непрямозонного полупроводника с расщепленной валентной зоной.

в валентную зону с тяжёлой эфф. массой m носителя (рис. 2). Спектр пробойного свечения широкий, а квантовый выход мал (порядка долей %).

Кроме межзонных переходов Р. и. может быть вызвано оптич. переходами типа примесный уровень — зона. Они существуют в случае непрямозонных полупроводников, когда переходы между экстремумами зоны проводимости и валентной зоны невозможны без участия фононов (рис. 3). С переходами примесь — зона связано, напр., свечение светодиодов на основе GaP. Спектральная полоса излучения типа примесь — зона, как и краевого, узкая ($\approx kT$). Краевое излучение при

высоком уровне возбуждения испытывает сужение спектральной полосы. Этот уровень соответствует условию инверсии населённости квантовых состояний, к-рые участвуют в переходе. При этом краевое спонтанное излучение переходит в вынужденное (стимулированное [3]). Инверсия населённости в полупроводниках происходит, когда расстояние между квазиуровнями Ферми неравновесных электронов и дырок окажется больше g_g . Это же пороговое условие должно быть выполнено в активном слое полупроводникового лазера, когда в нём возникает генерация. Инжекционный лазер (на $p-n$ -переходе) отличается от светодиода тем, что грани кристалла образуют резонатор Фабри — Перо (см. Оптический резонатор). Когда порог генерации лазера превышен, то спектральная полоса Р. и. подвергается сужению.

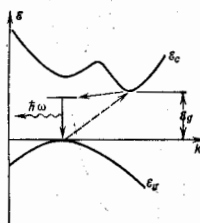


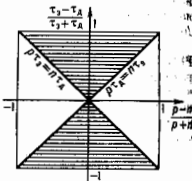
рис. 3. Зональная диаграмма непрямого полупроводника.

Краевое спонтанное Р. и. GaAs и др. прямозонных полупроводников может обладать поляризацией. Причина поляризации — спин-орбитальное расщепление валентной зоны. В единичном акте рекомбинации электрона с лёгкой дыркой электрич. вектор излучения E колеблется преим. вдоль направления квазиимпульса k рекомбинирующих частиц. Степень поляризации такого излучения (согласно теории) $\sim 60\%$ [3]. В акте рекомбинации электрона с тяжёлой дыркой E колеблется в плоскости, перпендикулярной k ; степень поляризации при этом $\sim 100\%$. Когда квазиимпульсы носителей распределены изотропно, то поляризация излучения исчезает. Т. к. неравновесные носители, возникающие при пробеге $p-n$ -перехода, распределены по импульсам анизотропно, то Р. и. оказывается поляризованным [4, 5]. Анизотропия импульсного распределения рекомбинирующих носителей возникает и при туннельном просачивании через прямо смещённый $p-n$ -переход. В этих условиях также наблюдается поляризация Р. и. [6].

Лит.: 1) З. и С. Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., т. 2, М., 1984; 2) Алферов Ж. И. и др., 100% внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в трехслойных гетероструктурах на основе системы AlAs — GaAs, «ФТП», 1975, т. 9, с. 462; 3) Келдыш Л. В., Константинцов О. В., Перель В. И., Эффекты поляризации при межзонном поглощении света в полупроводниках в сильном электрическом поле, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1042; 4) Царенков В. В., Гладкий В. И., Эффект поляризации спонтанного рекомбинационного излучения полупроводника в электрическом поле, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1038; 5) Константинцов О. В., Перель В. И., Царенков В. В., О поляризации спонтанного рекомбинационного излучения полупроводников типа арсенида галлия в электрическом поле, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1038; 6) Алферов Ж. И. и др., Двухзонное туннелирование и поляризация излучения в гетероструктурах AlGaAs — GaAs — GaAs и $p-n$ -переходах в GaAs, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1054. О. В. Константинцов.

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ — волны концентрации носителей заряда в холодной биполярной плазме полупроводников во внеш. электрич. поле (см. Плазма твёрдых тел). Возникают спонтанно, когда электрич. поле превосходит некое пороговое значение. Р. в. проявляются как колебания тока в образце, к-рому приложено пост. напряжение. Условие существования Р. в. в полупроводнике является наличие как электронов, так и дырок, концентрации к-рых не должны сильно отличаться. Др. условие состоит в том, чтобы времена жизни τ носителей были различными. Оба условия выполняются только при наличии глубоких примесных центров рекомбинации, уровни энергии к-рых располагают в ср. части запрещённой зоны полупроводника. Эти условия иллюстрируются диаграммой

Р. в. проявляются в потере устойчивости протекания электрич. тока. Его течение устойчиво лишь в слабых полях. Критич. значение напряжённости поля определяется условием, чтобы дрейфовая длина неравновес-



Области существования рекомбинационных волн заданы координат: p , n — равновесные концентрации дырок и электронов; τ_1 , τ_2 — их времена жизни.

ных носителей заряда превосходила их диффузионную длину. С этим и связан механизм самовозбуждения Р. в., заключающийся в том, что избыточные носимые носители, возникшие благодаря случайной генерации с примесных центров захвата, не рекомбинируют там, где они родились, а уносятся полем вместе с частично нейтрализующими их осн. носителями. Р. в. распространяются в сторону дрейфа более долгоживущих носителей заряда.

Р. в. наблюдались в кристаллах Ge n -типа с примесью Mn и Sb и в кристаллах Si n -типа с примесью Zn и P при темп-рах $T \sim 300$ К в электрич. поле порядка десятков В/см. Период колебаний тока от долей секунд до неск. мкс. Частота и амплитуда Р. в. чувствительны к изменению внеш. условий (темп-ры, магн. поля, освещения, к облучению потоком частиц). Это обуславливает возможности практич. использования Р. в. Созданы прецизионные датчики темп-ры, напряжённости магн. поля, механич. деформаций, мощности эл. магн. и корпускулярного излучений, а также микватюрные полупроводниковые генераторы и преобразователи.

Лит.: Константинцов О. В., Перель В. И., Царенков В. В., Условия существования медленных и быстрых рекомбинационных волн в полупроводниках, «ФТП», 1967, т. 9, с. 176; Карпова И. В. и др., Рекомбинационные волны в компенсированном германии, в кн.: Труды IX международной конференции по физике полупроводников, Москва, 23—29 июля 1968 г., т. 2, Л., 1969; Карпова И. В., Перель В. И., Дрейф импульса неравновесных носителей в биполярной плазме полупроводника с ловушками в условиях возбуждения неустойчивости типа рекомбинационных волн, «ФТП», 1976, т. 10, с. 428. О. В. Константинцов, Г. В. Царенков.

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ РАДИОЛИНИИ — спектральные линии радиодиапазона, образующиеся при радиц. переходах между высоковозбуждёнными состояниями (рибберовскими состояниями) атомов и ионов. Р. р. формируются в разреженной (концентрация электронов $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$) низкотемпературной (электронная темп-ра ≤ 1 эВ) плазме туманной и межзвёздной среды. В указанных физ. условиях наиб. эфф. механизм заселения высоковозбуждённых атомных уровней — рекомбинация (отсюда назв.). Р. р. регистрируются методами радиоастрономии.

Для обозначения Р. р. указываются символ хим. элемента, главное квантовое число ниж. состояния l и греч. буква (α, β, γ и т. д.), соответствующая разности главных квантовых чисел верх. и ниж. состояний ($\Delta l = 1, 2, 3$ и т. д.). Так, напр., С747 β — линия, образованная при переходе с $n = 747$ на $n = 749$ в атоме углерода.

Возможность наблюдения Р. р. в спектрах диффузных туманностей (зона III) предсказал Н. С. Кардашев (1959). Р. р. открыты в 1964 в спектре туманности Омега (линия Н90 α , $\lambda = 3,4$ м и Н104 α , $\lambda = 5,2$ см) независимо двумя группами сов. радиоастрономов. До 1980 Р. р. наблюдались только в излучении (эмиссионные линии), а с 1980 — и в поглощении в направлении радиостанции Кассиопея А. Линия поглощения

образуются в холодных ($T = 20-100$ К) областях СП с концентрацией электронов $0,1-1$ см $^{-3}$. Ширина Р. п. с $n > 100$ оказалась в резком противоречии с теорией штарковского уширения спектральных линий в плазме, что дало толчок к пересмотру теории. Лишь в результате почти 20-летних усилий по улучшению теории и совершенствованию методов наблюдения удалось достичь согласия между теоретич. и наблюдаемыми ширинами Р. п. в высших порядках.

Условия, при к-рых могут наблюдаться Р. п., довольно жесткие: с одной стороны, концентрация частиц в среде должна быть достаточно малой, иначе эффекты *уширения спектральных линий* давлением размоют линии и сделают их ненаблюдаемыми, с др. стороны — число высоковозбужденных атомов на лучевые времена должно быть достаточно велико. Такие условия выполняются только в очень протяженных и разреженных космич. объектах (туманностях и межзвездной среде). Зарегистрированы Р. п. Н, He, C, Si, Fe, Al, Fe, Zn др. элементов в диапазоне длин волн от неск. миллиметров до 20 м с главными квантовыми числами от 30 до 747. Соответствующие им атомы достигают макроскопич. размеров (до 0,1 мм). Структура высоковозбужденных состояний атомов водородоподобна. Частоты Р. п. вычисляются по ф-ле Ридберга. Вследствие *изотопического сдвига* Р. п. H и He наблюдаются раздельно. Линии обильного и межзвездной среде углерода и более тяжелых элементов сливаются в одну бленду (полосу). С ростом n и Δn интенсивность Р. п. резко падает. Наблюдались Р. п. вплоть до $\Delta n = 6$.

В разреж. плазме туманностей и межзвездной среде населенности атомных уровней отклоняются от термодинамически равновесной. В радиодиапазоне $h\nu < kT$, поэтому даже слабое отклонение населенностей уровней от термодинамически равновесной может приводить к заметному мацерному эффекту в Р. п.

Р. п. — важный диагностич. инструмент совр. астрофизики. Радиолучение не поглощается пылевым компонентом межзвездной среды, поэтому в радиодиапазоне Галактика в осн. прозрачна. Это позволяет наблюдать в Р. п. очень удаленные объекты, к-рые *из-за межзвездной поглощения* не наблюдаются в оптич. диапазоне. Р. п. позволяют также исследовать динамику ионов, водорода в Галактике, темп-ру, содержание гелия и др. характеристики зон НII. Р. п. также обнаружены в спектрах др. галактик.

Лит.: Капдан С. А., Пикельер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Radio recombination lines, ed. by P. A. Shaver, Dordrecht, 1980; см. также лит. при ст. Ридберговские состояния. С. А. Глазев.

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ЦЕНТРЫ — дефекты или примесные атомы (ионы) в кристаллич. решетке, на к-рых происходит рекомбинация электронно-дырочной пары (см. *Рекомбинация носителей заряда*). Процесс осуществляется путем последоват. захвата электрона и дырки центром. Энергетич. уровни Р. ц. лежат в запрещенной зоне, и центр обменивается носителями заряда с зоной проводимости (с) и валентной дырочной зоной (v) посредством процессов термич. испускания электронов из заполненного Р. ц. в зону с (с вероятностью в единицу времени g_0) и дырки из пустого Р. ц. в зону v (с вероятностью g_D), а также обратных процессов захвата свободного электрона па пустой Р. ц. (вероятность K_0) и свободной дырки на заполненный Р. ц. (K_D). Величины g_0 , g_D , K_0 , K_D определяются сечениями захвата электрона и дырки σ_e , σ_D , их тепловыми скоростями v_{th} , энергетич. расхождением ϵ уровня Р. ц. и краев зон (ϵ_c , ϵ_v), кратностью вырождения уровня Р. ц. у статист. факторами с- и v-зон (N_c , N_v). Они являются ф-циями темп-ры T и концентрации свободных электронов n и дырок p (при отсутствии вырождения):

$$K_0 = \sigma_e v_{th} n; K_D = \sigma_D v_{th} p;$$

$$g_0 = \sigma_e v_{th} N_c \exp(-(\epsilon_c - \epsilon)/kT);$$

$$g_D = \sigma_D v_{th} N_v \exp(-(\epsilon_v - \epsilon_D)/kT).$$

Для Р. ц. справедливы соотношения

$$K_D \gg g_0, K_0 \gg g_D,$$

т. е. заполненный электроном Р. ц. со значительно большей вероятностью захватывает дырку, чем испускает электрон в зону с, тогда как пустой — с большей вероятностью захватывает электрон, чем испускает дырку в зону v.

При др. соотношениях между величинами K_D , K_0 и g_0 , g_D дефекты и примесные атомы будут играть роль центров прилипания и (ловушек) электронов ($g_0 \gg K_D$, $K_0 \gg g_D$), центров прилипания дырок ($g_D \gg K_0$, $K_D \gg g_0$) или центров генерации и носителей (если $g_0 \gg K_D$, $g_D \gg K_0$). Если захват хотя бы одного из носителей заряда центром происходит излучением фотона, уносящего осн. часть выделяемой энергии, то он называется центром излучательной рекомбинации (ЦИР) или центром свечения (люминесценции). Др. часть энергии может выделяться в виде фононов. В разных ЦИР излучат. процесс реализуется разл. путями: а) при захвате свободного носителя на с- или v-зону непосредственно в осн. состоянии центра; соответствующие сечения излучат. захвата $\sigma_{\text{изл}}^{\text{св}}$, $\sigma_{\text{изл}}^{\text{вл}}$ лежат обычно в пределах $10^{-18}-10^{-20}$ см 2 ; б) при переходе носителя, захваченного на мелкий возбужденный уровень ЦИР, в осн. состояние; в) при т. н. внутр. центромом переходе захваченного носителя между находящимися в запрещенной зоне уровнями внутр. электронной оболочки глубокого Р. ц. (напр., 3d-оболочки атома переходного металла или 4f-оболочки редкоземельного атома); г) при т. н. туннельном межцентромом переходе носителей между уровнями близко расположенных донора и акцептора, составляющих единый Р. ц.

Захват каждого из носителей центром без излучательной рекомбинации (ЦБР) происходит с передачей всей выделяющейся энергии решетке либо непосредственно в виде фононов (многофононный безызлучат. рекомбинация), либо сначала другому свободному или связанному носителю, к-рый затем отдает эту энергию решетке (оже-рекомбинация). Связанный носитель может находиться либо на том же (многозарядном) центре, либо на соседнем. Так, излучат. захват свободного электрона глубоким акцептором А может быть подвал безызлучат. захватом, если в решетке nearby А (на расстоянии, достигающем десятков А) находится заполненный (глубокий) донор Д. Выделяющаяся энергия уносится электроном донора, эмитируемым в с-зону. Такая донорно-акцепторная пара может рассматриваться как оже-центр безызлучат. рекомбинации.

Уровни центров многофононной безызлучат. рекомбинации обычно расположены nearby середины запрещенной зоны, их положение зависит от зарядного состояния центра, причём электрон-фононное взаимодействие в центре сильное. Такими центрами могут быть как точечные, так и протяженные *дефекты*, напр. крупные кластеры, включения др. фазы, *дислокации*.

При наличии у Р. ц. неск. метастабильных «конфигураций» (ориентаций, расстояний между компонентами центра и т. д.), соответствующих разл. минимума полной энергии, рекомбинация носителя может сопровождаться ва Р. ц. его переходом между метастабильными состояниями.

Лит.: Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Коварский В. А., Квантовая безызлучательная рекомбинация, М., 1988; Landsberg P. T., Adams M. J., Radiative and Auger processes in semiconductor, ed. of Luminescence, 1973, т. 1, р. 3; Бойч В-Вручич В. В., Квантовые переходы в Р. ц. Физика полупроводников, М., 1971; Милослав А., Примеси с глубокими уровнями в полупроводни-

На этом этапе Р. м. устанавливается внутр. квазиравновесие в системе магновов, однако M и M_2 сохраняют нач. значения. Характерное время этого этапа Р. м. имеет порядок $(kT_C/A)(T/T_C)^2$, где T_C — темп-ра Кюри (*Кюри точка*). Дальнейшая релаксация обусловлена слиянием и расщеплением магновов за счёт дипольного взаимодействия, а также их взаимодействием с фононами. При этом сначала устанавливается равновесное значение M , а затем происходит поворот намагниченности к направлению $H_{\text{эф}}$. Последний этап описывается ур-нием (2); типичные значения λ имеют порядок 10^6 с⁻¹.

На практике значит. вклад в диссипацию магн. колебаний вносит неоднородности кристалла: нарушение порядка в расположении магн. ионов в узлах решётки, ориентация осей лёгкого намагничивания, поры, трещины, шероховатость поверхности и т. д. Неоднородности приводят к дополнит. рассеянию магновов — вклад этого механизма может на неск. порядков превосходить собственную спин-спиновую релаксацию. Значит, влияние на Р. м. оказывают также электроны проводимости в ферромагн. металлах, а также некоторые магн. ионы с сильной спин-орбитальной связью (напр., трёхвалентные лантаниды), выступающие посредниками между СС и решёткой. В малых магн. полях в Р. м. вносят вклад процессы вязкого движения доменных стенок (см. *Доменной стенки динамика*).

Р. м. в ферримагнетиках и антиферромагнетиках обусловлена в общем теми же механизмами, что и в ферромагнетиках, однако её проявления осложнены наличием неск. магн. подрешёток. Особый случай представляют *спиновые стекла*, характеризующиеся широким спектром времён Р. м. и длительной релаксацией метастабильных магн. состояний.

Динамика. Для них Р. м. обычно не выделяется в самостоят. объект исследования, поскольку подчиняется обычным законам взаимодействия электронов (связанных или свободных) с магн. полем. Ширина линии *циклотронного резонанса* в металлах и полупроводниках определяется длиной свободного пробега носителя заряда. Исключение составляют аномально сильные динамикетики — сверхпроводники, где процессы Р. м. наиб. существенны в смешанном состоянии *сверхпроводника второго рода*.

Методы исследования магнитной релаксации. Наиб. широко используются резонансные методы: *электронный парамагнитный резонанс*, *ядерный магнитный резонанс*, ферро-, ферри-, антиферромагнитный резонансы. Поперечная релаксация обычно проявляется в возрастной ширине ΔH резонансных линий до величины порядка $1/\text{уг}$, а также в затухании сигналов синовой прецессии и синовой оси. Спин-решёточная релаксация определяет величину стационарного поглощения энергии резонансного ВЧ-поля; кроме того, время T_1 измеряется по восстановлению равновесной намагниченности после возбуждения мощным радиопульсом. Р. м. проявляется также в частотной зависимости динамик. магнитной восприимчивости — в частности, в релакс. поглощении энергии на частотах порядка $1/\text{уг}$ и $1/T_1$. Применяются сочетания резонансных и нерезонансных методов, двойные резонансы, магнитоинт. эффекты и пр. Обширную информацию о Р. м. в магнитоупорядоченных веществах даёт набор, возбуждение *спиновой волн* с помощью ВЧ-накачки, изучение спиновых нестабильностей, параметрических ВЧ-эффектов и пр.

Изучение Р. м. предоставляет ценную информацию о природе магнетизма в разл. веществах, позволяет исследовать спин-спиновые, спин-фононные и электронно-ядерные взаимодействия, атомно-молекулярную подвижность в конденсиров. средах. Р. м. играет существенную роль в работе устройств магн. памяти и магн. записи (см. *Памяти устройства*), во мн. случаях определяет их быстроту и частотный диапазон; в методах получения сверхнизких темп-р с помощью адiabатич. размагничивания (см. *Магнитное охлаждение*); в квантовых парамагн. усилителях (мазерсах), в эффектах

динамик. поляризации ядер (см. *Ориентированные ядра*, *Оверхаузера эффект*) и т. д.

Лит.: Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1983; Альтшулер С. А., Козырева В. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений лантано-протактинидной группы, 2 изд., М., 1972; Сикстер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Ахмедер А. И., Вэрвяхтар В. Г., Пелетинский С. В., Спиновые волны, М., 1987; Гуревич А. Т., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Александров И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твёрдых немагнитных парамагнетиках, М., 1975; Абрагам А., Гольдман И. М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

В. А. Ашуркин,

РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — заполняющее Вселенную практически изотропное ол.-магн. излучение с чернотельным спектром и темп-рой ок. 2,7 К (*фононое космическое излучение*), интерпретируемое как реликт нач. стадий её эволюции. Подробнее см. *Микроваповое фононое излучение*.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ (лоренц-инвариантность) — независимое физ. законов и явлений от скорости движения наблюдателя (или, точнее, от выбора *инерциальной системы отсчёта*). Р. и законов фундам. физ. взаимодействий означает невозможность ввести выделенную систему отсчёта и измерить *абс. скорость* тел. Принцип Р. и возник в нач. 20 в. в результате обобщения разл. опытных данных, начиная с отрицат. результата эксперимента Майкельсона — Морли (1881—87) (см. *Майкельсона опыт*). Ныне наилучшие и наиб. многочисл. подтверждения Р. и фундам. физ. взаимодействий дают опыты с элементарными частицами высоких энергий. Из принципа Р. и вытекает существование нек-рой универсальной макс. скорости распространения всех физ. взаимодействий; эта скорость совпадает со скоростью света в вакууме. Математически Р. и выражается в том, что ур-ния релятивистской механики Эйнштейна — Лоренца — Пуанкаре и электродинамики Максвелла (совокупность этих ур-ний образует спец. теорию относительности), а также теории сильного и слабого взаимодействий не изменяют своего вида, если входящие в них пространственно-временные координаты и физ. поля подвергнутся *Лоренца преобразованиям*. Для построения релятивистски инвариантной теории гравитацион. взаимодействий также Р. и должно быть обобщено (см. ниже).

Фундам. свойством Р. и является то, что она имеет место для пространства и времени вместе (а не по отдельности), т. е. преобразования Лоренца перемешивают пространственную и временную координаты. Это привело к введению понятия пространства-времени — четырёхмерного псевдоевклидова многообразия, точками к-рого являются разл. события [А. Пуанкаре (H. Poincaré), Г. Минковский (G. Minkowski)]. Преобразование Лоренца можно интерпретировать как четырёхмерный гиперболич. поворот в этом многообразии.

В предельном случае относит. скоростей v , много меньших скорости света (когда пренебрегают всеми эффектами порядка v^2/c^2 и выше), Р. и переходит в галилееву (нерелятивистскую) инвариантность — инвариантность относительно преобразования Галилея (см. *Галилеев принцип относительности*).

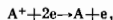
Р. и специальной (частной) теории относительности, к-рая является г. и о б а л и о й (в том смысле, что относит. скорости двух систем отсчёта и коэффициенты преобразований Лоренца постоянны во всём пространстве-времени), была обобщена в *общей теории относительности* Эйнштейна, где имеет место только л о к а л ь н а я Р. и. — преобразования Лоренца относятся к дифференциалам координат, а их параметры зависят от точки. Появление Р. и было также обобщено (с сохранением осн. свойств) на многомерные теории физ. взаимодействий, в т. ч. гравитацион. взаимодействия (см. *Кауличи — Калейна теория*, *Суперструны*).

В. А. Спиробовский,

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА — раздел теоретич. физики, в к-ром рассматриваются ре-

возбуждённом состоянии, а затем переходит в невозбуждённое, спонтанно излучая. Это излучение служит источником информации о механизме диссоциативной Р, а также о состоянии молекулярных ионов в плазме. Процесс диссоциативной Р. играет заметную роль в атмосфере Земли, в газоразрядной плазме и в активных средах газовых лазеров.

Тройная электрон-ионная рекомбинация происходит по схеме



состояние к-рой избыточная энергия уносится электроном плазмы. Именно таким процессом объясняется нейтрализация зарядк. частиц в плазме атомарного газа с электронной температурой, много меньшей потенциала ионизации атомов, с достаточно высокой плотностью электронов ($\approx 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$), при преобладании атомарных ионов (давление газа $\lesssim 10$ тор). В этих условиях электрон-ионное соударение к поле иона приводит к захвату одного из электронов в высоковозбуждённое состояние атома с энергией ионизации порядка kT_e . В результате последующих столкновений возбуждённого атома с электронами плазмы, а также процессов спонтанного излучения слабосвязанный электрон переходит в основное состояние атома. Поскольку в процессе тройной Р. слабосвязанный электрон большую часть времени проводит в высоковозбуждённых состояниях (см. *Ридберговские состояния*), структура к-рых мало зависит от сорта атома, коэф. тройной Р. при условиях, когда роль спонтанного излучения невелика, описывается выражением:

$$\alpha = \frac{C_{3e}}{m^{1/2} T_e^{1/2}} N_e \approx \frac{10^{-20} N_e}{T_e^{1/2}} \text{ [см}^3/\text{с]}.$$

Зависимость α от конкретного сорта атома заключена в слабо изменяющемся безразмерном множителе $C_{3e} \approx 3 \div 6$. В последней части этого выражения N_e измеряется в единицах см^{-3} , T_e — в эВ. Тройная электрон-ионная Р. играет существенную роль в плазме *дугового разряда*, в пучковой плазме высокого давления и *фоторезонансной плазме*.

Лит.: Смирнов В. М., Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов П. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Еленин Я. В., Смирнов В. М., Элементарные процессы в плазме, в кн.: Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеера, Р. Судана, т. 1, М., 1983; Физика ионных и электрон-ионных столкновений, под ред. Ф. Бруйера, Дж. Мак-Гоуона, пер. с англ., М., 1986, гл. 1, 3, 6.

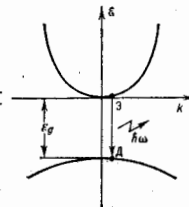
РЕКОМБИНАЦИЯ носителей заряда в полупроводниках — исчезновение пары свободных противоположно заряженных носителей в результате перехода электрона из энергетич. состояния в зоне проводимости в невалентное энергетич. состояние в валентной зоне (см. *Полупроводники*). При Р. выделяется избыточная энергия порядка ширины запрещённой зоны \mathcal{E}_g . Реализуют излучательную и безызлучательную Р. Первая сопровождается излучением светового кванта с энергией $h\nu \approx \mathcal{E}_g$ (см. *Рекомбинационное излучение*). При безызлучательной Р. избыточная энергия может непосредственно передаваться решётке путём возбуждения её колебаний (фононая безызлучательная Р.) или рекомбинирующий электрон посредством кулоновского взаимодействия может передать энергию др. электрону зоны, переводя его в высокоэнергетич. состояние (о же р е к о м б и н а ц и я).

При безызлучательной фононой Р. электрону для выделения энергии $\sim \mathcal{E}_g$ требуется возбудить в одном акте неск. десятков фононов, т. к. обычно в полупроводниках $\mathcal{E}_g \sim 1 - 2$ эВ, а макс. энергия фонона составляет сотые эВ. Такие многофононные процессы в полупроводниках имеют ничтожно малую вероятность. Любая возможность передать избыточную энергию решётке не в одном акте, а в неск. последовательных актах на много порядков увеличивает вероятность Р. Эта возможность

реализуется на примесных центрах или дефектах кристаллич. структуры, к-рые образуют уровни в запрещённой энергетич. зоне (см. *Рекомбинационные центры*).

Излучательная и оже-Р. также могут протекать с участием примесных центров. Однако обычно эти процессы осуществляются непосредственно как прямые переходы зона проводимости — валентная зона. При излучательной Р. зона — зона законы сохранения энергии и импульса приводит к тому, что энергия светового кванта $h\nu \approx \mathcal{E}_g$, т. к. кинетич. энергии электронов и дырок много меньше \mathcal{E}_g . В то же время импульс кванта очень мал, так что электрон и дырка аннигилируют с противоположными импульсами $\pm k$ (рис. 1).

Рис. 1. Излучательная рекомбинация зона — зона в примесном полупроводнике.



Вследствие этого в непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) в обычных условиях излучательная Р. идёт только с участием примесей или колебаний решётки и имеет меньшую, чем в прямозонных полупроводниках (GaAs, InSb), вероятность.

Число актов излучательной Р. в 1 с в единице объёма равно

$$r = \alpha n p, \quad (1)$$

где n , p — концентрации электронов и дырок, α наз. коэф. излучательной Р. Сечение излучательной Р. σ связано с α соотношением $\sigma = \alpha \langle v \rangle$, где $\langle v \rangle$ — ср. тепловая скорость электрона. В прямозонных полупроводниках при $T = 300 \text{ К}$ $\sigma \approx 10^{-16} \div 10^{-18} \text{ см}^2$, в непрямозонных — $10^{-21} \div 10^{-22} \text{ см}^2$.

При оже-Р. взаимодействуют 3 частицы, энергия рекомбинирующей пары передаётся либо электрону, либо дырке. Число актов Р. в 1 с в этих случаях равно

$$r_0 = \alpha_0 n^2 p; \quad r_d = \alpha_d n p^2, \quad (2)$$

где α_0 , α_d — коэф. электронной и дырочной оже-Р. «Уходящий» носитель уносит энергию порядка \mathcal{E}_g и соответственно имеет большой импульс $\sim \sqrt{2md\mathcal{E}_g}$ (m — его эффективная масса). Вследствие закона сохранения импульса суммарный нач. импульс 3 частиц должен быть достаточно большим, а следовательно, достаточно большой должна быть и их суммарная кинетич. энергия. Этот факт приводит к существованию энергетич. порога оже-Р. Обычно в полупроводниках эфф. масса электрона больше масс дырок ($m_1 \gg m_2$). При этом мин. энергетич. порог оже-Р. $\mathcal{E}_{\text{мин}} = (m_2/m_1)\mathcal{E}_g$ достигается, когда большой импульс вносит тяжёлая дырка. Если тепловая энергия носителей $kT < \mathcal{E}_{\text{мин}}$, то коэф. Р. $\alpha_0 \approx \exp(-\mathcal{E}_{\text{мин}}/kT)$.

Однако в ряде полупроводников благодаря особенностям зонной структуры порог отсутствует. Напр., в GaSb и InAs беспороговым является процесс, в к-ром избыточная энергия уносится дыркой, переходящей из зоны тяжёлых дырок в шишную отщепленную зону (рис. 2). Без порога протекает также оже-Р. с участием примесей или фононов, к-рым может быть передан большой импульс. В непрямозонных полупроводниках оже-Р. возможна только такого типа. Вследствие сильной концентрационной зависимости оже-Р. становится существенной при высокой концентрации свободных носителей. Обычно $\sigma \sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

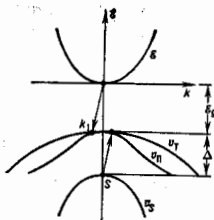


Рис. 2. Оне-рекомбинация, при которой энергия уходит в дырку, которая из своего отщепленной валентной зоны ψ_0 переносится в зону тяжёлых дырок ψ_1 ; σ — зона проводимости.

$$r_0 = \gamma_0 n N; \quad r_d = \gamma_d p N. \quad (3)$$

Для количеств. описания процессов захвата γ_0, γ_d и сечениями захвата на ловушки σ_0, σ_d вводит времена жизни носителей по отношению к захвату на ловушки τ_0 и τ_d :

$$\tau_0^{-1} = \gamma_0 N = \sigma_0 \langle v_0 \rangle N; \quad \tau_d^{-1} = \gamma_d M = \sigma_d \langle v_d \rangle M. \quad (4)$$

Здесь $\langle v_0 \rangle, \langle v_d \rangle$ — ср. тепловые скорости носителей. В простейшем случае ловушек одного типа в сильнотемпературных полупроводниках τ совпадает с временем жизни по отношению к захвату на ловушки неосновных носителей. Так, в полупроводниках p -типа

$$\tau^{-1} \approx \tau_0^{-1} = \sigma_0 \langle v_0 \rangle N.$$

Сечение захвата на примесные центры может изменяться в зависимости от температуры и типа примеси в пределах от 10^{-13} см² (притягивающие центры, $T \approx 4,2$ К) до 10^{-22} см² (отталкивающие центры, $T = 300$ К).

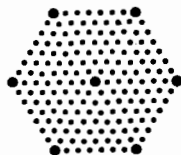
Исследование рекомбинац. процессов в полупроводниках позволяет определить коэф. и сечения Р. и их зависимости от T , электрич. полей и параметров полупроводника.

Лит.: Landeberg P. T., Adams M. J., Radiative and Auger processes in semiconductors, «J. of Luminescence», 1973, т. 7, р. 3; Бонч-Бруевич В. Л., Калавичков Г. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясевич И. Н., Захват носителей вярда на притягивающие центры в полупроводниках, «ФТД», 1978, т. 12, с. 3. В. И. Абакумов, И. Н. Ясевич.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ — образование на чистых поверхностях монокристаллов структур, элементарная ячейка и-рых имеет период, отличающийся от периода в объёме кристалла (в параллельных поверхности плоскостях) и обычно превышающий его в неск. раз. Развитие техники сверхвысокого вакуума (давление $p \approx 10^{-10}$ Па) позволило наблюдать атомарно-чистую, свободную от примесей поверхность, полученную скосом и сохраняющуюся неизменной в течение неск. ч.

Большинство исследований выполняется методом дифракции медленных электронов (ДМЭ) [1] или фотоэмиссионными методами [2]. В методе ДМЭ электроны с

Рис. 1. Схема электронограммы от поверхности кремния (111). Интенсивные пятна — рефлексы от объёма кристалла; слабые рефлексы, расположенные на расстоянии $1/3$ от расстояния между объёмными рефлексами, указывают на периодичность в 3 раз большую соответствующего периода в объёме.



энергиями 1–10 эВ имеют большие сечения рассеяния и глубина их проникновения в кристалл составляет 5–10 Å, т. е. 2–3 монослоя атомов. Схема электронограммы ДМЭ для чистой поверхности кремния (111) приведена на рис. 1. Она свидетельствует о появлении поверхностного периода, в 3 раз превышающего период кристаллич. решётки в объёме. На поверхности образуется сетка размерами (7 × 7). В общем случае говорят об образовании сетки $(n \times m)$, где n, m — коэф. пропорциональности между поверхностными и объёмными векторами трансляции, θ — угол между поверхностными векторами трансляции. Р. в. наблюдалась также на поверхностях Ge, GaAs, GaSb, InSb, CdS, CdTe, Tl и др. полупроводниковых материалов.

Теоретич. рассмотрение Р. в. основано на квантовом-мех. расчётах. На свободной поверхности гомополярных кристаллов при сколе образуются обрванные ненасыщенные ковалентные связи. Установление новой равновесной конфигурации поверхностных атомов происходит путём таких их перемещений, к-рые приводят к замыканию обрванных связей и т. о. к понижению энергии системы. При вычислениях полной энергии кристалла размеры поверхностной элементарной ячейки берутся из эксперимента, а характер замыкания связей выбирается модельным способом. На рис. 2 рядом с идеальной реконструированной поверх-

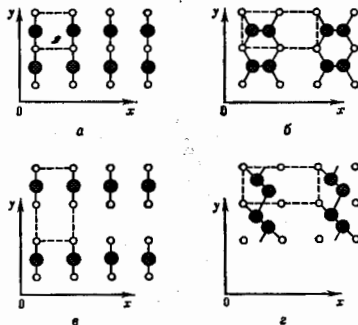


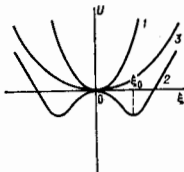
Рис. 3. Поверхностные элементарные ячейки для 3 моделей замыкания обрванных связей на поверхности (100) Si: а — нереконструированная поверхность; каждый атом верхнего слоя (большая кружка) связан 2 гибридными связями с атомами 2-го слоя (маленькие кружки) и имеет две обрванные свободные связи; элементарная ячейка показана пунктиром; б — модель двойных связей (удвоение поверхностной элементарной ячейки по оси ox); а — модель с поверхностными вакансиями; на поверхности отсутствуют ряды атомов, оставшиеся образуют свободные связи с атомами 2-го слоя; элементарная ячейка удвояна по oy ; в — модель цепочек; каждый поверхностный атом имеет 2 одинаковые связи с соседями в цепочке, ещё одну связь с атомами 2-го слоя, а оставшиеся 4-и связи даёт вклад в молекулярную орбиталь, охватывающую всю цепочку.

ностью (100) приведены 3 модели разл. замыкания обрванных связей. Сравнение с экспериментом не позволяет отдать предпочтение к.-л. из этих моделей, т. к. расположение дифракц. рефлексов отражает только трансляц. симметрию поверхности. Информация о взаимном расположении атомов в элементарной ячейке содержится в распределении интенсивности в дифракц. рефлексах. Анализ этого распределения является сложной матем. задачей.

Эксперимент показывает, что симметрия поверхности меняется при изменении темп-ры [3], т. е. на поверхности происходит структурные фазовые превращения. Если такое превращение идёт по типу фазового

перехода 2-го рода, то можно исследовать устойчивость идеальной поверхности относительно разл. смещений поверхностных атомов из положений равновесия. Любое смещение поверхностного атома можно представить в виде суперпозиции смещений, соответствующих нормальным колебаниям (см. *Колебания кристаллической решетки*). Смещение ξ поверхностного атома из положения равновесия ξ_0 характеризуется волновым вектором q_{\parallel} , параллельным поверхности. Если смещение поверхностного атома приводит к увеличению потенц. энергии U (кривая 1, рис. 3), то исходному состоянию

рис. 3. Зависимость потенциальной энергии U от величин смещения поверхностного атома ξ : кривая 1) соответствует устойчивому равновесию; кривая 2) — эквивалентна с учетом ангармонизма колебаний и соответствует реконструированной поверхности; ξ_0 — новые положения равновесия.



поверхности соответствует минимуму U и поверхность устойчива. Если смещение поверхностных атомов приводит к уменьшению потенц. энергии (кривая 2 вблизи начала координат), то исходное состояние соответствует максимуму потенц. энергии. Поверхность при этом неустойчива, происходит Р. п. Новые положения равновесия ξ_0 определяются ангармонизмом колебаний. С учетом ангармонизма членов $U(\xi)$ имеет вид полной кривой 3.

Условие максимума или минимума потенц. энергии определяется знаком производной $d^2U/d\xi^2$, к-рая пропорц. квадрату частоты поверхностного колебания $\omega^2(q_{\parallel}^*)$. Значение q_{\parallel}^* , для к-рого $\omega(q_{\parallel}^*) = 0$ (мягкая мода), соответствует колебанию, по отношению к к-рому поверхность неустойчива. Именно q_{\parallel}^* определяет пространственный период новой устойчивой поверхности конфигурации атомов, соответствующей реконструированной поверхности.

На рис. 4 приведены 2 примера Р. п. (100) кубич. кристалла. Если мягкая мода возникает в точке X



рис. 4. Примеры реконструированной поверхности (100) кубического кристалла: а — реконструкция за счёт мягкой моды в точке X зоны Бриллюэна; новая элементарная ячейка показана пунктиром; б — реконструкция за счёт мягкой моды в точке M зоны Бриллюэна; новая элементарная ячейка показана пунктиром.

зоны Бриллюэна (см. *Бриллюэна зона*) с координатами $(q_{\parallel}^* = \pi/a, q_{\perp}^* = 0)$, то на поверхности устанавливается «волна» статич. смещений с периодом $\lambda = 2\pi/q_{\parallel}^* = 2a$, где a — период нереконструированной поверхности. Возникают чередующиеся ряды поднявшихся вверх и опустившихся вниз атомов. Происходит удвоение периода решетки вдоль оси x . Если мягкая мода возникает в точке M зоны Бриллюэна с координатами

$$(q_{\parallel}^* = \pi/a, q_{\perp}^* = \pi/a),$$

то на поверхности устанавливается волна статических смещений в направлении, составляющем угол 45° с осями Ox и Oy и с периодом

$$\lambda = 2\pi \left[\left(\frac{a}{q_{\parallel}^*} \right)^2 + \left(\frac{a}{q_{\perp}^*} \right)^2 \right]^{-1/2} = \sqrt{2}a.$$

Такую структуру обозначают $(2 \times 2) \sqrt{2}$ или $C(2 \times 2)$.

Возможные перестройки поверхности, происходящие по типу фазового перехода 2-го рода, можно найти тергетико-групповыми методами. Р. п. охватывает неск. прировнекстных кристаллич. плоскостей, составляющих прировнекстный слой [4].

Р. п. с б.большим периодом, напр. структуры (7×7) на поверхности (111) Si, связывают с возникновением узкой энергетич. зоны *поверхностных состояний* для электронов обрванных связей. На поверхности (111) Si на каждый поверхностный атом приходится 1 обрванная связь. Поэтому зона поверхностных состояний заполнена только наполовину. Энергию электрона в такой зоне можно рассчитывать методом сильной связи (см. *Зонаная теория*):

$$\epsilon = \epsilon_0 - 2J \left[\cos p_x a + 2 \cos \frac{p_y a}{2} \cos \frac{\sqrt{3} p_y a}{2} \right].$$

Здесь p_x и p_y — проекции квазиимпульса электрона, J — интеграл перекрытия электронных волновых ф-ций. *Ферми-поверхности* для таких электронов является шестугольником. Из-за наличия плоских граней электр-фононное взаимодействие даёт аномально большой сдвиг частоты нормального колебания с волновым вектором $q_{\parallel} = 2p_F$ (p_F — импульс Ферми). Если при нек-ром сдвиге частоты результирующая частота $\omega^2(2p_F) = 0$, то поверхность кристалла неустойчива относительно такого колебания и произойдет Р. п. Устойчивое состояние соответствует волне статич. смещений с длиной волны $\lambda = 2\pi/q_{\parallel} = \pi/p_F$, совмещенной с постоянной решетки $m\lambda = na$, где n и m — целые числа. Период новой структуры определяется числом n . Для поверхности (111) Si число $n = 7$, что соответствует структуре (7×7) .

Исследования атомарно-чистой поверхности важны для понимания свойств границы раздела кристаллов. По-видимому, нач. стадии адсорбции и роста кристаллов (см. *Кристаллизация*) определяются свойствами реконструированных границ раздела [5].

Лит.: 1) Наумов А. Г., Исследование структуры поверхности методом дифракции медленных электронов: достигнени я перспектив, *Эпр. физ. ж.*, 1978, т. 23, № 10, с. 1635; 2) Photoemission and electronic properties of surfaces, ed. by B. Feuerbacher, B. Fitton, R. F. Willis, Chichester — [a.o.], 1978; 3) Oshanevskiy B. Z., Shklyayev A. A., Phase transition on clean Si (110) surface, *Surf. Sci.*, 1977, т. 67, p. 384; 4) Брауэр И. П., Китчев Ю. Е., Landau theory of second-order phase transitions on solid surfaces, *Prog. in Surf. Sci.*, 1985, т. 18, № 3, p. 189; 5) A dt greiter G., Inelastic light scattering in semiconductor heterostructures, в кн.: *Physics of microproblems*, т. 24 — Advances in solid state physics, Braunschweig, 1984. И. П. Итатова.

РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ — процесс образования и роста (или только роста) структурой более совершенных кристаллич. зёрен *поликристалла* за счёт менее совершенных зёрен той же фазы. Р. начинается при нек-рой темп-ре T_D , к-рая зависит от хим. состава, концентрации дефектов, в частности *дислокаций*. Далее с повышением темп-ры T скорость Р. растёт. Особенно интенсивно она протекает в пластически деформированных материалах (см. *Пластичность*). Зародышками новых зёрен являются дислокац. ячейки.

Различают 3 стадии Р.: первичную, когда в деформиров. материале образуются новые неискажённые зёрна, к-рые растут, поглощая зёрна, искажённые деформацией; собирательную Р. — неискажённые зёрна растут за счёт друг друга, вследствие чего ср. величина зёрна увеличивается; вторичную Р., к-рая отличается от собирательной тем, что способность к росту обладают только немногие из неискажённых зёрен. В ходе вторичной Р. структура характеризуется разл. размерами зёрен. Движению *межзёрных границ* препятствуют дисперсные частицы (размером \sim нм) др. твёрдых фаз (оксидов, карбидов и т. д.) и субмикророзы.

Р. устраняет структурные дефекты, изменяет размеры и ориентацию зёрен и иногда их кристаллографич. ориентацию (текстуру). Р. переводит вещество в состояние с большей термодинамич. устойчивостью: при субрастворной и вторичной Р. — за счёт уменьшения суммарной поверхности границ между зёрнами, при первичной Р. — также за счёт уменьшения искажений, внесенных деформацией. Р. изменяет все структурно-свойствит. свойства материала и часто восстанавливает исходную структуру, текстуру и свойства (до деформации). Иногда структура и текстура после Р. отличаются от исходных, соответственно отличаются и свойства.

Практически важными технол. способами обработки материалов, в к-рых существ. роль играет Р., являются: прокатка, ковка, волочение, экструзия, при к-рых образуются дислокации с плотностью 10^8 — 10^{10} см $^{-2}$ и их скопления (ижечная структура); дробление и спекание порошковых (керамич.) материалов, при к-рых образуются субмикронпоры; осаждение поликристаллич. плёнок из газовой фазы или с помощью молекулярных пучков (см. *Эпитаксия*).

Лит.: Горевик С. С., Рекристаллизация металлов и сплавов, 2 изд., М., 1978; Рекристаллизация металлических материалов, под ред. Ф. Хесснера, пер. с англ., М., 1982; Горевик С. С., Бабыч Э. А., Дегтяков Л. М., Формирование микроструктуры и свойств ферритов в процессе рекристаллизации, М., 1984.

РЕКУРРЕНТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ (от лат. *recurrens* — род, падать *recurrentis* — возвращающийся) — однородные ф-лы, к-рые связывают между собой идущие друг за другом элементы нек-рой последовательности (это может быть последовательность чисел, ф-ций и т. д.). В зависимости от природы объектов, связанных Р. с., эти соотношения могут быть алгебраическими, функциональными, дифференциальными, интегральными и т. п.

Наиб. известный класс Р. с. — это рекуррентные ф-лы для специальных функций. Так, для цилиндрич. функций $Z_m(x)$ Р. с. имеют вид

$$Z_{m+1}(x) = \frac{2m}{x} Z_m(x) - Z_{m-1}(x) = \frac{m}{x} Z_m(x) - \frac{d}{dx} Z_m(x) = -x^m \frac{d}{dx} [x^{-m} Z_m(x)].$$

Они позволяют по ф-ции $Z_m(x)$ найти ф-ции $Z_m(x)$ при $m = m_0 \pm 1, m_0 \pm 2$ и т. д. либо, напр., по значениям ф-ций Z_{m_0} и Z_{m_0+1} в нек-рой точке $x_0 \neq 0$ найти (в численных расчётах) значение любой из ф-ций $Z_m, m = m_0 - 1, m_0 \pm 2, \dots$ в этой же точке (здесь m_0 — любое вещественное число).

Др. важный класс Р. с. дают многочисленные методы последовательных приближений (см. *Итераций метод*); сюда же примыкают и методы возмущений теор.

В квантовой механике есть ещё один вид Р. с., связывающих между собой векторы в гильбертовом пространстве состояний. Напр., стационарные состояния гармонич. осциллятора параметризуются целыми неотрицательными числами. Соответствующие векторы, обозначаемые $|n\rangle$, где n — целое, при разных n могут быть получены друг из друга действием операторов рождения a^+ и уничтожения a :

$$a^+ |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle,$$

$$a |n\rangle = \sqrt{n} |n-1\rangle.$$

Эти соотношения можно разрешить, выразив любой вектор $|n\rangle$ через $|0\rangle$ (наинищее энергетич. состояние, $n=0$):

$$|n\rangle = \frac{(a^+)^n}{\sqrt{n!}} |0\rangle.$$

Обобщением этой конструкции является представление вторичного квантования в квантовой статистик.

механике и квантовой теории поля (см. *Фока пространство*).

Типичный пример Р. с. в статистик. механике — ур-ния для частичных ф-ций распределения, образующие цепочку Боголюбова (см. *Боголюбова уравнения*); знание таких ф-ций позволяет найти все термодинамич. характеристики системы.

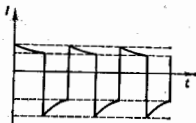
В квантовой теории поля динамич. информация сохраняется, напр., в *Грина функциях*. Для их вычисления используют разл. приближения, чаще всего — расчёты по теории возмущений. Альтернативный подход основан на интегродифференциальных *Дайсона уравнениях*, являющихся Р. с.: ур-ние для двухточечной ф-ции Грина содержит четырёхточечную и т. д. Как и ур-ния Боголюбова, эту систему удаётся решить, лишь «оборвав» цепочку (место «обрыва» выбирается обычно из физ. соображений и определяет получаемое приближение).

Ещё один вид Р. с. в квантовой теории поля — *Уорда тождества* в теориях калибровочных полей. Эти тождества также представляют собой цепочку интегродифференциальных соотношений, связывающих между собой ф-ции Грина с разл. числом внешних линий, и являются следствием калибровочной инвариантности теории. Решающую роль они играют для проверки калибровочной симметрии при проведении процедуры перенормировки.

Наконец, сама перенормировка — тоже рекуррентная процедура: на каждом шаге (в каждой следующей петле) используются *контрчлены*, полученные из вычисления диаграмм с меньшим числом петель (подробнее см. *Р-операция*).

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, возникающие в нелинейных системах, в к-рых существ. роль играют диссипативные силы: внеш. или внутр. трение — в механич. системах, сопротивление — в электрич. системах. Обычно Р. к. говорят применительно к автоколеб. системам. Каждый период Р. к. может быть разделён на нек. резко разграниченных этапов, соответствующих медленным и быстрым изменениям состояния системы, в к-рой происходит Р. к., что позволяет рассматривать Р. к. как разрывные колебания.

Простейший пример электрич. Р. к. — колебания, возникающие в схеме с газоразрядной лампой, к-рая обладает свойством зажигаться при нек-ром напряжении U_2 и гаснуть при более низком напряжении U_1 . В этой схеме периодич. осуществляется зарядка конденсатора C от источника тока E через сопротивление R до напряжения зажигания лампы, после чего лампа зажигается и конденсатор быстро разряжается через лампу до напряжения гашения лампы. В этот момент лампа гаснет и процесс начинается вновь. В течение каждого



периода этих Р. к. происходят два медленных изменения силы тока I при заряде и разряде конденсатора и два быстрых — скачкообразных — изменения тока I_c , когда лампа зажигается и гаснет (рис.).

Упрощённое рассмотрение механизма возникновения Р. к. основано на пренебрежении параметрами системы, влияющими на характер быстрых движений. Методы нелинейной теории колебаний позволяют исследовать не только медленные, но и быстрые движения, не пренебрегая параметрами, от к-рых характер быстрых движений существенно зависит, и не прибегая к спец. постулатам о характере быстрых движений. В зависимо-

сти от свойств системы возможно большое разнообразие форм P , к. от близких к гармоническим до скачкообразных и импульсных.

Электрич. P , к. применяются в измерит. технике, телеуправлении, автоматике и др. разделах электроники. Для их создания существуют разнообразие генераторы P , к., напр. *блочки-генераторы, мультициклогенераторы, генераторы РС*.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1981; Морозов Л. А., Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, 2 изд., М., 1974, гл. 14; Качинский И. М., Методы теории колебаний в радиоэлектронике, М., 1984.

РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ГЕНЕРАТОР (генератор релаксационных колебаний) — генератор электромагнитных колебаний, в которых для каждого периода колебаний имеет место либо накопление относительно небольших потерь энергии, в P , г. энергия, запасаемая в реактивном элементе, в процессе каждого периода колебаний расходуется полностью или почти полностью, а затем возобновляется за счёт источника питания и нелинейных активных элементов (электронных ламп, транзисторов, диодов). Период колебаний при этом определяется временем релаксации (установления равновесия) в цепях генератора (см. *Релаксационные колебания*).

K , P , г. относятся *мультигенераторы* разных типов, генераторы *палеобразного напряжения*, *блочки-генераторы* и др. Форма колебаний, генерируемых P , г., может быть различной. Так, если P , г. имеет только одну степень свободы (т. е. его поведение описывается одним дифференц. ур-нем 1-го порядка), то процессы в нём имеют характер *разрывных колебаний*, при к-рых медленные изменения состояний системы чередуются со скачкообразными изменениями переменной величины или направления хода процесса в системе. Скорость этих скачкообразных изменений ограничивается лишь величиной паразитных параметров. P , г., имеющие нек. степеней свободы, могут генерировать разл. типы непрерывных колебаний. Подбором параметров цепи генератора можно создать P , г., в к-ром возбуждаются колебания, близкие к гармоническим (см. *Генератор РС*). Такие генераторы широко используются в качестве источников колебаний звуковых и инфразвуковых частот (от 200 кГц до долей Гц).

Лит.: см. ст. Генератор электромагнитных колебаний. В. В. Мухомин.

РЕЛАКСАЦИЯ (от лат. relaxatio — ослабление, уменьшение) — процесс установления статистич. (а следовательно, и термодинамич.) равновесия в физ. системе, состоящей из большого числа частиц. P . — многоступенчатый процесс, т. к. не все физ. параметры системы (распределение частиц по координатам и импульсам, темп-ра, давление, концентрация вещества в малых объёмах и во всей системе и др.) стремятся к равновесию с одинаковой скоростью. Обычно сначала устанавливается равновесие по к.-л. параметру (частичное равновесие), что также наз. P . Все процессы P . являются неравновесными и необратимыми процессами, при к-рых в системе происходит диссипация энергии, т. е. производится энтропия (в замкнутой системе энтропия возрастает); исследование этих процессов составляет предмет *кинетич. физич. физики*. В разл. системах P . имеет свои особенности, поэтому процессы P . весьма многообразны. Время t установления (частичного или полного) равновесия в системе наз. *временем релаксации*. Когда отклонение от равновесия невелико, P . параметра u обычно происходит по закону $u = u_0 \exp(-t/\tau)$, где u_0 — нач. значение параметра u .

В экспериментах P . проявляется косвенно: по затуханию макроскопич. движений, возникающих под действием внеш. сил, и по частотной зависимости *кинетич. коэффициентов*. Эфф. уменьшение внеш.

воздействия с ростом частоты ω приводит обычно к немонотонной зависимости от ω периодичной за период энергии, $Q(\omega) \approx \omega(t)(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}$. Наличие максимума у величин $Q(\omega)$ при $\omega t = 1$ наз. *кинематич. (релаксационный) резонансом*. Наличие нек. максимумов свидетельствует о существовании нек. механизмов P . Если в системе наблюдается резонансное поглощение энергии, то ширина резонансной кривой пропорц. τ^{-1} .

В газах процесс установления равновесия определяется *длиной свободного пробега l* и временем свободного пробега $t_{пр}$ (ср. расстояние и ср. время между двумя последовательными столкновениями частиц). Отношение $l/t_{пр}$ равно по порядку величин ср. скорости частиц (по абс. значению). Величины l и $t_{пр}$ малы по сравнению с макроскопич. масштабами длины и времени. С др. стороны, для газов время свободного пробега значительно больше времени столкновения частиц t_0 ($t_{пр} \gg t_0$). Только при этом условии P . определяется лишь парными столкновениями частиц (см. также *Кинетическая теория газов*).

В одноатомных газах (без внутр. степеней свободы) P . происходит в два этапа. На первом этапе за короткий промежуток времени, порядка времени столкновения частиц t_0 , начальное (даже сильно неравновесное) состояние хаотизируется так, что становятся несущественными детали нач. состояния и оказываются возможным т. н. «сокращённое» описание неравновесного состояния системы, когда не требуется знания вероятности распределения всех частиц системы по координатам и импульсам, а достаточно знать одночастичную *функцию распределения*. (Все остальные ф-ции распределения более высокого порядка, описывающие распределение по состояниям двух, трёх и т. д. частиц, зависят от времени лишь через одночастичную ф-цию). Одночастичная ф-ция распределения удовлетворяет *кинетическому уравнению Больцмана*, к-рое описывает процесс её P . Эта стадия P . наз. *кинетической* и является очень быстрым процессом.

На второй стадии P . за время порядка времени свободного пробега частиц $t_{пр}$ в результате всего нек. столкновений в макроскопич. малых объёмах системы, движущихся с массовой скоростью (ср. скорость переноса массы), устанавливается *локальное термодинамическое равновесие*, ему соответствует локально-равновесное, или квазиравновесное, распределение, к-рое характеризуется такими же параметрами, как и при полном равновесии системы (темп-ра и хим. потенциалом), но зависящими от пространственных координат и времени. Эти малые объёмы содержат ещё очень много частиц, а поскольку они взаимодействуют с окружающей средой лишь через частицы, близкие своей поверхности, их можно считать приблизительно изолированными. Параметры локально-равновесного распределения в процессе P . медленно (по сравнению с кинетич. стадией P .) стремятся к равновесным значениям, а состояние системы мало отличается от равновесного, если градиенты термодинамич. параметров малы. Время P . для локального равновесия $t \approx t_{пр}$. После установления локального равновесия для описания P . используют ур-ния гидродинамики с учётом неоднородности темп-ры и концентрации (*Наве — Стокса уравнения*, ур-ния теплопроводности, диффузии и др.). При этом предполагается, что термодинамич. параметры (плотность, темп-ра и массовая скорость) мало меняются за время $t_{пр}$ и на расстоянии l . Эта стадия P . наз. *гидродинамической*. Процесс P . системы к состоянию полного статистич. равновесия происходит медленно, после большого числа столкновений, поэтому процессы теплопроводности, диффузии, вязкости и т. п. являются медленными процессами. Соответственно время P . т. аванс от размеров L системы и велико по сравнению с $t_{пр}$: $t \approx t_{пр}(L/l)^2 \gg t_{пр}$, что имеет место при $l \ll L$, т. е. не для сильно разреженных газов.

В многоатомных газах (с внутр. степенями свободы) может быть замедлен обмен энергией между поступат. и внутр. степенями свободы и возникает процесс P , связанный с этим явлением. Быстрее всего (за время порядка времени между столкновениями) устанавливается равновесие по поступат. степеням свободы, к-рое можно охарактеризовать соответствующей темп-рой. Равновесие между поступат. и вращат. степенями свободы устанавливается значительно медленнее. Возбуждение колебат. степеней свободы может происходить лишь при высоких темп-рах. Поэтому в многоатомных газах для энергии вращат. и колебат. степеней свободы возможны многоступенчатые процессы. В многоатомных газах P внутр. степеней свободы вызывает появление объёмной вязкости, к-рой нет в одноатомных газах.

В смесях газов с сильно различающимися массами частиц замедлен обмен энергией между компонентами, вследствие чего возможны появление состояния с разл. темп-рами компонент и процессы P их темп-р. Напр., в плазме сильно различаются массы ионов и электронов. Быстрее всего устанавливается равновесие электронной компоненты, затем приходит в равновесие ионная компонента, и значительно большее время требуется для установления равновесия между электронами и ионами. Поэтому в плазме могут длит. время существовать состояния, в к-рых ионные и электронные темп-ры различны, следовательно, происходит медленные процессы P темп-р компонент (см. *Релаксация компонент плазмы*).

В жидкостях терют смысл понятия времени и длины свободного пробега частиц (например ионич. кинетич. уравн. Больцмана для односторонней ф-ции распределения). Аналогичную роль для жидкостей играют величины τ_1 и l_1 — время и длина затухания пространственно-временных *корреляционных функций* динамик, переменных, описывающих потоки энергии и импульса; τ_1 и l_1 характеризуют затухание во времени и пространстве взаимного влияния молекул, т. е. корреляций. Для жидкостей полностью остаётся в силе понятие гидродинамик. зтапа P и локально-равновесного состояния. В макроскопически малых объёмах жидкостей, но ещё достаточно больших по сравнению с длиной корреляции l_1 локально-равновесное распределение устанавливается за время порядка времени корреляции τ_1 ($\tau \approx \tau_1$) в результате интенсивного взаимодействия между частицами (а не только парных столкновений, как в газе); эти объёмы по-прежнему можно считать приблизительно изолированными. На гидродинамик. зтапе P в жидкости термодинамик. параметры и массовая скорость удовлетворяют таким же ур-ниям гидродинамик., теплопроводности и диффузии, как и для газов (при условии малости изменения термодинамик. параметров и массовой скорости за время τ_1 и на расстояниях l_1).

Время P к полному термодинамик. равновесию в объёме L^3 , $\tau \approx \tau_1(L/l_1)^2$ (так же, как в газе и твёрдом теле), можно оценить с помощью кинетич. коэффициентов. Напр., время P концентрации в бинарной смеси порядка $\tau \approx L^2/D$, где D — коэф. диффузии; время P темп-ры $\tau \approx L^2/\chi$, где χ — коэф. температуропроводности, и т. д. Для жидкости с внутр. степенями свободы у частиц (молекул) возможно сочетание гидродинамик. описания с дополнит. ур-ниями для описания P внутр. степеней свободы (релаксационная гидродинамика).

В твёрдых телах, как и в *квантовых жидкостях*, P можно описывать как P в газе *квазичастиц*. В этом случае можно ввести время и длину свободного пробега соответствующих квазичастиц (при условии малости возбуждения системы). Напр., в кристаллах решётке при низких темп-рах упругие колебания можно трактовать как газ фононов. P внутр. энергии в кристаллич. решётке описывается кинетич. ур-нием для фононов.

В системе спиновых магн. моментов ферромагнетич. квазичастицами являются *магноны*, P намагнитичности (см. *Релаксация магнитная*) можно описывать кинетич. ур-ниями для них.

P , обусловленная распространением звуковых волн в веществе, с к-рой связано поглощение звука, наз. *релаксацией акустической*.

При фазовых переходах P может иметь сложный характер. Если переход из неравновесного состояния в равновесное является фазовым переходом 1-го рода, то система сначала переходит в *метастабильное состояние*. P из метастабильного состояния в стабильное может оказаться настолько медленным процессом, что метастабильное состояние можно рассматривать как равновесное (см. *Стеклообразное состояние*).

Вблизи точки фазового перехода 2-го рода параметр порядка, характеризующий степень упорядоченности фаз, стремится к 0, а его время P сильно увеличивается (см. *Кинетика фазовых переходов*).

Ещё сложнее характер P в системах, далёких от термодинамик. равновесия. Так, в *открытых системах* возможно появление стационарных состояний, обладающих пространственной или временной когерентностью (см. *Неравновесные фазовые переходы*).

Лит. см. при ст. *Кинетика физическая*. Д. Н. Зубарев. **РЕЛАКСАЦИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ** — процесс восстановления термодинамик. равновесия среды, к-рое было нарушено из-за изменения давления и темп-ры при прохождении звуковой волны. P а. — необратимый процесс, при к-ром энергия поступат. движения молекул или ионов в звуковой волне переходит на внутр. степени свободы, возбуждая их, в результате чего энергия звуковой волны уменьшается, т. е. происходит *поглощение звука*. P а. также всегда сопровождается *дисперсией звука*.

Простейший вид P а. — релаксация внутримолекулярного возбуждения, или *кнезеровая релаксация*. Такая P а. происходит, напр., в двухатомных и многоатомных газах, где энергия поступат. движения молекул в звуковой волне переходит в энергию, связанную с колебат. и вращат. степенями свободы молекул, т. е. изменяется заселённость вращат. и колебат. уровней. Др. виды P а.: структурная релаксация в жидкостях, при к-рой акустич. волна инициирует изменение ближнего порядка в расположении молекул жидкости; хим. релаксация, при к-рой под действием звука сдвигается равновесие в хим. реакции. В твёрдом теле звуковая волна нарушает равновесное распределение фононов, что приводит к релаксаци. процессам, определяющим *решётчное поглощение звука*. Один из видов P а. в твёрдом теле — релаксация разл. *дефектов* кристаллической решётки — как точечных, так и линейных (*дислокаций*), связанная с движением дефектов под действием механ. напряжений в упругой волне. При распространении звука в полупроводниках и металлах нарушается равновесное распределение электронов проводимости, что также приводит к релаксации, а следовательно, к дополнит. поглощению звука.

Для описания отклонения системы от равновесия вводят дополнит. параметр ξ , к-рый в зависимости от вида релаксаци. процесса может иметь разл. физ. смысл (напр., величина ξ может описывать отклонение концентрации возбуждённых молекул от равновесной, изменение заселённости уровней для двухуровневой системы, концентрация одного из компонентов хим. реакции при хим. релаксации и т. н.). Для описания распространения звука в среде с релаксацией рассматриваются как «внеш.» параметры, такие, как давление, плотность и темп-ра, так и «внутр.» параметр ξ , изменение к-рого со временем описывается ур-нием

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\xi - \xi_0), \quad (1)$$

где τ — время релаксации, ξ_0 — равновесное значение параметра ξ .

Звуковое давление p в акустич. волне, распространяющейся в среде с релаксацией, оказывается равным сумме давления p_0 , обусловленного только изменением плотности, и добавочного давления p_p , возникающего из-за наличия релаксационного процесса. Это добавочное давление сдвинуто по фазе относительно изменения плотности, что приводит к дополнит. (релаксационн.) поглощению звука. Из решения ур-ния (1) для гармонич. волны можно видеть, что при разных частотах звука отклонение ξ от равновесного значения различно, поэтому добавочное давление при том же изменении плотности оказывается разным при разных частотах. Соответственно скорость звука $c = (\partial p / \partial \rho)^{1/2}$ также зависит от частоты, т. е. за счёт Р. а. возникает дисперсия скорости звука. Изменение c с частотой происходит от макс. значения c_∞ на высоких частотах ($\omega \gg 1$), когда процесс установления равновесия не успевает за изменениями плотности, до мин. значения c_0 на низких частотах, когда равновесие полностью успевает установиться при колебаниях плотности и избыточное давление $p_p = 0$.

Учёт релаксации при распространении звука эквивалентен введению комплексной сжимаемости. Волновое число звуковой волны k связано с частотой ω соотношением

$$k^2 = \omega^2 \frac{1 - i\omega\tau}{c_0^2 - c_\infty^2 + i\omega\tau}$$

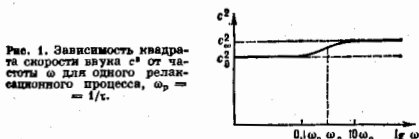
Скорость звуковой волны и соответствующий коэф. релаксационн. поглощения α_p в зависимости от частоты выражаются приближёнными формулами

$$c^2 = c_0^2 \left[1 + \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right], \quad (2)$$

$$\alpha_p = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2c_0^3} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3)$$

если поглощение звука на длине волны мало ($\alpha_p \lambda \ll 1$) и дисперсия скорости звука невелика, т. е. $c_\infty - c_0 \ll c_0$, как это имеет место для большинства релаксационн. процессов. Скорость звука и коэф. поглощения звука в среде с релаксацией связаны между собой Крамера — Кронига соотношением.

Зависимости скорости звука и коэф. поглощения от частоты для одного релаксационн. процесса имеют универсальный характер независимо от физ. механизма, к-рый лежит в основе Р. а. (рис. 1 и 2). Влияние Р. а. на по-



глошение и скорость звука зависит от соотношения между периодом волны и временем релаксации, т. е. от величины отн. к-ра характеризует степень восстановления равновесия. Чем меньше $\omega\tau$, тем полнее равновесие успевает восстановиться за период волны. На малых частотах, т. е. при $\omega\tau \ll 1$, добавочное поглощение может быть описано введением *объемной* вязкости с эфф. значением коэф. объемной вязкости $k_{\text{эфф}} = \rho\tau(c_\infty - c_0)$. При этом коэф. поглощения пропорц. ω^2 , а скорость звука равна c_0 . На больших частотах при $\omega\tau \gg 1$ равновесие не успевает восстановиться за период звуковой

волны и коэф. поглощения звука стремится к пост. величине, равной $\alpha_p = (c_\infty^2 - c_0^2) / 2\tau c_0^3$. При $\omega\tau = 1$ коэф. поглощения, умноженный на длину волны, имеет максимум, равный $\alpha_p \lambda = \pi(c_\infty^2 - c_0^2) / 2c_0^3$. Т. о., величина дисперс. скачка $\epsilon = (c_\infty^2 - c_0^2) / c_0^2$ и поглощение на длине волны при $\omega\tau = 1$ различаются в 1 раз для любых сред. Определяя величины ϵ и τ на измерений поглощения и скорости звука, можно установить параметры, характеризующие релаксационн. процесс (акустич. спектроскопия), а также определять такие свойства вещества, как теплоёмкость, постоянная Грюнайена и др.

Ввиду большой ширины дисперс. области (более двух порядков по частоте) для акустич. определения величины ϵ и τ нужно проводить измерения c и α_p в широком интервале частот по обе стороны частоты релаксации $\omega_p = 1/\tau$. На практике релаксационн. поглощение звука накладывается на обычное поглощение, обусловленное вязкостью и теплопроводностью, поэтому акустич. кривые для $\alpha_p \lambda$ не имеют таких ярко выраженных максимумов, как показано на рис. 2.

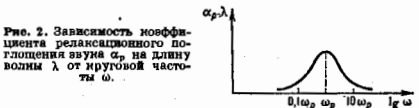


Рис. 2. Зависимость коэффициента релаксационного поглощения звука α_p на длину волны λ от круговой частоты ω .

Для получения кривых релаксационн. поглощения необходимо исключить вклад др. видов поглощения. Если неск. релаксационн. процессов сильно различаются по времени релаксации, то дисперс. области разделяются (рис. 3), а если времена релаксации близки друг к другу, то вид релаксационн. кривых усложняется.

Большинство механизмов Р. а. с $\tau \leq 10^{-8}$ с проявляется только при объёмных деформациях и даёт вклад в объёмную вязкость. В жидкостях и твёрдых телах, однако, за счёт структурной релаксации возможна зависимость от частоты и для сдвиговой вязкости. В маловязких жидкостях (вода и др.) она возникает на очень высоких частотах ($\omega \sim 10^{10}$ с $^{-1}$), а в жидкостях с большой вязкостью (напр., в салоло) такая зависимость наблюдалась экспериментально.

Время релаксации τ характеризует то время, за в-рое параметр ξ , описывающий отклонение системы от равновесия, уменьшится в e раз: $\xi - \xi_0 = \xi_0 \exp(-t/\tau)$. Время релаксации зависит от микроскопич. свойств вещества, таких, напр., как число соударений молекул газа в единицу времени и эффективность передачи энергии при этих соударениях. В газе при заданной темп-ре время релаксации прямо пропорционально числу соударений, необходимых для возбуждения соответствующих степеней свободы. Напр., при нормальных условиях в газе для возбуждения вращат. степеней свободы молекул обычно достаточно 100 соударений, а для возбуждения колебат. степеней свободы нужно $10^3 - 10^6$ соударений. Это означает, что величина τ для колебат. релаксации гораздо больше, чем для вращательной. Время релаксации зависит от давления и темп-ры. Так, в газах обычно $\tau \sim 1/P$, где P — давле-

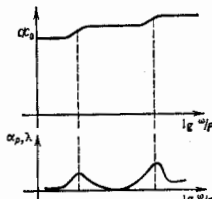


Рис. 3. Зависимость нормированной скорости звука c/c_0 и коэффициента релаксационного поглощения $\alpha_p \lambda$ от частоты ω отнесённой к давлению газа P , при наличии двух релаксационных процессов.

ние газа. Поэтому релаксация, кривые для газов обычно изображаются как ф-ция величины ω/P . Это позволяет при эксперим. определении зависимости α_p и с от ω изменять давление газа, а не частоту звука, что сильно упрощает измерения. В многоатомных газах обычно преобладает колебат. релаксация. Области частот, в к-рых проявляются колебат. и вращат. релаксации, обычно чётко разделяются, т. к. времена релаксации для этих двух процессов различаются на неск. порядков. Наличие примесей др. газов влияет на время релаксации. Напр., в воздухе осн. вклад в поглощение звука даёт колебат. релаксация молекул O_2 и N_2 , причём частота релаксации для O_2 выше, чем для N_2 . Присеи паров воды и изменение темп-ры воздуха существенно влияют на положение релаксац. максимума. В двухатомных газах значения τ обычно очень велики и область релаксации лежит в звуковом диапазоне частот. Для более сложных газов частота ω_p выше (порядка 10^8 — 10^7 Гц при давлении 1 атм).

В жидкостях времена релаксации значительно меньше, чем в газах, т. к. все процессы перестройки жидкостей совершаются быстрее. Поэтому в большинстве жидкостей частота P а. лежит в области гиперзвука.

В твёрдых диэлектриках при отклонении системы фононов от равновесия время релаксации связано с временем жизни фононов $\tau_0 = 3\kappa/Cs^2$, где κ — коэф. теплопроводности, C — теплоёмкость решётки, s — ср. значение скорости звука, $\tau_0 \sim 1/T$ при темп-ре T порядка и выше дебаевского. При распространении звука в пьезополированных частота релаксации ω_p растёт с ростом проводимости кристалла и уменьшается с ростом темп-ры и подвижности носителей тока, а величина дисперсии скорости звука определяется коэф. электромеханич. связи. Дислокац. поглощение звука в монокристаллах также имеет релаксац. характер, причём время релаксации зависит от длины колеблющегося отрезка дислокации, вектора Бюргера и постановки решётки. Релаксац. процессы имеют место также в полимерах, резинах и разл. вязкоупругих средах, в этих веществах наблюдается значит. дисперсия скорости звука, связанная с релаксацией механизма высокой эластичности.

Лит.: Мандельштам Л. И., Леонитович М. А., К теория поглощения звука в жидкостях, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, в. 3, с. 438; Михалев И. Р., Соловьев В. А., Смирнов Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 2, ч. А и В, М., 1968—69; Herzfeld К. F., Litovitz T. A., Absorption and dispersion of ultrasonic waves, N. Y.—L., 1959.

А. Д. Полякова.

РЕЛАКСАЦИЯ КОМПОНЕНТ ПЛАЗМЫ — процесс изменения функций распределения заряд. частиц в плазме за счёт столкновений при стремлении их к равновесию термодинамическому, приводящий к установлению максвелловского распределения.

В простой полностью ионизованной плазме, состоящей из электронов и ионов одного сорта, времена обмена импульсом и энергией при кулоновских столкновениях частиц одного знака между собой и с др. частицами существенно различны. Времена обмена импульсом и энергией при столкновениях одинаковых частиц есть величины одного порядка и даются выражением:

$$\tau_{ij} = 3m_i^{1/2} T_j^{3/2} / 4\sqrt{2\pi} A e^4 n_j^2 Z_j^4,$$

где A — кулоновский логарифм, Z_j — зарядовое число, n_j — концентрация, T_j — темп-ра. При этом для сравнения темп-р $T_e \sim T_i$ релаксация импульса и энергии электронов происходит значительно быстрее: $\tau_{ee} \sim \tau_{ei}(m_e/m_i)^{1/2}$. Передача импульса при столкновениях электронов с ионами характеризуется временем $\tau_{ei}^i \sim \tau_{ee}$, а обмен энергией происходит за значительно большее время $\tau_{ei}^e \sim \tau_{ei}^i m_i/m_e$. Поэтому часто встреча-

ется ситуация, когда распределения электронов и ионов близки к максвелловским, но $T_e \neq T_i$, т. е. плазма двухтемпературная (частичное равновесие).

В слабоконтролизованной плазме время релаксации импульса электронов при столкновениях с атомами $\tau_{ea}^i \sim \tau_{ea}^e$, где ν_{ea} — частота столкновений, а время релаксации энергии при упругих столкновениях $\tau_{ea}^e = m_i/2m_e \nu_{ia}$. Неупругие столкновения могут приводить к гораздо более быстрой релаксации распределения электронов в нек-рых областях энергии. Так, напр., в газовых разрядах электроны с энергией, превышающей первый потенциал возбуждения, релаксируют по энергии быстрее, чем тепловые, для к-рых характерное время есть τ_{ea}^e .

Релаксация пучка пробных частиц в полностью ионизованной плазме описывается Фоккера — Планка уравнением. При этом происходит как торможение пучка за счёт динамич. трения, так и размытие пучка по скоростям — диффузия в пространстве скоростей. Для быстрых частиц время релаксации определяется их энергией, поэтому хвосты ф-ции распределения релаксируют значительно медленнее, чем тепловые частицы. Торможение и рассеяние пучка быстрых электронов с энергией ϵ происходит как на ионах, так и на электронах практически с одним и тем же характерным временем

$$\tau_{ej} = m_i^{1/2} \epsilon^{3/2} / \pi \sqrt{2} \Lambda n_j Z_j^4 e^4.$$

Ионы же с очень большой энергией $\epsilon > (m_i/m_e) T_i$ тормозятся на электронах с характерным временем $\tau_{ie}^i = (m_e/m_i)^{1/2} \tau_{ei}^i$, почти не рассеиваясь. В обратном случае релаксация пучка ионов по энергии и по импульсу происходит за счёт нон-нонных столкновений со временем

$$\tau_{ii} = m_i^{1/2} \epsilon^{3/2} / \pi \sqrt{2} \Lambda n_i Z_i^4 e^4.$$

В плазме с редкими столкновениями релаксация пучка может происходить гораздо быстрее, чем столкновительная, за счёт генерации волн в результате развития пучковой неустойчивости и последующего торможения и рассеяния частиц на возникающих при этом волнах.

Лит.: Трубиных В. А., Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963; Хитон Ф., Явления переноса в столкновительной плазме, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1963; В. А. Рожанский, Л. Д. Ценкин.

РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНАЯ — процесс установления термодинамич. равновесия в системе магн. моментов вещества. Как правило, Р. м. — сложный, многоступенчатый процесс; его характеризуют разл. временами релаксации (см. также Релаксация).

Магн. свойства веществ (за исключением диамагнетиков) обусловлены микроскопич. магн. моментами, к-рые обычно связаны со спином электронов и ядер и образуют т. н. магн., или спиновую, систему (СС). Энергия СС складывается из её взаимодействия с внеш. магн. полем H (земмагнетонная энергия, см. Земмагн. эффект), внутрискристаллическим полем и между самими микроскопич. моментами (энергия спин-спинового взаимодействия). Р. м. при к-рой полная энергия СС не меняется, а лишь перераспределяется между степенями свободы магн. моментов, наз. спиновой. Р. м., изменяющая полную энергию СС, наз. с. и н. р. с. и т. о. й. Она устанавливает равновесие между СС и термостатом (кренштейн); последний термин часто не ограничивают случаем решетчат. кристалла, а имеют в виду все степени свободы, кроме ориентации спинов (тепловое движение молекул жидкости, электронов (проводимости в металле и пр.).

Парамагнетизм. Равновесное состояние парамагнетика, находящегося при т-ре T во внеш. магн. поле H ,

соответствует равновесное значение его намагниченности M_0 , направленной, как правило, по H (см. *Парамагнетизм*). Любое изменение величины или направления поля H приводит к Р. м., в процессе к-рой M стремится к своему новому равновесному значению. При этом релаксация продольной ($M_{||}$) и поперечной (M_{\perp}) по отношению к H составляющих вектора намагниченности происходит с разной скоростью. Соответственно различают время продольной релаксации τ_1 и время поперечной релаксации τ_2 , как правило, $\tau_1 > \tau_2$. Во мн. случаях оба вида релаксации можно описать феноменологич. ур-нием, полученным Ф. Блохом (F. Bloch, 1946):

$$\frac{dM}{dt} = \gamma[MH] - i \frac{M_x}{\tau_1} - j \frac{M_y}{\tau_2} - k \frac{M_z - M_0}{\tau_1}, \quad (1)$$

где γ — магнито-механическое отношение для носителей магнетизма (электронов или ядер); i, j, k — единичные векторы осей x, y, z ; поле H направлено вдоль оси z . Первое слагаемое в правой части (1) описывает прецессию вектора M вокруг направления H с частотой $\omega_0 = \gamma H$ (см. *Лармора прецессия*). Второе и третье слагаемые соответствуют поперечной релаксации. Её причиной является расфазировка (нарушение когерентности фаз) прецессии отд. микроскопич. моментов вещества, приводящая к асинхрон. затуханию M_{\perp} с временем τ_2 . Источником поперечной релаксации могут быть как спин-спиновые, так и спин-решёточные взаимодействия, в зависимости от того, какие из них эффективнее. Др. причиной затухания могут быть разл. статические неоднородности (напр., неоднородности внеш. поля H), вызывающие разброс частот прецессии индивидуальных спинов. В этом случае поперечная релаксация обратима (см. *Спиновые эхо*). В электронных парамагнетиках время τ_2 попадает в диапазон от 10^{-9} с (неразбавлённые парамаг. соли) до 10^{-3} – 10^{-4} с (диамагн. кристаллы с примесью парамагн. ионов), для ядерных спиновых систем — от 10^{-4} с (твёрдые тела) до секунд (жидкости). В последнем случае замедление релаксации обусловлено усреднением анизотропных спиновых взаимодействий из-за быстрого теплового движения молекул.

Последнее слагаемое в ур-нии (1) описывает продольную релаксацию. В достаточ. больших магн. полях она обусловлена спин-решёточным взаимодействием и ведёт к равновесному распределению спинов по земановским уровням энергии за время $\tau_1 > \tau_2$. В малых полях продольная релаксация может быть спин-спиновой, причём $\tau_1 \sim \tau_2$.

Во мн. случаях описание Р. м. с помощью ур-ния (1) неадекватно. В частности, в твёрдых неспродвижных парамагнетиках (как электронных, так и ядерных) при $\tau_1 > \tau_2$ Р. м. протекает сложнее. Она ведёт к установлению в СС внутр. квазиравновесия, при к-ром всемагновская и спин-спиновая подсистемы характеризуются собственными спиновыми температурами. Их выравнивание между собой и с темп-рой решётки T происходит на след. этапе, за счёт спин-решёточного взаимодействия. Дополнит. осложнения Р. м. возникают из-за мультишпелетной структуры ниж. энергетич. уровней парамаг. ионов в кристаллич. поле, сверхтонкого взаимодействия электронов с ядрами и др.

Конкретные механизмы спин-решёточной релаксации и парамагнетиках многообразны, однако в любом случае в их основе лежит воздействие на СС флуктуирующих полей, создаваемых тепловым движением решётки (см. *Спин-фононное взаимодействие*). Частотный спектр спин-решёточного взаимодействия содержит характерные частоты СС (в частности, ω_0). В концентрированных электронных парамагнетиках это обеспечивается модуляцией дипольных и обменных взаимодействий между магн. ионами тепловыми колебаниями решётки или молекулярным движением. В твёрдых телах с малой концентрацией парамагн. примесей (ионов переходных групп, свободных радикалов и т. п.) осн. роль играет

модуляция орбитального движения несвязанных электронов, передающаяся спиновым степеням свободы через спин-орбитальное взаимодействие. Потому наиб. быстрая спин-решёточная релаксация наблюдается для ионов, в магнетизме к-рых существует вклад орбитального движения (Fe^{2+} , Cr^{2+} и др.), а наиб. медленная — для прим. спинового магнетизма (Mn^{2+} , водорододобные дефекты и др.).

Элементарные процессы спин-решёточной релаксации могут быть прямыми (с рождением или поглощением одного фонона частоты ω_0), комбинированными и двухфононными), а также многоступенчатыми, с участием ближайших возбуждённых состояний. Прямые процессы преобладают лишь при низких темп-рах, где обычно $\tau_1 \sim 1/T$. Остальные механизмы, характерные для более высоких темп-р, ведут к более сильной (стенной, экспоненциальной) температурной зависимости τ_1 . Диапазон значений τ_1 в электронных парамагнетиках от 10^{-9} – 10^{-7} с при комнатной темп-ре до 10^{-3} – 1 с при темп-рах نزدیک гелия.

Ядерная спин-решёточная релаксация обычно обусловлена влиянием парамагн. ионов (примесных, если осн. решётка диамагнетична), сверхтонкого взаимодействия с к-рыми обеспечивает передачу энергии от ядерных спинов к решётке. В металлах и полупроводниках аналогичную роль посредника играют электроны проводимости. Прямое воздействие колебаний решётки твёрдого тела бывает существенным лишь для ядер, обладающих электрическим квадрупольным моментом ядра (см. *Ядерный квадрупольный резонанс*). В жидкостях и молекулярных соединениях, где реализуется быстрое движение молекул или их фрагментов, эффективен механизм модуляции ядерных диполь-дипольных взаимодействий; этот эффект лежит в основе методов изучения молекулярной подвижности с помощью Р. м. Типичные значения τ_1 для ядер от 10^{-4} до 2 часов.

Магнитоупорядоченные вещества. Сильное обменное взаимодействие между электронами в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках, заставляющее их спины поддерживать определ. ориентацию по отношению друг к другу, приводит к коллективизации процессов Р. м. При этом устанавливается равновесное распределение энергии между собой, типами коллективных колебаний магн. системы: однородной прецессией намагниченности, неоднородными типами прецессии, спиновыми волнами, а также между магн. системой и решёткой.

В простейших случаях Р. м. в ферромагнетике можно описать как затухание прецессии вектора M вокруг направления эфф. поля: $H_{\text{эфф.}} = H + H_A$, где H_A — поле анизотропии (см. *Магнитная анизотропия*), связанное с осью лёгкого намагничивания. На практике часто используют феноменологич. *Ландау — Лифшица уравнение*, к-рое можно записать в виде

$$\frac{dM}{dt} = \gamma[MH_{\text{эфф.}}] - \frac{\lambda}{M^2} [M[MH_{\text{эфф.}}]]. \quad (2)$$

Второе слагаемое в правой части (2) характеризует момент сил трения, эффективность к-рых определяется релаксат. параметром λ . Согласно ур-нию (2), длина вектора M постоянна, так что процесс сводится лишь к изменению его проекции M_z на направление $M_{\text{эфф.}}$. В общем случае Р. м. в магнитоупорядоченных телах протекает значительно сложнее. Под действием постоянного и переменных внеш. магн. полей в магн. системе может устанавливаться стационарное неравновесное состояние — магн. колебания или волны, диссипация к-рых определяется процессами Р. м. Причём вклады разл. механизмов зависят от параметров спиновой волны, магн. анизотропии, темп-ры и пр. Наиб. полно эти процессы изучены в ферромагн. дилектриках (см. *Ферриты*). Обычно самым быстрым процессом Р. м. при не очень низких темп-рах оказывается рассеяние элементарных спин-волновых возбуждений (*магнонов*) друг на друге за счёт обменного взаимодействия.

На этом этапе Р. м. устанавливается внутри квазиравновесия в системе магненов, однако M_1 и M_2 сохраняют нач. значения. Характерное время этого этапа Р. м. имеет порядок $(kT_C/k)(T/T_C)^4$, где T_C — темп-ра Кюри (Кюри точка). Дальнейшая релаксация обусловлена слиянием и расщеплением магненов за счёт дипольного взаимодействия, а также их взаимодействием с фононами. При этом сначала устанавливается равновесное значение M , а затем происходит поворот намагниченности к направлению $H_{\text{эф}}$. Последний этап описывается у-рвнем (2); типичные значения λ имеют порядок 10^6 с⁻¹.

На практике значит. вклад в диссипацию магн. колебаний вносят неоднородности кристалла: нарушение порядка в расположении магн. ионов в узлах решетки, разориентация осей лёгкого магнитизма, поры, трещины, шероховатость поверхности и т. д. Неоднородности приводят к дополнит. рассеению магненов — вклад этого механизма может на неск. порядков превосходить собственную спин-спиновую релаксацию. Значит. влияние на Р. м. оказывают также электроны проводимости в ферромагн. металах, а также некоторые ионы с сильной спин-орбитальной связью (напр., трёхвалентные лантаниды), выступающие посредниками между СС и решёткой. В малых магн. полях в Р. м. вносят вклад процессы вязкого движения доменных стенок (см. Доменной стенки динамика).

Р. м. в ферримагнетиках и антиферромагнетиках обусловлена в общем теми же механизмами, что и в ферромагнетиках, однако эф. проявления осложнены наличием неск. магн. подрешёток. Особый случай представляют *спиновые стекла*, характеризующиеся широким спектром времён Р. м. и длительной релаксацией метастабильных магн. состояний.

Диамagnetики. Для них Р. м. обычно не выделяется в самостоят. объект исследования, поскольку подчиняется обычным законам взаимодействия электронов (связанных или свободных) с магн. полем. Ширина линии *циклотронного резонанса* в металах и полупроводниках определяется длиной свободного пробега носителей заряда. Исключение составляют аномально сильные диамagnetики — сверхпроводники, где процессы Р. м. наиб. существенны в смешанном состоянии *сверхпроводников второго рода*.

Методы исследования магнитной релаксации. Наиб. широко используются резонансные методы: *электронный парамагнитный резонанс*, *ядерный магнитный резонанс*, ферро-, ферри-, антиферромагнитный резонансы. Поперечная релаксация обычно проявляется в возрастании ширины ΔH резонансных линий до величин порядка $1/\tau_2$, а также в затухании сигналов спиновой прецессии и спинового зха. Спин-решёточная релаксация определяет величину стационарного поглощения энергии резонансного ВЧ-поля; кроме того, время τ_1 измеряется по восстановлению равновесной намагниченности после возбуждения мощным радиоимпульсом. Р. м. проявляется также в частотной зависимости динамич. магнитной восприимчивости — в частности, в релакс. поглощении энергии на частотах порядка $1/\tau_1$ и $1/\tau_2$. Применяются сочетания резонансных и нерезонансных методов, двойные резонансы, магнитоопт. эффекты и пр. Обширную информацию о Р. м. в магнитоупорядоченных веществах даёт набор, возбуждение *спиновых волн* с помощью ВЧ-накачки, изучение спиновых нестабильностей, параметрических ВЧ-эффектов и пр.

Изучение Р. м. предоставляет ценную информацию о природе магнетизма в разл. веществах, позволяя исследовать спин-спиновые, спин-фононовые и электронно-ядерные взаимодействия, атомно-молекулярную подвижность в конденсиров. средах. Р. м. играет существенную роль в работе устройств магн. памяти и магн. записи (см. Памяти устройства), во мн. случаях определяя их быстродействие и частотный диапазон; в методах получения сверхвысок. темп-р с помощью адиабатич. размагничивания (см. Магнитное охлаждение); в квантовых парамагн. усилителях (мазерах); в эффектах

динамики, поляризации ядер (см. Ориентированные ядра, Оверхаузера эффект) и т. д.

Лит.: Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Аллушлер С. А., Ковалева В. М., Зенгерман П. А., Гуревич А. Т., Митропольский М. М., Штернман И. М., Изучение процессов в магнитных группах, 2 изд., М., 1972; Слитер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Писунецкий С. И., В. С., Спиновые волны, М., 1967; Гуревич А. Т., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1978; Александров И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твёрдых немагнитических парамагнетиках, М., 1975; Абрагам А., Гольдман М., Изучение магнетизма: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

В. А. Азаркин.

РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — заполняющее Вселенную практически изотропное эл.-магн. излучение с чернотельным спектром и темп-рой ок. 2,7 К (*фоновое космическое излучение*), интерпретируемое как реликт нач. стадий эф. эволюции. Подробнее см. Микроволновое фоновое излучение.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ (лоренц-инвариантность) — независимое физ. законов и явлений от скорости движения наблюдателя (или, точнее, от выбора *инерциальной системы отсчёта*). Р. н. законов фундам. физ. взаимодействия означает невозможность ввести выделенную систему отсчёта и измерить «абс. скорость» тел. Принцип Р. и. возник в нач. 20 в. в результате обобщения разл. опытных данных, начиная с отрицат. результата эксперимента Майкельсона — Морли (1881—87) (см. Майкельсона опыт). Ныне наилучшие и наиб. многочисл. подтверждения Р. и. фундам. физ. взаимодействий дают опыты с элементарными частицами высоких энергий. Из принципа Р. и. вытекает существование нек-рой универсальной макс. скорости распространения всех физ. взаимодействий; эта скорость совпадает со скоростью света в вакууме. Математически Р. и. выражается в том, что у-рвня релятивистской механики Эйнштейна — Лоренца — Пуанкаре и электродинамики Максвелла (совокупность этих у-рвней образует спец. теорию относительности), а также теории сильного и слабого взаимодействий, а также теории своего вида, если входящие в них пространственно-временные координаты и физ. поля подвергаются Лоренца преобразованиям. Для построения релятивистской инвариантной теории гравитат. взаимодействия понятие Р. и. должно быть обобщено (см. ниже).

Фундам. свойством Р. и. является то, что она имеет место для пространства и времени вместе (а не по отдельности), т. к. преобразования Лоренца перемещают пространственную и временную координаты. Это привело к введению понятия пространства-время — четырёхмерного псевдоевклидова многообразия, точками к-рого являются разл. события [А. Пуанкаре (H. Poincaré), Г. Минковский (G. Minkowski)]. Преобразования Лоренца можно интерпретировать как четырёхмерный гиперболич. поворот в этом многообразии.

В предельном случае относит. скоростей v , много меньших скорости света (когда пренебрегают всеми эффектами порядка v^2/c^2 и выше), Р. и. переходит в галилееву (нерелятивистскую) инвариантность — инвариантность относительно преобразования Галилея (см. Галилеев принцип относительности).

Р. и. специальной (частной) теории относительности, к-рая является гл. областью (в том смысле, что относит. скорость двух систем отсчёта и коэффициенты преобразования Лоренца постоянны во всем пространстве-времени), была обобщена в *общей теории относительности* Эйнштейна, где имеет место только локальная Р. и. — преобразования Лоренца относятся к дифференциалам координат, а их параметры зависят от точки. Понятие Р. и. было также обобщено (с сохранением осн. свойств) на многомерные теории физ. взаимодействий, в т. ч. гравитат. взаимодействия (см. Калуцы — Клейна теория, Суперструны).

А. А. Старобинский.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА — раздел теоретич. физики, в к-ром рассматриваются ре-

релятивистские квантовые законы движения микрочастиц (электронов и др.) в т. н. одностороннем приближении. Релятивистские эффекты велики при энергиях частицы, сравнимых с её энергией покоя. При таких энергиях может происходить рождение частиц (реальных или виртуальных), поэтому рассмотрение одной частицы в общем случае неправомерно. Последоват. описание свойств релятивистских квантовых частиц возможно только в рамках *квантовой теории поля*. Однако в некоторых задачах образование частиц можно не учитывать и использовать волновые квантовые ур-ния, описывающие движение одной частицы (одностороннее приближение). Так находят, напр., релятивистские поправки к атомным уровням энергии (определяющие тонкую структуру). Такой подход является логически не замкнутым, поэтому Р. к. м., в к-рой рассматриваются задачи подобного типа, в отличие от релятивистской квантовой теории поля и нерелятивистской квантовой механики, не существует как последоват. теория. Основой расчётов в Р. к. м. служат релятивистские *Дирака уравнение* для электронов и др. частиц со спином $1/2$ и *Клейна — Гордона уравнение* для частиц со спином 0.

И. Ю. Кобzareв.
РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КОВАРИАНТНОСТЬ — см. *Ковариантность*.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ МЕХАНИКА — раздел теорет. физики, рассматривающий классич. законы движения тел (частиц) при скоростях v , сравнимых со скоростью света c . Р. м. основана на частной (спец.) теории относительности. Осн. ур-ния Р. м. — релятивистское обобщение 2-го закона Ньютона и релятивистский закон сохранения энергии-импульса — удовлетворяют требованиям принципа относительности Эйнштейна. Из них, в частности, следует, что скорость материальных объектов не может превышать c . При $v \ll c$ Р. м. переходит в классич. механику Ньютона. См. *Относительности теория*.

И. Ю. Кобzareв.
РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ПЛАЗМА — плазма, в к-рой ср. энергия хотя бы движения частиц хотя бы одного сорта превышает энергию покоя этих частиц. Чаще всего релятивистской является электронная компонента плазмы. Р. п. обладает рядом особенностей, в частности частота её ленгмюровских колебаний зависит от темп-ры (ср. энергия) электронов, а шарные столкновения, вообще говоря, приводят к рождению новых частиц. Однако классификация колебаний и волн Р. п. качественно остаётся той же и для нерелятивистской плазмы (см. *Волны в плазме*).

В некоторых случаях релятивистские эффекты в плазме становятся существенными и при ср. энергиях электронов, существенно меньшей её энергии покоя (в 500 кэВ). Так, релятивистские поправки к мощности тормозного излучения плазмы значительны уже при темп-ре электронов, соотв. их кинетич. энергии 50—70 кэВ, а эффекты релятивистского замедления гирачотности электронов в случае электронного циклотронного резонанса — при ещё меньшей темп-ре.

В лаб. условиях плазму с релятивистскими электронами получают в магн. ловушках, чаще всего в пробирках (см. *Открытые ловушки*), воздействуя на первоначально холодную плазменную мишень мощным эл.-магн. излучением в диапазоне электронной циклотронной частоты. Др. способ получения Р. п. — более или менее длит. пропускание через плазму-мишень пучка заряж. частиц; возбуждаемые пучком плазменные колебания также могут приводить к ускорению значит. части электронов до релятивистских энергий (см. *Плазменная электроника*). Дальнейший рост энергий электронов может происходить за счёт адиабатич. сжатия такой плазмы, осуществляемого наращиванием магн. поля пробирочной (см. *Нагрев плазмы*). Р. п. встречается в астрофиз. объектах, напр. в магнитоферах пульсаров. Через состояние Р. п. проходила Вселенная в целом (см. *Горячей Вселенной теория*).

Д. Д. Рютков.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ СКОРОСТЬ — скорость v , близкая к скорости света c . Частица, движущаяся с Р. с., нав. р е л я т и в и с т к о й. Энергия свободной релятивистской частицы

$$\mathcal{E} = mc^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

сравнима или больше удвоенной энергии покоя частицы: $\mathcal{E} > 2mc^2$ (m_0 — масса покоя частицы); если $\mathcal{E} \gg mc^2$, частица нав. у л ь т р а р е л я т и в и с т к о й.
РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ — см. *Относительности теория*.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА — раздел термодинамики, изучающий преобразование термодинамич. величин при переходе от неподвижной системы к движущейся со скоростью, близкой к скорости света. Р. т. основывается на объединении идей специальной и общей теории относительности с классич. термодинамикой.

Осн. идеи Р. т. были разработаны М. Планком (М. Planck) и А. Эйнштейном (А. Einstein) в 1907 для случая спец. теории относительности. Обобщение Р. т. для случая общей относительности теории принадлежит в осн. Р. Толмэну (R. Tolman, 1928).

Термодинамич. величины, такие, как энергия \mathcal{E} , импульс p , объём V и давление P , при переходе от покоящейся системы к системе, движущейся со скоростью v , преобразуются по релятивистским ф-лам:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= (1 - \beta^2)^{-1/2} (\mathcal{E}_0 + \beta^2 P_0 V_0); \\ p &= (u/c^2) (1 - \beta^2)^{-1/2} (\mathcal{E}_0 + P_0 V_0), \end{aligned} \quad (1)$$

где $V = V_0 (1 - \beta^2)^{1/2}$, $P = P_0$, $\beta^2 = u^2/c^2$. Индекс «полю» означает, что величина рассматривается в собственной, неподвижной системе координат ($u = 0$); предполагается, что упругие напряжения создают лишь скалярным давлением P_0 , а скорость движущейся системы u постоянна.

Согласно первому началу классич. термодинамики, подведённая к системе теплота dQ и работа внеш. сил dA , произведённая над системой, связаны соотношениями

$$dQ = d\mathcal{E} - dA, \quad (2)$$

$$dA = -P dV + u dp. \quad (3)$$

Из (1) и (2) следует, что

$$dQ = (1 - \beta^2)^{1/2} (d\mathcal{E}_0 + P_0 dV_0). \quad (4)$$

Величина $\mathcal{E}_0 + P_0 V_0 = Q_0$ есть *энтропия*, или тепловая ф-ция. Следовательно, закон преобразования кол-ва теплоты при переходе к движущейся системе:

$$dQ = (1 - \beta^2)^{1/2} dQ_0, \quad Q = Q_0 (1 - \beta^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Согласно системе скорости и можно рассматривать как адиабатич. процесс, при этом *энтропия* S остаётся неизменной и в движущейся, и в неподвижной системах ($S = S_0$), т. е. инвариантна относительно Лоренца преобразований. Инвариантность энтропии следует из того, что она связана с равновесным распределением вероятности, когда переходы в неравновесное состояние невозможны.

Согласно второму началу термодинамики,

$$dQ = T dS. \quad (6)$$

Из сравнения (5) и (6) следует возможный закон преобразования темп-ры T при переходе от неподвижной системы к движущейся:

$$T = T_0 (1 - \beta^2)^{1/2}. \quad (7)$$

Однако такая зависимость не обязательна, что [как выяснил Г. Отт (H. Ott, 1967) [2]] связано с произволом

в определении кол-ва теплота. Передаваемую теплоту можно определить либо при пост. импульсе [как предположили Планк и Эйнштейн и что ведёт к ф-ле (7)], или при пост. скорости. Но т. к. в теории относительности импульс и скорость не пропорциональны, то второе определение δQ , связанное с передачей энергии при пост. импульсе, приводит к иному, чем (7), закону преобразования темп-ры в движущейся системе:

$$T = T_0(1 - \beta^2)^{1/2}. \quad (8)$$

Это не вызывает к-л. затруднений и противоречий, т. к. термодинамич. процесс рассматривается в системе покоя (см. [2], с. 165).

Неравновесная Р. т. была разработана К. Эккартом [3] для однокомпонентной жидкости или газа и обобщена в 1953 для смеси Г. Клютенбергом, С. де Гроотом и П. Мауэром [4]. Здесь также теплота и её поток определяются неоднозначно, а имеются две возможности — Эккарта [3] к Ландау и Лифшица [5].

Второе начало термодинамики можно сначала представить в релятивистской форме в галилеевых координатах [2]:

$$\frac{\partial}{\partial x^i} \left(\varphi_0 \frac{dx^i}{ds} \right) \delta x^i \delta y^i \delta z^i \geq \frac{\delta Q_0}{T_0}, \quad (9)$$

где знак «больше» относится к неравновесным процессам, φ_0 — собств. плотность энтропии в заданной точке в заданный момент времени, измеряемая локальным наблюдателем, покоящимся относительно жидкости или рабочего вещества, dx^i/ds — компоненты макроскопич. «скорости» жидкости в заданной точке в используемых координатах, δQ_0 — собств. теплота, измеряемая локальным наблюдателем, к-рая поступает в изучаемый элемент жидкости при собств. темп-ре T_0 за интервал времени наблюдения δt , входящий в ф-лу для четырёхмерного объёма $\delta x^i \delta y^i \delta z^i$.

Для того чтобы получить формулировку второго закона термодинамики с учётом общей теории относительности, нужно привлечь принцип ковариантности и эквивалентности принципу (см. [2], гл. 9).

Р. т. позволяет исследовать условия термодинамич. равновесия с учётом хим. и ядерных реакций, а также гравитач. поля. Одна из областей применения Р. т. — космология, модели (см. *Космология*). Для разреженных газов Р. т. может быть разработана на основе релятивистской кинетич. теории и применена к системам лептонов, адронов, фотонов и электронов [6].

Лит.: 1) Паули В. Теория относительности, пер. с нем., 2 изд., М., 1983, гл. 3; 2) Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология, пер. с англ., М., 1974; 3) Е с к а р т К., The thermodynamics of irreversible processes, 3. Relativistic theory of the simple fluids, «Phys. Rev.», 1940, v. 58, p. 918; 4) К л у т е н б е р г Г. А., de Groot S. R., Мауэр Р. Relativistic thermodynamics of irreversible processes, 1—2, «Physica», 1953, v. 19, p. 889, 1079; 5) Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Л. Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988, гл. 15; 6) де Гроот С., ван Леуве В., ван Верт Х. Релятивистская кинетическая теория, пер. с англ., М., 1983. Д. Н. Зубов.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЧАСТИЦА — частица, кинетич. энергия к-рой ϵ сравнима с энергией покоя m_0c^2 или больше её (m — масса частицы, c — скорость света). Скорость Р. ч. близка к скорости света. Если $\epsilon \gg m_0c^2$, частица наз. ультрарелятивистской. Р. ч. получают в ускорителях заряженных частиц.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА — раздел высокочастотной электроники, посвящённый использованию релятивистских электронных пучков (РЭП) и (или) релятивистских эффектов для усиления, генерирования и преобразования эл.-магн. колебаний и волн. Релятивистские эффекты проявляются, как правило, при скоростях электронов v , соизмеримых со скоростью света c ($v \sim c$), когда энергия электронов

$$\epsilon = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \epsilon_0 \gamma = \epsilon_0 + U$$

существенно отличается от их энергии покоя $\epsilon_0 = m_0c^2 = 0,511$ МэВ, т. е. при $eU \gtrsim \epsilon_0$, где U — ус-

коряющий потенциал; однако роль этих эффектов может быть определяющей и в устройствах со слаборелятивистскими $v^2 \ll c^2$ электронными пучками (напр., в маэраэ на циклотронном резонансе — МЦР). Поскольку повышение ускоряющего потенциала является наиб. действенным способом увеличения мощности электронных пучков [макс. ток в вакуумном катде возрастает в нерелятивистском случае по закону степеней вторых]: $I_{\text{макс}} = AU^{3/2}$, а в ультрарелятивистском ($\gamma \gg 1$) — пропор. ускоряющему потенциалу $I_{\text{макс}} = BU$], то Р. э. представляет собой прежде всего область электроники больших мощностей. Вместе с тем ряд релятивистских эффектов позволяет получать когерентное эл.-магн. излучение с очень высокими частотами, недоступными для обычной релятивистской вакуумной электроники [см. *Лазеры на свободных электронах* (ЛСЭ)].

В Р. э. используются те же синхронизмы между электронами и эл.-магн. волнами (или, в общем случае, между спектральными компонентами ВЧ-полей), т. е. те же типы индукторов, излучателя электронов, что и в нерелятивистской классической электронике (табл.); однако особенности релятивистской кинематики в динамике релятивистского электрона приводят к радикальным различиям между законами, определяющими работу релятивистских и соответствующих нерелятивистских приборов, а также создают возможности реализации высокоэфф. приборов, не имеющих близких нерелятивистских аналогов. К числу важнейших эффектов, используемых Р. э., можно отнести следующие.

1. Поскольку при $\gamma \rightarrow \infty$ зависимость скорости электронов от их энергии становится всё более слабой:

$$\frac{dv}{d\epsilon} = \frac{v}{\epsilon} \cdot \frac{1}{\gamma^2},$$

то в системах с прямолинейными и слабоискривлёнными электронными пучками [напр., в генераторах, основанных на индуцированных Черенкова — Ваисова излучении и переходном излучении, — лампе бегущей волны (ЛБВ), лампе обратной волны (ЛОВ), твистроне, оротроне] группировка пучка электронов, модулируемого ВЧ-полем, происходит на всё больших пространственных масштабах. В результате оптич. длина пространства взаимодействия Л растёт пропорц. квадрату энергии электронов: $L/\lambda \sim \gamma^2$, а продольную составляющую элтрич. поля синхронной волны нужно

ВЧ-приборы с релятивистскими электронными пучками

Тип индуцированного излучения	Синхронизмы	Тип генератора (усилителя)
Черенкова — Ваисова	$\omega = k_1 v$	ЛБВ ЛОВ Оротрон Магнетрон
Переходное	$\omega \approx k_1 v$	Клистрон Монокотрон Твистрон
Тормозное	$\omega = k_1 v + \omega_H$ $\omega = (k_1 + k_2) v$	Гиротрон МЦАР Убитрон (ЛСЭ)
Рассеяние волн (параметрическое)	$\omega - \omega' = (k_1 + k_2) v$	Сматтрон

Примечание: ω и k_1 — частота волны и продольное волновое число, ω_H — циклотронная частота, ω_1 и k_1 — частота волн и продольное волновое число накачки.

уменьшать, как γ^{-2} (тогда как в слабoreлятивистском случае обе эти величины пропорц. корню из величин энергии электронов). Такой закон подобия благоприятствует созданию мощных релятивистских электронных ВЧ-генераторов с высокоселективными пространственно-развитыми эл.-динами. системами.

2. При тормозном излучении электронов с ростом их энергии максимум спектральной интенсивности смещается в область частот, существенно превосходящих частоты, представленные в неравномерном (напр., осцилляторном) движении частиц. Так, электрон, вращающийся с частотой Ω , излучает преим. на частотах $\omega \sim \gamma^2 \Omega$ (с эффектом Доплера), а электрон, совершающий малые колебания с частотой Ω и обладающий релятивистской поступат. скоростью $v \approx c$, излучает в направлении своего поступат. движения на частотах $\omega \sim \gamma^2 \Omega$ (релятивистский Доплер эффект). Аналогично этому при рассеянии волны на электроне, движущемся навстречу ей с релятивистской скоростью, частота рассеянного излучения в γ^2 раз превышает частоту падающей волны (релятивистский Комптона эффект). Указанные эффекты открывают возможность для продвижения соответствующих ВЧ-генераторов — убитрона, мазера на циклотронном авторезонансе (МЦАР), скаттрона — в особо коротковолновые диапазоны.

3. Поскольку поперечная масса электронов в γ^4 раз меньше продольной, то в отсутствие статич. поля, к-рое ограничивало бы их поперечное движение, группировка электронного пучка под действием ВЧ-модуляции развивается в поперечном направлении гораздо быстрее, чем в продольном. Этот эффект используется в секционир. приборах с поперечным отклонением электронов — гироскопе и оптич. кластроне.

4. В потоке электронов, вращающихся в однородном магн. поле H_0 , эл.-магн. волна вызывает иерцидную группировку двух типов: а) продольную (относительно H_0), обусловленную неоднородностью ВЧ-поля; б) орбитальную, обусловленную релятивистской зависимостью циклотронной частоты от энергии электронов. На этих эффектах основано действие МЦАР, среди к-рых с точки зрения получения больших мощностей в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн наиб. перспективны при слабо- и умеренно-релятивистских энергиях электронов *гиротроны* (как генераторы, так и усилители), при ультрарелятивистских — МЦАР.

Согласно теории, кнд электронных ВЧ-генераторов и усилителей сохраняется в принципе на уровне $\sim 10\%$ при любых, сколь угодно больших энергиях электронов.

Для практич. реализации мощных релятивистских электронных ВЧ-приборов необходимо прежде всего источники интенсивных РЭИ с достаточно малой дисперсией параметров, а также эл.-динами. системы с достаточными селективностью и электропрочностью. РЭИ, появившиеся еще в 1930-х гг. благодаря изобретению ускорителей, из-за ограниченности тока для генерации когерентного (коллективного) излучения были непродуктивны. Традиционная ВЧ-электроника освоила режимы с $U \approx 100$ кВ, при к-рых релятивистские эффекты начинают заметно влиять на динамику электронов, в 1950-х гг.; теперь импульсная мощность усилит. кластронов и гироскопов в диапазоне метровых и дециметровых волн достигает десятков МВт. С кон. 1950-х гг. в ВЧ-электронике начали использоваться и принципиально релятивистские эффекты. Первые генераторы такого рода были МЦАР (гиротроны); ныне непрерывная мощность гиротронов составляет величину ~ 300 кВт при $\lambda \sim 1$ см и превышает 1 кВт при $\lambda \sim 1$ мм, мощность в импульсах длительностью 10^{-4} — 10^{-1} с составляет величину ~ 100 кВт при $\lambda \sim 0,7$ мм и превышает 1 МВт при $\lambda \approx 3$ мм.

Возможность создания релятивистских электронных ВЧ-генераторов повнм. мощности с импульсом длительностью 10^{-4} — 10^{-8} с возникла в кон. 1960-х гг. благодаря появлению сильноточных электронных ускорителей. Для генерации используются пучки электронов с энергиями 0,5—2 МэВ и токами 1—100 кА. Наиб. внимание уделяется на относительно длинных ($\lambda \approx 3$ мм) волнах генераторам, основанным на индукциях, черепковском излучении (релятивистским маэтроном, ЛОВ, оротрон и т. п.), а на относительно коротких ($\lambda \leq 3$ мм) волнах — генераторам, основанным на индукциях, тормозном излучении и рассеянии волн (релятивистскому убитрону, МЦАР и т. п.). В этих генераторах применяются как вакуумные, так и твердотельные эл.-динами. системы. Достигаемая в настоящее время ВЧ-мощность при укорочении волн от 40 см до 0,5 мм может снижаться до 40 ГВт до 1 МВт.

В кон. 1970-х гг. появились ВЧ-генераторы, позволяющие в качестве пускаторов электронов использовать ускорители с повнм. ср. мощностью и тактовой частотой, позволяющей реализовать синхронизм между импульсами тока и эл.-магн. импульсом, последова-



Мощность генераторов когерентного электромагнитного излучения в зависимости от длины волны; ● — непрерывный режим, ■ — импульсный режим.

тельно отражающимся от зеркала открытого резонатора. Такие генераторы, представляющие собой разновидность убитронов, работающие при $\gamma \sim 10^4$, благодаря релятивистскому эффекту Доплера позволяют получать когерентное излучение в оптич. (лазерном) диапазоне и поэтому получили назв. лазеров на свободных электронах (рис.).

Приборы Р. э. находят применение в физ. эксперименте (неоднородное мощное излучение на вещество, в частности на плазму) и считаются перспективными для техн. (в частности, радиотехн.) приложений.

А. В. Рапопов-Грехов, М. И. Петелин.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА — раздел физики, посвященный изучению ядерных процессов, в к-рых частицы, составляющие ядро или материю, движутся со скоростями, близкими к скорости света с. Р. я. ф. сформировалась в 1970—72 в связи с экспериментами на пучках релятивистских ядер, полученных на синхротроне ОИЯИ (Дубна, СССР) и на бетатроне (Беркли, США). Как составляющая часть первичного космич. излучения релятивистские ядра наблюдались с 1948 в космич. лучах.

Введение. Традиц. модели ядра как системы нуклонов рассматриваются в рамках нерелятивистской квантовой механики и описываются эмпирич. факты, относящиеся к невязаным энергиям частиц — не более десятков и сотен МэВ (см. *Оболочечная модель ядра*). Релятивистские эффекты при таком подходе являются малыми поправками. В области относит. скоростей,

близких к скорости света c , теория ядерных процессов становится связанной с решением фундам. проблем теории квантовых полей. Для описания ядерных взаимодействий при скоростях ядерных частей, близких к c , понятие нуклона становится неадекватным, а протон-нейтронная модель — недостаточной. В качестве составляющих частиц ядерной материи (квантов) начинают выступать кварки и глюоны, динамика к-рых определяется ур-ниями квантовой хромодинамики (см. *Кварковые модели*).

Инвариантные переменные. Характерное явление Р. я. ф. — множественное рождение частиц (рис. 1).



Рис. 1. Множественное рождение адронов при столкновении релятивистского ядра ускорителя с ядром Та (пропаянная пузырьковая камера).

Пусть I и II — сталкивающиеся ядра (A_1, A_2 — массовые числа), а 1, 2, 3, ... — продукты реакции (A_1, A_2, A_3):

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$$

Эксперим. методики позволяют определить импульсы всех частиц p_i, p_k , их массы m_i, m_k , энергии ϵ_i, ϵ_k (здесь индексы i, k обозначают и сталкивающиеся ядра и продукты реакции). Эти величины связаны соотношением

$$\epsilon_k^2 - p_k^2 = p_k^0^2 = m_k^2$$

(в системе $h = c = 1$), где p_k — четырёхмерный вектор импульса (см. *Скорость четырёхмерная*). Они служат основой для выбора кинематич. переменных, наиб. адекватно описывающих динамику закономерности процессов.

Физически значимой характеристикой пучков ядер является энергия, приходящаяся на 1 нуклон. Точно также энергию и импульс участвующих в реакции объектов надо делить на число составляющих их элементов (n о с т и т у е т в о в). Отношения импульсов адронов к их массам выступают в качестве характеристики ср. импульса, приходящегося на 1 конститuent. Вследствие этого процессы в Р. я. ф. описывают в терминах инвариантных положит. величин (безразмерных):

$$b_{ik} = -\left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k}\right)^2 = -(u_i - u_k)^2, \quad (1)$$

где u_i, u_k — 4-векторы скоростей. Т. к. $p_i/m_i = p_k/m_k = 1$, то

$$b_{ik} = 2(u_i u_k - 1) = 2[(\epsilon_i \epsilon_k - p_i p_k) / m_i m_k - 1].$$

В системе покоя одной из частиц, напр. k , $b_{ik} = 2T_i/m_i$, где T_i — кинетич. энергия частицы i в системе покоя частицы k . Если частица k — ядро, то

$$b_{ik} = 2T_i / A_i m_0,$$

где $m_0 = 931$ МэВ (~ 1 ГэВ) — атомная единица массы (АЕМ). Для взаимодействия ядер i и k величина b_{ik} является кинетич. энергией одного из ядер, приходящейся на 1 нуклон и выраженной в АЕМ (практически — в ГэВ).

Распределения вероятностей W (сечения) процессов зависят только от b_{ik} и не зависят от энергии, передачи импульса и т. п. (при фиксированных b_{ik}). Это позво-

ляет воспользоваться методами подобия теории. Помимо соображений размерности и инвариантности в теории подобия используется гипотеза о том, что решения (в нашем случае — сечения) обладают асимптотич. поведением. Если разбить совокупность экспериментально определяемых величин на 2 группы $\{\dots b_{ik} \dots\}$ и $\{\dots b_{ik} \dots\} \beta$, то принцип самоподобия (автоматичности) приводит при достаточно больших α и β к соотношению

$$W(b_{\alpha k}, b_{\beta k}, b_{\alpha\beta}, \dots) = b_{\alpha\beta}^{-n} W^1(b_{\alpha k}, x_k). \quad (2)$$

Здесь индексы α, β могут относиться как к частицам, так и к образующимся комплексам частиц (кластерам), $x_k = b_{\beta k} / b_{\alpha\beta}$. Из (2) видно, что W^1 не зависит от $b_{\alpha\beta}$ (только от x_k) и обладает по этой переменной автоматичностью. Число n определяется из теории и измеряется в эксперименте. Из двух параметров подобия $b_{\alpha k}$ и x_k только x_k является масштабно инвариантным (см. *Масштабная инвариантность*).

Важным результатом обобщения эксперим. наблюдений является ослабление взаимодействия объектов α и β (ядер, адронов, кластеров в пространстве 4-скоростей) при увеличении их относит. скорости (при больших $b_{\alpha\beta}$). Это свойство может быть записано в виде

$$W^1 = W^{\alpha} W^{\beta} \rightarrow 0, \quad (3)$$

где W^{α}, W^{β} — вероятности процессов для подсистем α и β . Объединение свойств (2) и (3) даёт

$$W = b_{\alpha\beta}^{-n} W^{\alpha} W^{\beta}. \quad (4)$$

Распределения частиц в пространстве 4-скоростей распадаются на кластеры — группы точек u_i , расстояния между к-рыми $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$ значительно меньше ср. расстояния между всеми точками ансамбля. Изучение кластеризации в множественном образовании частиц позволило получить релятивистски инвариантное описание струй — резко направленных выбросов адронной материи при столкновении частиц и ядер. Согласно существующим представлениям струи являются продуктами превращения в адроны кварка или глюона, выбитого при столкновении исходных частиц. Изучение образования струй в столкновениях ядро — ядро важно для выяснения возможностей квантовой хромодинамики в описании микроструктуры атомных ядер. Исследование струй показало, что они в осн. состоят из n -мезонов. В системе покоя кластера α ($u_{\alpha} = 0$) кинетич. энергия шюва составляет 150 МэВ.

Классификация ядерных взаимодействий. Величины b_{ik} определяют области применимости моделей, описывающих механизмы взаимодействия частиц. Зависимость сечений взаимодействия от b_{ik} различна в разных интервалах их значений. Анализ множественных процессов при столкновении релятивистских ядер указывает на существование неск. характерных диапазонов значений b_{ik} . При $b_{ik} \sim 10^2$ можно рассматривать внутриядерное движение нуклонов, определяемое ср. кинетич. энергией движения нуклонов в ядрах. При $10^2 < b_{ik} < 1$ столкновения ядер можно рассматривать как столкновения квазисвободных нуклонов с распределением по импульсам внутр. движения, задаваемое обычной ядерной динамикой. При $b_{ik} \sim 1$ следует рассматривать движение связанных кварков. При $b_{ik} \gg 1$ можно говорить о столкновении квазисвободных кварков. Значение b_{ik} , начиная с к-рого реализуются режимы, обусловленные преобладанием кварковых степеней свободы, определяется условием

$$b_{ik} \gtrsim 5-8. \quad (5)$$

Это соответствует относит. скоростям частиц $v > 0,95$ с. Применение критерия (5) к столкновению ядер I и II даёт величину кинетич. энергии, необходимой

для изучения кварковых степеней свободы. Это означает, что при энергиях ядер $T > 3-4,7A$ ГэВ наступает асимптотический режим, называемый предельной фрагментацией ядер. В этой области энергий спектры вторичных частиц (фрагментов ядер, пионов, каонов и т. д.) не зависят от энергии и сорта падающей частицы (ядра, адрона, фотона, лептона). Это соответствует общей закономерности (4) при $\alpha = 1, \beta = 11$.

В области предельной фрагментации ядер обнаружен ядерный кумулятивный эффект. Он состоит в рождении в неупругих ядро-ядерных (адрон-ядерных) столкновениях частиц, энергия к-рых превышает максимально возможную для взаимодействия с отд. нуклонами ядер. Кварковые степени свободы играют некую роль и в ядерных реакциях при $b_{ik} < 1$ и даже при $b_{ik} \sim 10^{-2}$ в свойствах осн. состояний ядер. Это связано с тем, что ср. расстояния между нуклонами в ядре сравнимы с радиусом пленения (конфайнмента) кварков. Существует вероятность туннелирования, перемешивания и даже обобществления кварков, принадлежащих отд. нуклонам. Эксперим. данные по ядерному кумулятивному эффекту свидетельствуют также о том, что в ядре наряду с нуклонами возникают «канальки кварк-мезонной плазмы» и что ядра могут рассматриваться как гетерофазные системы, представляющие собой смесь нуклонной и кварк-глюонной фаз.

Образование ядерных фрагментов. Реакция с релятивистскими ядрами в области $b_{11} > 1$, по при b_{11} (1-ядерный фрагмент) или b_{11} порядка 10^{-2} описываются протон-нейтронной моделью ядра. Учёт кварковых степеней свободы в этой области даёт такие же малые поправки, как и для характеристик основных и нуклоновобуждённых состояний ядер. Сечение реакций столкновения ядер I и II с образованием ядерного фрагмента I расщепления ядра II имеет вид

$$\frac{d\sigma}{db_{11}} = \frac{F(b_{11})}{(b_{11} + \alpha_{11})^2} \quad (6)$$

при $b_{11} > 1, b_{11} \sim \alpha_{11} = 2\mathcal{E}_{11}(m_{11} - m_1)/m_{11}m_1 \approx 10^{-2}$. Здесь \mathcal{E}_{11} — энергия связи фрагмента I в ядре II, m_1 — масса фрагмента, F — слабо меняющаяся β -функция. Это соответствует ф-ле (4) при $\alpha = 1, \beta = 11$ и $\lambda = 2$.

Процессы с перераспределением нуклонов дают осн. вклад в полное сечение взаимодействия релятивистских ядер. На рис. 2 приведено распределение по продольному импульсу p^z ядер изотопов C, образующегося при столкновении релятивистских ядер ^{16}O с

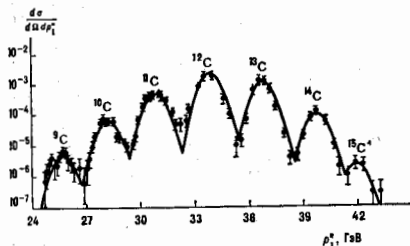


Рис. 2. Зависимость дифференциальных сечений образования изотопов углерода от их продольного импульса p^z в реакции $^{16}\text{O} + \text{He} \rightarrow \text{C} + \alpha$ при их энергии ядер кислорода 2,1 ГэВ (единицы произвольные).

ядрами Be. Сечения процесса определяются ф-лой (6); условие $b_{11} = 0$ даёт положение максимумов, а величина α_{11} — их ширины. Малость α_{11} обуславливает большую величину полного сечения взаимодействия ядер. Зависимость сечения (6) от α_{11} определяет его

зависимость от A_{11} и A_1 , т. к. $m_{11} = A_{11}m_0, m_1 = A_1m_0$.

При достаточно больших величинах импульсов $|p_{11}|$ и $|p_1|$ величина b_{11} зависит только от отношения $|p_{11}|/|p_1|$, т. е. имеет место инвариантность по отношению к замене импульсов:

$$|p_{11}| \rightarrow \lambda |p_{11}|, |p_1| \rightarrow \lambda |p_1|,$$

где λ — константа. Эта зависимость отчётливо проявляется в образовании ядерных фрагментов, α -частиц, дейтронов, протонов (ядер λ с кей или λ).

Реакции перераспределения нуклонов между ядерными фрагментами при $b_{11} \sim 10^{-2}-10^{-1}$ важны для обнаружения и исследования короткоживущих радионуклидов, а также для получения пучков нестабильных барионных систем (напр., гиперядер). В области $0.1 \leq b_{11} \leq 1$ кварковые степени свободы играют существенную роль в перестройке взаимодействующих адронных систем. Т. к. сечения взаимодействия здесь относительно большие, то возможны исследования кварковых систем, отличающихся от обычных трёхкварковых (барионы) или кварк-антикварковых (мезоны), напр. дибарионных.

Предельная фрагментация ядер. Сечение рождения частицы 1 в области предельной фрагментации ядра II можно определить исходя из ф-лы (4) при $\alpha = 1, \beta = 2, n = 0$:

$$m_1^{-2} d^2\sigma/db_{11} dz_1 = F^1 F^{11}(b_{11}, z_1). \quad (7)$$

Здесь F^1 — множитель, слабо зависящий от b_{11} (т. е. от энергии столкновения), свойств ядра II и частицы 1; $z_1 = b_{11}/b_{11} = u_1^+ - u_1^-$, где $u_1^+ = \mathcal{E}_1/m_1, u_1^- = p_1^z/m_1$ (u_1^+ и p_1^z — проекция скорости и импульса на направление пучка). В случае $b_{11} \geq b_{11}$ обычно регистрируются вторичные частицы, вылетающие из мишени под углом больше 90° по отношению к направлению пучка адрон (нуклонов, мезонов, фотонов). Универсальность энергетич. и угл. зависимости образующихся частиц 1 (пионов, коонов) наблюдалась в широком интервале энергий столкновения, соответствующих $1 < b_{11} \leq 10^3$.

Представления о динамике образования частиц в области предельной фрагментации основаны на том, что в столкновениях ядер участвуют их малые части, несущие доли импульса, равные $(X_1/A_1)p_1, (X_{II}/A_{II})p_{11}$. Эти части (партоны) могут быть кварками и глюонами. Из законов сохранения энергии-импульса, записанных в виде

$$(X_1/A_1)p_1 + (X_{II}/A_{II})p_{11} = \sum_i p_i,$$

следует, что для предельной фрагментации ядра II при $b_{11} \gg 1$ необходимо условие

$$X_{II} > (m_1/m_0)z_1.$$

Здесь m_1 — масса мезона 1. Т. о., X_1 и X_{II} — мин. число нуклонов, допускаемое законами сохранения для образования частицы с заданной величиной z_1 . Кумулятивный эффект можно определять как реакцию образования частиц, описываемые ф-лой (7) (т. е. при $b_{11} \geq b_{11} \gg 1$) при $X_{II} > 1$. Величины $F^1(b_{11}, z_1) = (m_0/m_1)X_{II}$ являются фундам. характеристиками каждого ядра, т. к. система кумулятивная частица — ядро представляет собой, так же, как и кластеры, изомеров. систему. Для случая, когда поперечный импульс регистрируемой частицы $p_1^z = 0$:

$$F^1 \propto A_{II} \exp(-X_{II} \langle X_{II} \rangle), \quad (8)$$

$$\text{где } \langle X_{II} \rangle \approx 2/3 + (1/3)X_{II} \text{ при } 0.5 \leq X_{II} \leq 1, \text{ и } \langle X_{II} \rangle \approx 1 \text{ при } X_{II} > 1, A_{II} > 25.$$

Зависимость (8) при $X_{II} > 1$ универсальна для ядер от He до U (рис. 3, 4). Величина (X_{II}) = 0.14 и с точностью ~10% одинакова для всех ядер. Постоянство (X_{II}) для всех изученных ядер и всех b_{II} указывает на то, что эта величина является универсальным параметром ядерной материи.

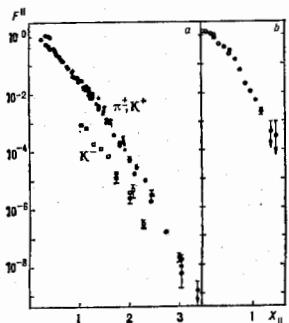


Рис. 3. Зависимость структурной функции ядер F^A от X_{II} , определённая из сечения кумулятивного образования π - и К-мезонов в протон-ядерных взаимодействиях.

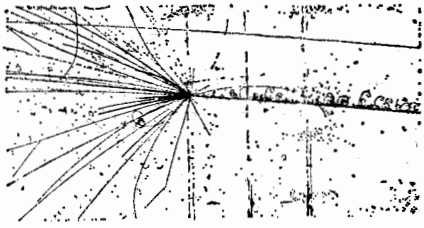


Рис. 4. Зависимость от массового числа A структурной функции ядер F^A в кумулятивной области ($X_{II} > 1$).

Экспериментальные методы требуют достаточно интенсивных пучков релятивистских ядер. Для ускорения ядер обычно используются модифицированные синхротронные протоны. Получение пучков ионов с максимальной возможной зарядом осуществляется либо предварит. ускорением малозарядных ионов, получаемых от обычных ионных источников с последующей полной «обдирикой» электронов на твёрдых и газообразных мишенях, либо путём использования спец. ионных источников, в к-рых образуются «голые» ядра (необходимо для устойчивого ускорения). Запуск в Дубне ускорителя «Иуколотрон» (1992) в сочетании с синхротроном даёт возможность ускорения ядер вплоть до U при высоких пространственно-временных характеристиках пучков.

Для изучения возбуждённых кластеров в пространстве 4-скоростей эффективны трековые детекторы частиц, позволяющие регистрировать множественное рождение частиц в условиях 4П-геометрии (пузырьковые камеры и др.).

Максимальная для данного ускорителя энергия ядер $T_{II}/A_{II} = m_0 b_{II}^2/2$ определяет возможность наблюдения

явлений, связанных с вывобождением цветных степеней свободы. При $b_{II} \geq 10$ образуются барьонные кластеры размером, определённым условием $\langle b_k \rangle \leq 0.1$. Ср. расстояние между кластерами порядка 1. При $b_{II} \geq 50$ формируются струи. Размер струи $\langle b_k \rangle \approx 4$. Струи разделяются, если расстояние между ними $b_{II} \sim 10$. При $b_{II} \geq 200$ происходит множественное образование струй. Область $b_{II} \geq 10^4$ будет достигнута после создания ядерных коллайдеров.

Лит.: В а л д и н А. М., Физика релятивистских ядер, «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, № 3, с. 429; Ст а в и н с к и й В. С., Предельная фрагментация ядер — кумулятивный эффект (эксперимент), «ЭЧАЯ», 1979, т. 10, № 5, с. 949; Е ф р е м о в А. В., Quark-parton picture of the cumulative production, «Progr. Part. and Nucl. Phys.», 1981, т. 8, р. 385; Г л а н к и н Г. Л., S t r i k m a n M. I., High energy Phenomena Short-Range nuclear structure and QCD, «Phys. Repts», 1981, v. C76, p. 216; В а л д и н А. М., Study of the nuclei A8 quark-gluon systems in relativistic nucleus collisions, «Nucl. Phys.», 1980, v. A47, p. 203; В а л д и н А. М., Д и д е н к о Л. А., Asymptotic properties of Hadron Matter in relative 4-velocity space, «Fortschr. Phys.», 1990, v. 38, № 4, p. 261. А. М. Балдин.

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ — физ. явления, наблюдаемые при скоростях тел (частиц) v , сравнимых со скоростью света c . К ним относятся: релятивистское сокращение продольных (в направлении движения тела) длин, релятивистские замедление времени, увеличение массы тела с ростом его энергии и т. п., рассматриваемые в частной (специальной) относительности теории. Для квантовых систем частиц (атомов, атомных ядер и др.), в к-рых относят. движение частиц происходит со скоростями $v \ll c$, Р. э. даёт поправки к уровням энергии, пропущ. степеням отношения v/c (см., напр., Спич-орбитальное взаимодействие). Релятивистскими наз. также эффекты общей теории относительности (релятивистской теории тяготения), напр. эффект замедления течения времени в сильном гравит. поле (см. Тяготение). И. Ю. Кобzarev.

РЕНИЙ (Rhenium), Re, — хим. элемент побочной подгруппы VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 75, ат. масса 186,207. Природный Р. состоит из двух изотопов: стабильного ^{187}Re (37,40%) и слабо β -радиоактивного ^{187}Re (62,60%, $T_{1/2} = 4,3 \cdot 10^{10}$ лет). Электронная конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2 4d^6 6s^4$. Энергия последоват. ионизации 7,87 и 16,6 в.э. соответственно. Атомный радиус 0,137 нм, радиус иона Re^{4+} 0,052 нм. Значение электроотрицательности 1,46.

В свободном виде Р. — пластичный серебристо-серый металл с гексагональной плотнупакованной решёткой, её постоянные $a = 0,2757$ и $c = 0,4463$ нм. Плотность 21,03 г/см³, $t_{пл} = 3190^\circ\text{C}$, $t_{кип}$ ок. 5600°C . Уд. теплоёмкость $c_p = 25,2$ Дж/моль·К, теплота плавления 33 кДж/моль, теплота сублимации 744 кДж/моль. Темп-ра Дебая 415 К, темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 1,7 К. Уд. электр. сопротивление 0,172 мкОм·м, термич. коэф. электр. сопротивления $3,5 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹ (при 0—100°С). Парамагнетик, магн. восприимчивость $\chi = 0,373 \cdot 10^{-4}$. Теплопроводность 59—71 Вт/(м·К). Термич. коэф. линейного расширения $6,0 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹ (при 20—500°С). Твёрдость по Бринеллю 1,3—1,5 ГПа, модуль упругости 467 ГПа. Высокопластичен, при 194°С монокристалл выдерживает изгиб на 90°.

По хим. свойствам аналогичен W. В соединениях проявляет степен окисления от -1 до +7.

Р. применяют как эмиттер электронов (рениевые острия в автокатадах, катоды в масс-спектрометрах и т. д.), в электронной аппаратуре (подогреватели катодов и т. п.). Р. и его сплавы с W и Mo используют для изготовления термометр. В качестве радиоактивного индикатора служат ^{187}Re (электронный захват, β -распад, $T_{1/2} = 90,6$ ч) и др. радионуклиды Р.

С. С. Вердоско.

РЕПОРМАЛИЗАЦИОННАЯ ГРУППА (реворми-группа) в теоретической физике — однопараметрич. группа преобразований, состоящих в из-

менения масштаба (или операции сдвига) одной из физ. величин (аргумента) и в одноврем. изменения функции, зависимости от неё др. физ. величин. Р. г. возникает, когда матем. описание физ. задачи включает выбор частного решения, удовлетворяющего граничному условию при некотором значении аргумента (в нек-рой точке нормировки), а эквивалентность относительно преобразований Р. г. отражает независимость физ. содержания от выбора точки нормировки.

Р. г. была впервые обнаружена в *квантовой теории поля* (КТП) Э. Штокельбергом (E. Stueckelberg) и А. Петерманом (A. Peterman) в 1953, где она может быть сформулирована как группа преобразований осн. характеристик (вершинных ф-ций, одетых пропагаторов, перенормированных констант взаимодействий) и одновременно параметра, фиксирующего масштаб шкалы импульсных переменных (см. вжне). В 1955 Н. Н. Боголюбов и Д. В. Ширков предложили регулярный метод улучшения результатов квантовополевой теории возмущений — метод Р. г., к-рый был им эффективно применён к исследованию УФ- и ИК-особенностей в *квантовой электродинамике* (КЭД).

Наиб. важная область применения метода Р. г. в КТП связана с анализом УФ-асимптотик, т. е. с поведением решений в малых λ (микроскопич. смысле) расстояниях. С помощью метода Р. г. в нач. 1970-х гг. обнаружено свойство *асимптотической свободы* неабелевых калибровочных теорий, явившееся теоретич. основой обоснания партонной модели строения адронов (см. *Партон*) и привел к формулировке совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики*.

Примерно в это же время метод Р. г. был перенесён К. Вильсоном (K. Wilson) из КТП в теорию *критических явлений* и использован для вычисления характеристик *фазовых переходов*. Впоследствии этот метод был плодотворно использован в др. разделах теоретич. физики: теории турбулентности, физике полимеров, теории переноса, магн. гидродинамике и нек-рых других, содержащих статистич. описание физ. явлений. Основой для применения методов Р. г. в отд. случаях служит теорема эквивалентности задачи вычисления *корреляционных функций* данной статистич. модели и задачи вычисления *Грина функций* нек-рой квантовополевой модели. Первоначально такая эквивалентность была установлена для статистич. моделей равновесной термодинамики, а затем этот результат был распространён на ряд задач стохастич. динамики.

Общий взгляд на природу преобразований Р. г. в различных, далёких друг от друга областях может быть сформулирован с помощью понятия *функции аналогичного подобия*, обобщающего известное в гидродинамике представление о степенном подобии, или *автоподобности*. Простейшее преобразование функций, автоматическим затрагивает две физ. величины x и g и имеет вид

$$R(t) = \{x \rightarrow x' = xt, g \rightarrow g' = \bar{g}(t, g)\},$$

где t — непрерывный параметр преобразования, изменяющий шкалу переменной x , а g — ф-ция, удовлетворяющая функциональному ур-нию

$$\bar{g}(t, \tau) = \bar{g}(t, \bar{g}(\tau, g)), \quad (1)$$

в силу к-рого преобразования $R(t)$ обладают групповым свойством $R(t)R(\tau) = R(t\tau)$ и образуют непрерывную группу (Ли группу). В частном случае, когда \bar{g} линейна по второму аргументу, решение ур-ния (1) имеет вид $\bar{g}(t, g) = gt^k$, где k — произвольное число, и преобразование $R(t)$ принимает вид преобразования степенного подобия. Поэтому в общем случае преобразование $R(t)$ оказывается функциональным обобщением последнего.

Использование Р. г. в разных областях физики в каждом случае опирается на пару величин типа x и g , для к-рых могут быть сформулированы преобразования функционального подобия. Так, в КЭД (ниже для простоты в безмасшобном случае, или, что эквивалентно, в УФ-пределе) такую пару образуют квадрат 4-импульса фотона k^2 и значение элетрич. заряда электрона $e(\mu^2)$, измеренное виртуальным фотоном с $k^2 = \mu^2$, т. е. в точке нормировки μ^2 (в статье принята система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Ренормгрупповое преобразование безмасшобной КЭД может быть записано в виде

$$R(t) = \{\mu^2 \rightarrow \mu^2 t, \alpha \rightarrow \bar{\alpha}(t, \alpha)\},$$

где вместо заряда e использована величина $\alpha = e^2/4\pi$, являющаяся параметром разложения теории возмущений. Ф-ция $\bar{\alpha}$, пропорциональная квадрату *эффективного заряда* электрона, удовлетворяет функциональному ур-нию (1).

Поскольку группа Ли может быть полностью охарактеризована своим бесконечно малым элементом, место функциональных ур-ний можно рассмотреть дифференциальные, отвечающие преобразованиям $R(t)$ при t , близких к единице. Такое ур-ние для $\bar{\alpha}$ может быть записано в виде

$$t \frac{\partial \bar{\alpha}(t, \alpha)}{\partial t} = \beta(\bar{\alpha}(t, \alpha)), \quad (2)$$

где ф-ция $\beta(\alpha)$, представляющая собой *генератор группы*, определена соотношением

$$\beta(\alpha) = \left. \frac{\partial \bar{\alpha}(t, \alpha)}{\partial t} \right|_{t=1}. \quad (3)$$

Метод Р. г. о к-ром говорилось выше, состоит в том, что β -функция определяется по ф-ле (3), в правой части к-рой используют для $\bar{\alpha}$ приближённое выражение из теории возмущений.

Напр., в КХД, исходя из результатов однопетлевой теории возмущений (ТВ) в УФ-области для эфф. константы сильного взаимодействия

$$\bar{\alpha}_s^{TB}(t, \alpha_s) = \alpha_s - b_1 \alpha_s^2 \ln t + O\left(\frac{\alpha_s^3}{t}\right), \quad b_1 > 0,$$

по ф-ле (3) получают $\beta(\alpha_s) = -b_1 \alpha_s^2$. Используя это выражение в (2) и интегрируя полученное нелинейное дифференц. ур-ние, находят

$$\bar{\alpha}_s^{pr}(t, \alpha_s) = \alpha_s(t^{-1} + b_1 \alpha_s \ln t). \quad (4)$$

Это выражение является точным решением дифференц. ур-ния (2) (и группового функционального ур-ния (1)). В то же время при разложении в ряд по α_s оно даёт соответствие с использованным приближённым выражением $\bar{\alpha}_s^{TB}$. Поэтому можно сказать, что метод Р. г. даёт синтез теории возмущений и ренормгрупповой инвариантности. Полученное выражение (4) содержит сумму всех «главных» логарифмич. вкладов вида $\alpha_s^n \ln^n t$ и может быть использовано вплоть до бесконечно больших значений t . Как можно показать, параметр t здесь следует отождествить с отношением k^2/μ^2 , где k^2 — квадрат 4-импульса, а μ^2 — точка нормировки (т. е. его значение, использованное для определения численного значения константы α_s), $\alpha_s \equiv \bar{\alpha}_s(k^2 = \mu^2)$. Поэтому предел $t \rightarrow \infty$ отвечает УФ-асимптотике $k^2 \rightarrow \infty$. Из ф-лы (4) теперь видно, что в этом пределе $\bar{\alpha}_s \rightarrow 0$, что и соответствует асимптотической свободе.

Учёт высших членов теории возмущений при определении генератора $\beta(\alpha)$ в принципе позволяет систематически улучшить ф-лу вида (4). Так, в КХД ос. рабочей ф-лой для эфф. заряда $\bar{\alpha}_s$ является ренормгрупповая ф-ла 2-петлевого приближения, к-рая варьду с

«главным» вкладом суммирует также вклады вида $\alpha^2(\alpha_{\text{пл}})^m$ и в области больших λ содержит зависимость от $\ln \lambda$, не возникающего в самой теории возмущений.

Ренормгрупповые ф-лы вида (4) для эфф. констант связи *электрослабого взаимодействия* и сильного взаимодействия явились исходным материалом при формулировке гипотез *великого объединения* взаимодействий. Матем. аппарат великого объединения основан на системе связанных дифференц. ур-ний для эфф. констант связи, являющейся обобщением ур-ния (3).

В теории критич. явлений пару (z, g) образуют размер эфф. констант спинового блока и константа спиновой связи соседних блоков, в теории полимеров — размер эфф. констант элементарного звена полимерной цепи и сила взаимодействия между соседними звеньями и т. д.

Метод Р. г., предложенный более 30 лет назад для анализа УФ-поведения, всё чаще ныне используется в разл. областях физики.

Лит.: С. И. Стеклова Е. А. Петерманн А. A. La postolization of the coupling constants in the theory of renormalization. *Novi Phys. Acta*, 1953, v. 26, p. 499; Gell-Mann M., Low F., Quantum electrodynamics at small. *Phys. Rev.*, 1954, v. 95, p. 1300; В о р о б о в И. Н., Ш и р к о в Д. В., Приложение ренормализационной группы к квантовой теории возмущений, «ДАН СССР», 1955, т. 103, № 3, с. 391; и х же, Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 9; В и ль с о н К., К о г у т Д. ж., Ренормализационная группа и ее приложения, пер. с англ., М., 1975; В е Д о м б р и с а С., M a r t i n P. C., Energy spectra of certain randomly-attributed fluids, *Phys. Rev. A*, 1979, v. 19, № 1, p. 419; А д ж е м я н Л. П., В а с и л ь е в А. Н., Л и с к а м Ю. М., Ренормгрупповый подход в теории турбулентности, *ТМФ*, 1983, т. 37, № 2, с. 288; Ш и р к о в Д. В., Ренормгруппа и функциональная абсолютность в различных областях физики, *ТМФ*, 1984, т. 60, с. 218; В е д о к у р о в В. В., Ш и р к о в Д. В., Теория взаимодействия частиц, М., 1980, § 12; Ш и р к о в Д. В., Новый метод теоретической физики, в сб.: Наука и человечество, 1987, М., 1987.

РЕНОРМАЛИЗАЦИОННАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ — требование самосогласованности процедуры перенормировки, состоящее в том, что наблюдаемые физ. величины, вычисленные с помощью первоначальных и изменённых — ренормированных — параметров теории (масс, констант взаимодействия), должны совпадать. Ренормированные параметры можно вводить попарному (см. *Перенормировки*); переходы от одного способа введения параметров к другому составляют *ренормализационную группу*.

С. В. Ефремов.

РЕНОРМИГРУППА — см. *Ренормализационная группа*.

РЕНОРМИРОВКА — см. *Перенормировки*.

РЕНТЕН (P, R) — внесистемная единица экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений, определяемая по их ионизирующему действию на сухой атм. воздух. Назв. в честь В. К. Рентгена (W. K. Röntgen). При облучении 1 см³ воздуха дозой в 1 P образуются такие кол-во положит. и отрицат. ионов, что суммарный заряд каждого атома равен единице заряда СГС.

$1 P = 2.57976 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг.

РЕНТЕНА ОПЫТ — один из классич. экспериментов по *электродинамике движущихся сред*, доказавший, что при связанных зарядах (ток Рентгена), возникающий при движении наэлектризов. диэлектрика, по своему магн. действию тождествен с током проводимости и с конвекц. током свободных зарядов (током Роуланда; см. *Роуланд опит*). Осуществлен в 1888 В. К. Рентгеном (W. K. Röntgen).

Плотность тока Рентгена ($\rho_{\text{связ}}$), обусловленного перемещением связанных зарядов плотностью $\rho_{\text{св}}$ с малой скоростью u ($u \ll c$), равна

$$j_{\text{связ}} = \rho_{\text{св}} u, \quad \rho_{\text{св}} = -\operatorname{div} P, \quad P = \frac{e-1}{4\pi} E, \quad (1)$$

где P — поляризация диэлектрика во внеш. электрич. поле E , e — диэлектрич. проницаемость. Наличие тока связанных зарядов означает, что в движущемся поляризов. диэлектрике появляется магнитичность с плотностью магн. момента M , равной

$$M = [P \times c]. \quad (2)$$

Это видно из того, что $j_{\text{св}} = \operatorname{rot} \operatorname{div} P = \operatorname{rot}[P] = = \operatorname{rot} M$, где предпоследнее равенство справедливо при пост. скорости u . Соотношение (2) автоматически получается из материальных ур-ний Минковского (см. *Оптика движущихся сред*), к-рые для медленно движущихся немагнитич. (магн. проницаемость $\mu = 1$) сред можно записать в виде

$$P = (D - E)/4\pi = ((e-1)/4\pi)(E + [(u \times c)E]), \\ M = (B - H)/4\pi = ((e-1)/4\pi)[(u \times c)E], \quad (3)$$

или $P = [Mu \times c]$, $M = [P \times c]$, где E и H — напряжённости электр. и магн. полей, D и B — электр. и магн. индукция.

Схема Р. о., в к-ром был обнаружен ток связанных зарядов (1), такова. Круглый диэлектрич. диск (эбонитовый или стеклянный) вращается вокруг своей оси между обкладками плоского дискообразного соосного конденсатора. Если конденсатор заряжен, то на нём появляется электр. поле, поляризующее диэлектрич. На поверхностях диска, обращённых к обкладкам конденсатора, появляются связанные заряды с поверхностной плотностью $\sigma_{\text{связ}} = ((e-1)/4\pi)E$. При вращении диска вокруг его оси эти связанные заряды создают ток, появление к-рого обнаруживается по отклонению чувствительной магн. стрелки, помещённой вблизи прора. При изменении знака напряжения на обкладках конденсатора (при этом не меняется знак связанного заряда) или при изменении направления вращения диска ток связанных зарядов, а следовательно, и отклонение магн. стрелки меняются на обратные. Ввиду малости величины этого тока, пропорционального величине u/c , точные количеств. измерения Рентген осуществлять не смог. Впоследствии их выполнил А. Эйнвальд (см. *Эйнвальда опит*).

Кроме тока связанных зарядов (1), Рентген обнаружил также ток поляризации:

$$j_{\text{поляри}} = \partial P / \partial t. \quad (4)$$

Чтобы исключить влияние на магн. стрелку тока связанных зарядов, диэлектрич. диск приводился во вращение между обкладками двух ридом расположенных конденсаторов, в к-рых электр. поле было одинаковым по величине, но противоположным по направлению. В момент прохождения диэлектрика через щель между конденсаторами его поляризация изменялась от $+P$ до $-P$, что приводило к изменению тока поляризации (4). Точные количеств. измерения этого тока были также выполнены в опытах Эйнвальда.

Лит.: Т а м и И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Б е к к е р Р., Электронная теория, Л. — М., 1941; Ф р а н к ф у р т У. И., Сверхтонкая и общая теория относительности, М., 1968; Б о л о т о в с к и й В. М., С т о л я р о в С. И., Поля излучения и индукция в движущейся среде, в кн.: *Инштейновский сб.* 1976—1979, М., 1983; М е р в о в и ч Э. А., М е р в о в и ч В. Э., Методы релятивистской электродинамики в электротехнике и электрофизике, М., 1987.

РЕНТГЕНОВСКАЯ АСТРОНОМИЯ — раздел экспериментальной (наблюдательной) астрономии, исследующий источники космич. рентг. излучения. Рентг. диапазон определяется интервалом длин волн от 100 Å до 0.1 Å (энергия фотонов, ϵ , — от 100 эВ до 100 кэВ). Наблюдения космич. рентг. источников возможны в этом диапазоне вследствие достаточно высокой прозрачности межзвёздной среды для фотонов с $\epsilon > 10^2$ эВ. В мягком рентг. диапазоне ($\epsilon = 0.1$ —30 кэВ) межзвёздная среда с концентрацией атомов 0.1 —1 см⁻³ прозрачна вплоть до расстояний 10—100 пк, в жёстком ($\epsilon = 30$ —100 кэВ) — до 10 кпк и более, что даёт возможность наблюдать рентг. излучение на относительно высоких галактич. широтах ($b \geq 10^\circ$) во всём объёме *Галактики*, а также исследовать внегалактич. источники. Земная атмосфера полностью непрозрачна для космич. рентг. излучения вследствие его поглощения на высотах от 120 до 40 км. Жёсткое рентг. излучение может исследоваться при помощи баллонов с высот

30—45 км, мягкое — лишь с ракет и ИСЗ с высот св. 100—150 км.

Рентг. излучение Солнца исследуется с 1947 с помощью ракет, хотя его наличие предполагалось и ранее (на основе изучения ионосферы Земли во время солнечных затмений). Рентг. источники несолнечной природы были случайно обнаружены в 1962 группой амер. исследователей под руководством Б. Росси (В. Rossi) и Р. Джакони (R. Giacconi) при поисках флуоресцентного рентг. излучения Луны, вызванного бомбардировкой ее поверхности космич. лучами. Наблюдавшиеся рентг. светимости источников ($10^{27} - 10^{28}$ эрг/с) существовали (на 3—5 порядков) превышали интегральные светимости нормальных звезд.

Механизмы генерации космич. рентг. излучения. К осн. механизмам эфф. генерации космич. рентг. излучения относятся следующие:

— тормозной механизм, связанный с пролетом свободных электронов вблизи атомных ядер (см. *Тормозное излучение*). Этот механизм эффективен для УФ- и рентг. излучения вплоть до энергии фотонов ~ 100 кэВ. Он же является ответственным и за потеря энергии электронами в горячей плазме. Для большой оптич. толщины ($\tau > 1$) в равновесной плазме спектр излучения — планковский, его максимум достигает рентг. диапазона при $T \geq 10^6$ К. Для $\tau < 1$ интенсивность не зависит от длины волны (плоский спектр);

— синхротронный механизм, связанный с движением электронов высоких энергий в магн. поле (см. *Синхротронное излучение*). Для космич. объектов с магн. полем $\sim 10^{-8}$ эв. рентг. излучение начинает испускаться электронами с энергией $\geq 10^{13}$ эВ. Как правило, при этом генерируется степенной спектр излучения;

— комптоновский механизм, связанный с рассеянием фотонов низких энергий (видимого, ИК- и радиодиапазонов) на релятивистских электронах (см. *Комптона эффект*);

— механизм, обусловленный связанно-связанными переходами внутренних электронов тяжелых понов (линейчатое излучение);

— циклотронный механизм, связанный с движением свободных электронов в сильном магн. поле (см. *Циклотронное излучение*).

Методы регистрации космич. рентг. излучения. Для регистрации космич. рентг. излучения используются детекторы веск. типов, принцип действия к-рых основан на разл. механизмах поглощения рентг. фотонов веществом.

В области $\mathcal{E}_\gamma = 0,1 - 40$ кэВ в Р. а. наиб. эффективно применяются газонаполненные пропорциональные счётчики, площадь к-рых может достигать 1 м^2 . Окнами в таких детекторах являются бериллиевая или алюминиевая фольга толщиной 10—100 мкм либо органич. тонкие (0,5—20 мкм) плёнки (лавсан, полипропилен и др.). В счётчиках с окнами из тонких плёнок приходится непрерывно возобновлять вытекающий газ (газороточные счётчики). В качестве наполнителя в детекторах этого типа служат тяжёлые инертные газы (Ar, Xe) с небольшими добавками (3—5%) электроотрицат. газов (CO_2 , CH_4 и др.), обеспечивающих самозащитную разряд после фотоионизации энергичным фотоном. При коэф. усиления $\sim 10^3 - 10^4$ такие счётчики обеспечивают пропорциональность амплитуды элктрич. импульса (связанное с анода счётчика) энергии регистрируемого фотона. При 30—40 фотоэлектронах на регистрируемый фотон (с $\mathcal{E}_\gamma \approx 5$ кэВ) энергетич. разрешение $\Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}_\gamma \sim \mathcal{E}_\gamma^{-1/2}$ такого детектора не превышает 15—20%.

В области $\mathcal{E}_\gamma = 30 - 400$ кэВ обычно используются сцинтилляц. детекторы с кристаллами NaI или CsI, активированные добавками К, либо сцинтиллирующие пластинки площадью до 300 см^2 и более. Энергетич. разрешение этих детекторов также невелико ($\approx 20\%$ при $\mathcal{E}_\gamma \approx 50$ кэВ). Импульсы видимого излучения, возни-

кающие в кристаллах, регистрируются фотоэлектронными умножителями.

В области $\mathcal{E}_\gamma \leq 1$ кэВ применяются канальные фотоумножители, микроканальные пластинки или полупроводниковые детекторы. Детекторы этого типа имеют небольшие размеры (1—3 см) и для эфф. регистрации малых потоков рентг. излучения нуждаются в собирающих (концентрирующих) зеркалах. Зеркала косога падения (с углами падения, превышающими 88°), изготовленные из металлов с большими атомными номерами (Au, Pt), обладают достаточно высоким коэф. отражения (от 0,1 до 0,8). Комбинация двух зеркал (напр., парабола и гипербола вращения) обеспечивает разрешение до $1 - 2''$ при входной апертуре телескопа 10—70 см (рис. 1). В рентг. телескопах такого типа ис-

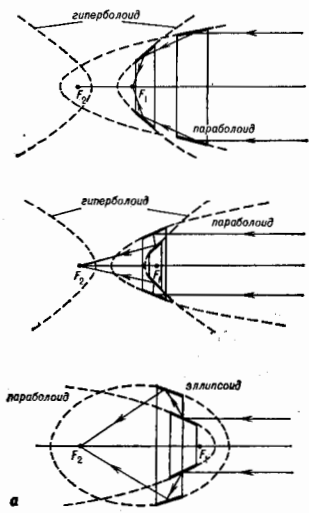


Рис. 1. Схема отражательного двухзеркального рентгеновского телескопа косога падения. Для увеличения рабочей площади исконно таких телескопов могут быть введены один в другой.

пользуются координатные детекторы, позволяющие получать изображения рентг. источников с разрешением, близким к разрешению оптич. телескопов.

Разрешение не лучше $1''$ дают механич. сеточные коллиматоры с размерами ячеек до 1 мм. Существенно лучшее разрешение (до $20''$) достигается с помощью модуляц. коллиматоров, состоящих из двух и более рядов параллельных нитей диаметром d , расположенных на расстоянии $L \gg d$. Диаграмма направленности таких коллиматоров состоит из мн. треугольников с уменьшающейся по мере удаления от центр. максимума пропусканием (рис. 2).

В мягком рентг. диапазоне спектральное разрешение ($R = \lambda / \Delta \lambda$) $\sim 10^3 - 10^4$ достигается с помощью брэгговских кристаллич. отражат. спектрометров.

Первым ИСЗ, специально предназначенным для исследования космич. рентг. излучения, был спутник «Ухуру» (США, 1970). Наиб. успешные эксперименты проведены на спутниках «САС-3», «ХЕАО-1», «ХЕАО-2» (США), «АНС» (Нидерланды), «УК-5» (Великобритания), «Акухутэ», «Темпа» и «Гинга» (Япония), «Астрон» (СССР), «Экзосат» и «Росат» (Европейское

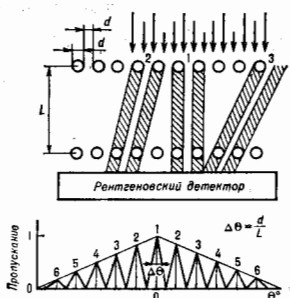


Рис. 2. Схема модуляционного рентгеновского коллиматора для определения координат и угловых размеров источников.

космич. агентство). В Р. а. за единицу потока рентг. излучения принята 1 единица «Ухуру», равная $1,14 \cdot 10^{-9}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, или $1,7 \cdot 10^{-11}$ эрг $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне $\mathcal{E}_r = 2-20$ кэВ. Так, напр., рентг. телескоп спутника «Астрон» за 1 ч наблюдения мог регистрировать источники с потоком ~ 1 единицы «Ухуру» (в области $\mathcal{E}_r = 2-25$ кэВ), а телескоп ИСЗ «ХЕАО-2» за время экспозиции порядка суток имел предельную чувствительность $\sim 10^{-5}$ единиц «Ухуру» ($\mathcal{E}_r = 0,1-2$ кэВ).

Объекты и результаты исследований. Рентг. светимость Солнца не превышает 10^{31} эрг $\cdot \text{с}^{-1}$ ($10^{-6}-10^{-7}$ полной светимости). Источником рентг. излучения Солнца является его корона с темп-рой $\approx (1-2) \cdot 10^6$ К. На непрерывный спектр накладываются линии высокоионизованных тяжёлых ионов Fe, Ni, Co и др. (см. Солнце).

Известные рентг. источники, число к-рых превышает 10^8 , чётко делятся на галактич. и внегалактические. Первые имеют ярко выраженную концентрацию к га-

л $L_X < 10^{30}$ эрг $\cdot \text{с}^{-1}$ и менее. Было, наконец, обнаружено рентг. излучение коронок нормальных звёзд (см. Коронный ветер). Лишь небольшая часть галактич. рентг. источников отождествлена с оптич. и радиообъектами. Среди таких источников прежде всего следует выделить тесные пары, состоящие из компактного объекта (нейтронной звезды) и нормальной звезды, как правило голубого или красного гиганта. Высокая рентг. светимость таких объектов (до 10^{39} эрг/с) связана с перетеканием вещества через впадину, точку Лагранжа от нормальной на компактную звезду (см. Палочка Роша). Далёкая пара, состоящая из вырожденной звезды и красного карлика, наблюдается как барстер. В этом случае реализуется режим «звёздного ветра», при к-ром на нейтронную звезду выпадает небольшая часть вещества компаньона. К галактич. источникам рентг. излучения относятся также остатки вспышек сверхновых.

Исследовано св. 100 внегалактич. источников. Часть из них (ок. 50) отождествлена со скоплениями галактик. Их рентг. светимость объясняется наличием в скоплениях горячего газа с темп-рой 10^7-10^8 К и концентрацией $10^{-2}-10^{-4}$ см $^{-3}$. Обнаружено также рентг. излучение нормальных, активных, сейфертовских галактик и квазаров. В ближайших галактиках (Большое и Малое Магеллановы Облака, M 31, M 33) удалось исследовать рентг. объекты, аналогичные галактическим. Природа наблюдаемого рентг. фонового излучения до конца не ясна. Вероятно, его значит. часть объясняется суммарным излучением неразрешённых слабых внегалактич. источников, находящихся на больших расстояниях.

Лит.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 9, М., 1974; Москваденко Е. И., Методы внеатмосферной астрономии, М., 1984; Лонгфелло Р. М., Астрофизика высоких энергий, пер. с англ., М., 1984.

РЕНТЕГОНОВАЯ КАМЕРА — прибор (или осн. часть установки) для изучения и контроля атомной структуры образца с помощью регистрации картины распределения рассеянного излучения при дифракции рентг. лучей на исследуемом образце. Применяется в рентгеновском структурном анализе, рентгенографии материалов, рентгеновской томографии.

В Р. к. используется рентг. излучение рентг. трубки или синхротронное излучение. Дифракц. картина фиксируется на высококочувствит. рентг. фотоплёнке или регистрируется к.-д. детектором частиц (напр., электронно-опич. преобразователем).

Назначение Р. к. — обеспечить такое расположение и перемещение образца относительно направления первичного рентг. пучка, при к-рых выполняются условия дифракции рентг. лучей и возможно получение рентгенограмм от данного образца.

В соответствии с разл. методами рентгеноструктурного анализа различны и геом. схемы рентгенографирования в Р. к. Эти схемы учитывают размеры, форму и положение образца, положение и размеры фокуса рентг. трубки и щелей коллиматора, положение и радиус изгиба монохроматора, форму, размеры и положение кассеты. Все эти данные должны быть согласованы между собой с высокой точностью, чтобы обеспечить оптич. условия рентгенографирования.

Для исследования монокристаллов используют Р. к. вращения-колебания, Р. к. для получения лауэграмм

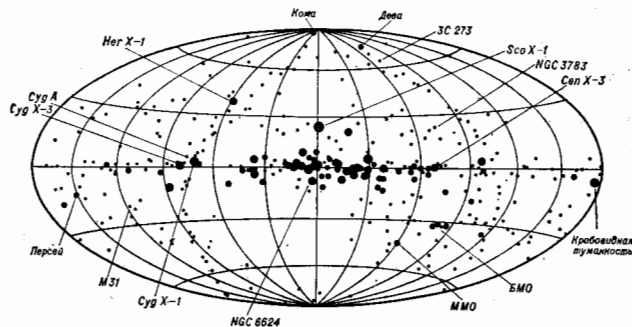


Рис. 3. Распределение рентгеновских источников по небу в галактических координатах (по данным 4-го каталога «Ухуру»). Указаны наиболее яркие источники.

лактич. плоскости и к центру Галактики (рис. 3). Рентг. светимость L_X ярких (с потоком св. 10 единиц «Ухуру») источников (ок. 100 шт.) заключена в пределах $3 \cdot 10^{33}-3 \cdot 10^{37}$ эрг $\cdot \text{с}^{-1}$. Слабые источники с $L_X \sim 10^{30}-10^{34}$ эрг $\cdot \text{с}^{-1}$ и потоком менее 5 единиц «Ухуру» меньше концентрируются к плоскости и центру Галактики. Обсерватория имени Эйштейна («ХЕАО-2») позволила наблюдать ещё $\sim 10^8$ галактич. источников

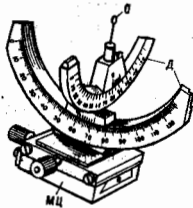
и эпиграмы, рентг. гониометры. Структуру поликристаллов изучают в дебаевских Р. к. (Дебая — Шеррера метод), в Р. к. обратной эвэмки, в камерах с фокусирующей камерой Ланга, Шульца, Фудживара, Брэтта — Баррета и др. В рентг. топографии применяются камеры Ланга, Шульца, Фудживара, Брэтта — Баррета и др. (по именам авторов, представляющих соответствующую геометрию рентгенографирования). Для исследования аморфных и стекообразных тел, а также растворов, дифракц. излучение от к-рых сосредоточено вблизи первичного (неотклоненного) пучка, т. е. под малыми углами, служат малотугольные Р. к. (см. Малоугловое рассеяние). Существуют также спец. камеры для рентгенографирования при низких или высоких темп-рах, высоких давлениях, в условиях вакуума и т. п.

Все Р. к. содержат коллиматор, узел установки образца, кассету с фотоплёнкой, механизм движения образца, а при необходимости и движения кассеты в процессе рентгенографирования, узел крепления камеры у рентг. трубки. Часто в состав Р. к. входят вспомогат. устройства, напр. простую счётчиковую систему, обеспечивающую предварит. установку образца, блок регистрации темп-ры образца и её программируемого задания.

Коллиматор формирует рабочий пучок первичного излучения — квазипараллельный или с заданной расходимостью. С коллиматором может быть совмещён кристалл-монокроматор, выделяющий излучение нужного спектрального состава. В Р. к., использующих синхротронное излучение, для подавления гармоник служат зеркала полного отражения. В конструкциях коллиматора предусмотрены устранение излучения, рассеянного от краёв формирующих пучок деталей, а также возможность установки селективно поглощающих фильтров.

В Р. к. для изучения монокристаллов образец обычно закрепляют в гониометрич. головке (рис. 1). В ней отцентрированный относительно пучка образец можно поворачивать вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, отсчитывая углы поворота по шкалам, и перемещать образец в процессе рентгенографирования. Т. о. выводит кристаллографич. плоскости в отража-

Рис. 1. Гониометрическая головка: О — образец; Д — дуговые направляющие для наклона образца во взаимно перпендикулярных направлениях; МП — механиком центрировки образца, служащий для выведения центра дуг, в котором находится образец, на ось вращения камеры или на ось коллиматора.



щее положение в соответствии с геометрией используемого метода. Узел установки образца в камере для поликристаллов, кроме фиксации образца, обеспечивает его вращение относительно оси цилиндрич. кассеты или в плоскости образца (для плоских образцов). Для снятия проявления крупнокристалличности на дебаевграмме предусмотрено поступат. перемещение образца.

Кассеты Р. к. обеспечивают строго определ. расположение фотоплёнки при рентгенографировании. Форма кассеты (плоская, цилиндрическая или состоящая из секций) определяется геометрией используемого метода (рис. 2). Большой диаметр кассеты при правильной форме схемы (постиривке) даёт обычно более высокую точность измерений.

Для исследования поликристаллич. образцов (рис. 3) принимают как параллельные (дебаевские Р. к.), так и расходящиеся (фокусирующие Р. к.) первичные пучки. В последнем случае в рентгенографировании участвует

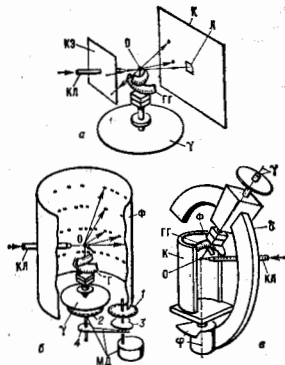


Рис. 2. Схемы расположения узлов основных типов рентгеновских камер для исследования монокристаллов: а — камера для исследования неплавких монокристаллов по методу Деау; б — камера вращения-колебания; вращение образца осуществляется с помощью шестерёнок 1 и 2, колебание — через рычаги 3 и рычаг 4; в — рентгеновская камера гонистат для определения размеров и формы элементарной ячейки. Механизм установки камеры у рентгеновской трубки и экраны защиты от рассеянного излучения на схеме не показаны. О — образец; ГГ — гониометрическая головка; у — лимб и ось поворота гониометрической головки; КЛ — коллиматор; К — кассета с фотоплёнкой; КЭ — кассета для съёмки эпиграмы (обратная съёмка); МД — механизм вращения и колебания образца; ф — лимб и ось колебания образца; б — дуговая направляющая наклонно оси гониометрической головки; СЛ — слоевые линии рентгенограмм.

большая поверхность образца, что повышает светосилу прибора. Широко расходящийся пучок используется также при исследовании дефектов кристаллич. структуры почти совершенных монокристаллов.

Однозначность регистрации рентг. отражений монокристалла реализуется в рентгеновских гониометрах за

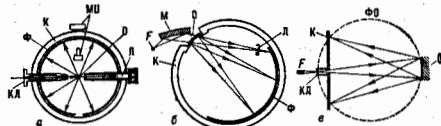


Рис. 3. Схемы расположения узлов основных типов рентгеновских камер для исследования поликристаллов: а — дебаевская камера; б — фокусирующая камера с изогнутым кристалломонокроматором для исследования образцов «на просвет» в области «средних» углов дифракции; в — фокусирующая камера для обратной эвэмки (большие углы дифракции) на плоскую кассету. Стрелками показаны направления прямого и дифрагированного пучков. Механизм движения образца, установка камеры у рентгеновской трубки и защита от рассеянного излучения на схеме не приведены. О — образец; Ф — фокусировочной трубки; М — кристалл-монокроматор; К — кассета с фотоплёнкой; ФД — фокусирующая, перехватывающая первичный пучок; ФО — окружность фокусироваия дифракционных максимумов; КЛ — коллиматор; МП — механизм центрировки образца.

счёт развёртки отдельной слоевой линии на плоскость плёнки. Достигается развёртка установкой в камере экрана, выделяющего поле только одной слоевой линии, и синхронным вращением и смещением кассеты (поступат. перемещение или вращение).

Р. к. используют в структурном анализе в том случае, когда исследуют пространственное распределение фракц. излучения в значит. области углов дифракции.

Дифракция в узком интервале углов с высокой точностью изучают с помощью более сложной (и более дорогой) аппаратуры — рентгеновских дифрактометров.

Лит.: У м а и с к и й М. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960; Г и н ь е А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; Ф и н к е л ь В. А., Высоко-температурная рентгенография металлов, М., 1968; его же, Низкотемпературная рентгенография металлов, М., 1971.

В. В. Зубенко.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ЛИТОГРАФИЯ — метод микроэлектронной технологии, заключающийся в формировании с субмикронным разрешением защитной маски заданного профиля на поверхности подложки; осуществляется при помощи рентг. излучения длинной волны $\lambda \sim 0,4\text{--}5$ нм; один из методов *микролитографии*. Маска изготавливается из стойкого к технол. воздействию материала — полимерного резиста; необходимый рисунок формируется с помощью рентгеношаблона. Поток рентг. излучения направляют на рентгеношаблон (рис. 1), к-рый этот поток пространственно модули-

рует. Резист поглощает попавшее на него излучение, т. е. в нём формируется скрытое изображение рентгеношаблона; под действием излучения в резисте образуются высокоэнергетические (с энергией $\phi \sim 1$ кэВ) фото- и оже-электроны, к-рые вызывают сшивание молекул резиста или их деструкцию. В зависимости от того, какой из процессов преобладает, при проявлении на подложке остаются либо облучённые, либо необлучённые участки, т. е. получается негативное или позитивное изображение рисунка шаблона (рис. 2). Соответственно резисты делятся на негативные и позитивные.

Благодаря малой длине волны λ рентг. излучения методы Р. л. обладают высокой разрешающей способностью (~ 10 нм). По сравнению с электронно- и фото-литографией в Р. л. малы радиус. повреждения формируемых структур и высока производительность благодаря возможности одноврем. обработки больших площадей образца. Р. л. отличается большой глубиной резкости и малым влиянием материала подложки и её топографии на разрешающую способность.

Разрешающая способность Р. л. определяется некск. факторами. Основные из них: дифракционное $\delta_1 = \sqrt{S\lambda}$, полугетовое $\delta_2 = S(d/L)$ (обозначения см. на рис. 1) и фотоэлектронное $\delta_3 \approx \phi^{1,25}$ размытия границ скрытого изображения. Величина δ_3 определяется длиной пробега фото- и оже-электронов в резисте и зависит от состава резиста и λ (рис. 3). Полугетовое размытие можно в достаточной степени уменьшить подбором значений S , d и L . Теоретически предельная разрешающая способность Р. л. (контактное экспонирование; $S = H_0$, где H_0 — толщина резиста) достигается при $\lambda \approx 5$ нм и составляет ок. 5 нм. Разрешение, близкое к предельному (17,5 нм), получено при экспонировании позитивного резиста — полиметилметакрилата (ПММА) излу-

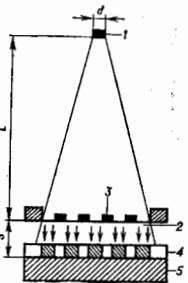
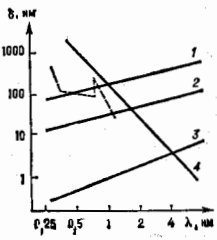


Рис. 2. Сфотографированная тестовая структура с шириной линии 0,3 мкм, сформированная методом рентгеновской литографии в позитивном резисте толщиной 3 мкм, полученная в растворе электронного микроскопа (РЭМ-фотография).

нием $S_{K\alpha}$ ($\lambda = 4,48$ нм). Для того чтобы электрофиз. характеристики элементов интегральных схем имели разброс в допустимых пределах, необходимо, чтобы точность воспроизведения размеров элементов составляла не менее 10% от их ширины, т. е. разрешающая способность метода должна превышать мин. размеры элементов.

Рис. 3. Зависимость дифракционного и фотоэлектронного пределов разрешения от λ . Дифракционное размытие приведено для величин входов 1 и 25 мкм, а также для случая контактного экспонирования — прямые 1 , 2 и 3 соответственно; 4 — зависимость эффективного пробега фотоэлектронов в органическом резисте; пунктирная кривая — участок аналогичной зависимости для резиста, в состав которого для увеличения поглощения излучения введены атомы кремния. Вблизи начного поглощения ход зависимости нелинейный, но так как связано с резким изменением энергетического спектра фото- и оже-электронов.



Р. л. предъявляет высокие требования к рентгеношаблонам. Пленка шаблона при достаточной высокой механич. прочности и стабильности должна пропускать не менее 50% излучения (что возможно при толщинах ~ 1 мкм), а нанесённое на неё маскирующее покрытие быть высококонтрастным — сильно (на порядок) ослаблять поток излучения, толщина же покрытия не должна



Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения рентгеновского излучения материалами, используемыми для изготовления рентгеношаблонов, и стандартного резиста (ПММА) от λ .

превышать 1 мкм, т. к. в более толстом маскирующем покрытии затруднено формирование рисунка с субмикронными размерами.

Для излучения с $\lambda < 0,3$ нм отсутствуют материалы для изготовления высококонтрастного маскиру-

щего покрытия, а при $\lambda > 1,5$ нм поглощение мембранных шаблонов слишком сильно (рис. 4). Исключение составляют лишь полимерные плёнки в диапазоне длин волн 4,2—6 нм. Наиб. распространение получили мембраны из кремния и его соединений — карбида, нитрида и оксинитрида. Используются также мембраны из нитрида бора, бериллия, полимеров — полиимида и парилена, а также комбинированные (нитрид бора — полиимер и др.).

Реактивные плёнки для Р. л. формируют на подложке из раствора полимера методом центрифугирования. После сушки, в процессе к-рой удаляется растворитель, плёнку облучают и обрабатывают в жидком проявителе. Осн. характеристики резиста — чувствительность, контрастность, разрешающая способность и стойкость к последующим технол. процессам, в частности к плазмохим. травлению. Возможны и «сухие» методы нанесения резистов (плазменная полимеризация, термич. напыление) и проявления изображения в них (плазмохим. и УФ-травление, сублимация в вакууме). Рассматривается возможность применения и неорганич. материалов, напр. халькогенидных стёкол.

Благодаря большой проникающей способности рентг. излучения, малости эффектов рассеяния и высокого контраста при экспонировании Р. л. позволяют формировать в резистах субмикронные структуры с большим отношением высоты к ширине, а также формировать в однослойных резистах структуры со сложным профилем края (рис. 5), напр. нависающим. Последнее достигает

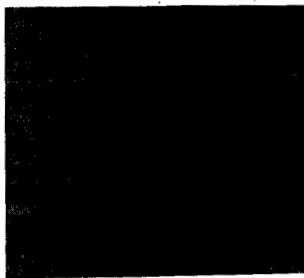


Рис. 5. РЭМ-фотографии структур с различным профилем края, сформированных в позитивном резисте.

ся за счёт допозит. экспозиции тонких слоёв резиста фотоэлектронами на подложке либо из шаблона. Перспективно применение двухслойных и трёхслойных резистов, значительно расширяющих возможности формирования структур со сложным профилем (рис. 6).

В установках Р. л. 1-го поколения в качестве источников излучения служат рентг. трубки с неподвижным либо вращающимся водоохлаждаемым анодом мощностью в неск. кВт. Материалы анодов (в их λ) — Cu (1,33 нм), Al (0,834), Mo (0,54 нм), Pd (0,434 нм). Экспонирование осуществляется в вакуумной камере либо в атмосфере гелия. Недостаток таких источников — низкая проявляемость, обусловленная малым коэф. преобразования энергии электронного пучка в мягкое рентг. излучение ($\sim 10^{-6}$). Более производительны установки 2-го поколения, в к-рых точечными источниками излучения являются плазма, возбуждаемая лазерным излучением, или силовоточный разряд в газе.

Широкие возможности для Р. л. предоставляет использование синхротронного излучения накопит. колец на энергию 0,6—1 ГэВ с расположенными на них литограф. станциями (св. 10 на каждом накопит. кольце).

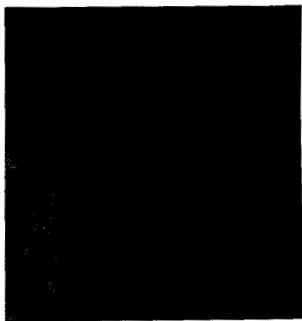


Рис. 6. РЭМ-фотографии структур со сложным профилем края, сформированных в двух- и трёхслойных резистах.

Высокая интенсивность и хорошая коллимация синхротронного излучения позволяют создавать пром. системы с разрешением $\sim 0,1$ мкм при малых временах экспозиции и упрощают проведение операции совмещения маркерных знаков с точностью $\sim 0,02$ мкм и рисунков (с точностью $\sim 0,1$ мкм) на больших площадях. Дальнейший прогресс в области источников излучения для Р. л. связан с разработкой компактных синхротронов с электромагнитами из сверхпроводящих материалов.

Лит.: Speers D. L., Smith H. I., X-Ray Lithography: a new high resolution replication process, «Solid State Technology», 1972, т. 13, № 7, р. 21; А р к о в В. В. и др. Перспективы использования мягкого рентгеновского излучения в субмикронной литографии. «Поверхность. Физика, химия, механика», 1983, № 11, с. 5. В. В. Аристов, В. А. Кудряшов.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА — область исследований, в к-рой изучаются явления и процессы распространения рентг. излучения при его взаимодействии с веществом, а также разрабатываются элементы для рентг. приборов. При рассмотрении вопросов Р. о. рентг. диапазон условно делят на 3 области длин волн λ : область жёсткого — ЖР ($0,01 < \lambda < 1$ нм), мягкого — МР ($1 < \lambda < 30$ нм) и ультратяжёлого — УМР ($30 < \lambda < 100$ нм) рентг. излучения.

Оптика, характеристики веществ в рентг. диапазоне обладают рядом особенностей. Во-первых, в рентг. диапазоне все атомы обладают низкой поляризуемостью по сравнению с более ДВ-диапазонами спектра (см. Поляризуемость рентгеновская). Рентг. кванты взаимодействуют с электронами внутр. оболочек атомов, причём для большинства электронов их энергия связи ϵ_i меньше энергии рентг. кванта $h\omega$ (ω — круговая частота излучения). За исключением узких областей вблизи точных резонансов вклад фотон-электронного взаимодействия в диэлектрик. проницаемость значительно меньше, чем вклад оптич. электронов в видимой и ИК-областях (см. Дисперсия света). По этой причине показатель преломления n в рентг. области для всех веществ мало отличается от 1 и почти во всём диапазоне $|n| < 1$ (только для нек-рых металлов в УМР-области $|n| > 1$). Элементы типа линз и призм в Р. о. практически не используются. Так, напр., собирающая линза из никеля с радиусом поверхности $r = 1$ см при $\lambda = 0,1$ нм должна иметь фокусное расстояние ~ 100 м.

Вторая особенность взаимодействия рентг. излучения с веществом — значит. фотопоглощение, связанное с большой вероятностью фотовольт. эффекта, при к-ром рентг. квант выбивает один из внутр. электронов атома. Величина линейного коэф. поглощения μ растёт с λ и особенно велика в МР- и УМР-областях (для твёрдых материалов $\mu \sim 10^2 - 10^3$ см $^{-1}$), поэтому слой веще-

ства толщиной в десятки м в РР-области и в несколько мкм в УМР-области спектра являются практически непрозрачными. Слой атмосферы воздуха толщиной менее 1 см полностью поглощает рентг. излучение с $\lambda > 1$ нм, поэтому рентгенооптические приборы РР- и УМР-диапазонов могут работать только в вакууме. В ЖР-области поглощение воздуха в масштабах обычных лаб. установок незначительно.

Как внутр. структура вещества, так и неоднородности границы раздела влияют на распространение рентг. излучения, причём характер взаимодействия зависит от соотношения между λ и размером структурных неоднородностей a . В этой связи могут быть рассмотрены 2 группы явлений: Р. о. однородных и неупорядоченных сред в Р. о. сред с упорядоченной структурой (дифракц. оптика).

Рентгеновская оптика однородных и неупорядоченных сред

По отношению к рентг. излучению однородными могут считаться вещества с аморфной структурой, а также кристаллы в случае, когда постоянная решётки $a \ll \lambda$. В предположении идеально гладкой поверхности раздела сред рассматриваются френелевское отражение и преломление рентг. излучения. В тех случаях, когда граница раздела сред неидеальна, т. е. имеются локальные отклонения профиля границы от ср. линии (шероховатости) или имеется неоднородный градиент диэлектрич. проницаемости в глубь среды, возникает рассеяние падающего рентг. излучения на границе раздела. При прохождении рентг. излучения через среду, содержащую нерегулярно расположенные структурные неоднородности с линейными размерами $a \gg \lambda$ (частицы др. вещества, дефекты кристаллич. решётки и т.д.), наблюдается *малогоугольное рассеяние*.

Френелевское отражение рентг. излучения, как и в оптике более ДВ-диапазона, связано с величиной n . В общем виде в рентг. области

$$n = 1 - (\delta + i\beta), \quad (1)$$

где δ и β — т. н. рентг. оптич. константы, к-рые могут быть представлены через *атомные факторы* рассеяния f_1 и f_2 :

$$\delta = A(\lambda)f_1, \quad \beta = A(\lambda)f_2,$$

где

$$A(\lambda) = (2\pi)^{-1} N_0 r_e \lambda^2,$$

здесь N_0 — плотность атомов, $r_e = e^2/mc^2$ — классич. радиус электрона. По порядку величины δ и β изменяются от $\sim 10^{-6}$ – 10^{-8} в ЖР-области до $\sim 10^{-2}$ – 10^{-1} в УМР-области рентг. диапазона. В случае чистых металлов величину δ можно оценить с помощью соотношения $\delta = 5,4 \cdot 10^{-4} (Z\rho/AZ)^2$, где Z — ат. номер, ρ — плотность вещества в г/см³, AZ — ат. вес, λ выражена в нм. Величина β связана с μ соотношением $\beta = \lambda\mu/4\pi$.

Отражение рентг. излучения на идеально гладкой поверхности раздела однородная среда — вакуум для s - и p -поляризации (см. *Поляризация света*) характеризуется коэф. отражения R_s и R_p соответственно, рассчитываемыми по *Френеля формулам*. Если пренебречь поглощением излучения внутри среды (это в большей степени справедливо в ЖР-области), *Снелла закон* для рентг. излучения запишется в виде

$$\cos \theta / \cos \theta' = n = 1 - \delta, \quad (2)$$

где θ и θ' — скользкие углы падения и преломления. Для рентг. излучения $|\delta| < 1$, поэтому $\theta' < \theta$. При больших значениях δ френелевский коэф. отражения очень мал; при нормальном падении для всех веществ он не превосходит 10^{-3} для $\lambda \sim 10$ нм и быстро падает

с уменьшением λ . Вследствие этого обычные зеркала нормального падения с однородными покрытиями неприменимы в рентг. диапазоне длин волн. При очень малых δ значение θ' оказывается минимальным, т. е. излучение не входит в среду, а полностью отражается. Это явление наз. *полным внешним отражением* по аналогии с полным внутр. отражением в оптике видимого диапазона. При условии $\cos \theta' = 1$, т. е. когда преломляющий луч скользит по границе раздела, угол $\theta = \theta_c$ наз. *критич. углом полного внеш. отражения*: $\cos \theta_c = 1 - \delta$, $\theta_c \approx \sqrt{2\delta}$. Т. о., рентг. излучение отражается от идеально гладкой поверхности однородных сред только при падении под скользкими углами $\theta < \theta_c$, к-рые для любых веществ изменяются от долей градуса в ЖР-области до 10–20° в УМР-области спектра. При таких углах различие в коэф. отражения для разных поляризаций практически отсутствует, поэтому вводится один френелевский коэф. отражения $R(\theta)$.

При учёте поглощения величина R зависит также и от β , в частности вид зависимости $R(\theta)$ определяется их обр. отношением β/δ (рис. 1). Т. к. коэф. отражения

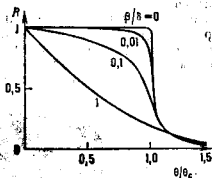


Рис. 1. Зависимость френелевского коэффициента отражения R при скользком падении от отношения θ/θ_c при различных значениях β/δ .

падает с уменьшением λ , для каждого материала и определ. угла θ существует КВ-граница отражения $\lambda_{от}$. Эта особенность используется в *отражат. фильтрах* скользкого падения, отсекающих КВ-часть излучения. Напр., в качестве таких фильтров могут служить зеркала из Al ($\lambda_{от} \approx 1,2$ нм, $\theta > 2^\circ$), Ni ($\lambda_{от} \approx 1,9$ нм, $\theta > 4,5^\circ$), Cu ($\lambda_{от} \approx 2,8$ нм, $\theta > 5^\circ$) и др.

Рассеяние при отражении в рентг. области от шероховатой поверхности среды — результат интерференции вторичных волн от элементарных излучателей в тонком приповерхностном слое вещества. В случае *малого рассеяния* (см. выше) угл. распределение (*индикатриса*) отражённого излучения содержит две компоненты: *зеркальный пик*, соответствующий отражению от идеально гладкой поверхности и повторный распределение интенсивности в падающем луче, и широкую диффузную компоненту, распределение интенсивности в к-рой определяется свойствами рассеивающей поверхности.

При случайном характере шероховатости интегральный поток рентг. излучения I_D , рассеянный поверхностью однородной среды, и угл. профиля диффузной компоненты $\Delta\Phi$ при определ. условиях связаны с микрогеометрич. поверхности соотношениями

$$I_D = I_0 \exp \{ -(4\pi \sigma \sin^2 \theta/\lambda)^2 \}, \quad (3)$$

$$\Delta\Phi \sim \lambda/\pi a \sigma, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка, σ и a — среднеквадратичная высота и коррелир. радиус шероховатостей (определяется характерным масштабом изменения f -ции корреляции профиля поверхности). Из (3) следует, что хорошие рентг. зеркала должны иметь *очень гладкую поверхность*. Напр., для того чтобы рассеяние не превышало 10% при $\lambda = 1$ нм и $\theta = 1^\circ$, значение σ не должно превышать 1,5 нм. Опыт показывает, что обычная оптич. полировка даёт поверхность с шероховатостями в пределах неск. нм, суперполировка (или т. в. глубокая полировка) —

менее 1 нм. Значения радиусов корреляции, как правило, заключены в пределах от долей мкм до неск. десятков (иногда сотен) нм. Более точная теория рассеяния, рассматривающая в приближении теории возмущений модель шероховатой поверхности как неоднородный слой, формирующего отражающую волну, даёт более сложную зависимость интенсивности и индикатриссы рассеяния от параметров пучка и геометрии поверхности. В частности, в практически наиболее важном случае относительно больших радиусов корреляции и углов скольжения, близких к θ_c , индикатрисса рассеяния имеет симметричный вид и её максимум совпадает с зеркальным пиком. При очень малых α рассеяние практически полностью концентрируется в области критич. угла отражения при любых θ (при $\theta > \theta_c$ это проявляется в виде т. я. эффекта Ионеды: индикатрисса рассеяния имеет два пика — зеркальный, смещающийся с изменением θ , и диффузный, остающийся при этом в положении, соответствующем $\theta = \theta_c$).

На френелевском отражении основаны зеркала скользящего падения (ЗСП), применяемые для концентрации излучения в рентг. каналах синхротронов, микроанализаторах, камерах малоуглового рассеяния, рентгеноискателях и др. приборах. Обычно используют вогнутые сферические, цилиндрические, тороидальные или эллиптические ЗСП, а также параболоиды и эллипсоиды вращения. Недостаток одиночных ЗСП — большие аберрации, гл. обр. астигматизм в coma, к-рые ограничивают в конечном итоге светосилу и предел концентрации излучения.

Для построения изображений самосветящихся или просвечиваемых объектов в рентг. телескопах и рентг. микроскопах применяются системы из двух или больше-

лом скольжения и длинной зеркал, ограниченной вследствие роста аберраций. Для увеличения апертуры используют «геодезические» системы из вложенных друг в друга пар зеркал с общим фокусом. Предельным случаем являются системы из неск. десятков или сотен очень коротких двойных конвек. колец, для к-рых качество изображения определяется в осн. шириной кольца, а коэф. использования площади входного отверстия достигает 50% и более. Эфф. светосила ЗСП зависит также и от коэф. отражения покрытия $R(\theta)$, к-рое подбирается исходя из максимума произведения $\theta \cdot R(\theta)$ для заданного диапазона длин волн. В МР- и УМР-диапазонах наиб. часто используют покрытия из никеля и золота, имеющие наиб. значения $\theta \cdot R(\theta)$.

Особый тип ЗСП — зеркала с многократным отражением, работающие по принципу ешпущей галереи. Если направить пучок рентг. излучения под углом $\theta < \theta_c$ к поверхности изогнутого зеркала, то в результате многократных отражений от неё пучок можно повернуть на значит. угол ϕ , к-рый может составлять десятки градусов. Коэф. отражения при этом определяется λ , оптич. константами материала зеркала, ϕ и шероховатостью отражающей поверхности. Он оказывается на неск. порядков больше, чем при однократном отражении с поворотом на тот же угол. Этот принцип применяется и в рентг. волноводах (обычно изготовляемых из кварцевых итенидных капилляров), к-рые можно использовать для передачи излучения на расстоянии в десятки см и преобразования пучков амалоговико волоконным светодам видимого диапазона.

Рентгеновская оптика сред с упорядоченной структурой

В том случае, когда структура вещества упорядочена и характерный период структуры $a \sim \lambda$, интерференция когерентных волн, дифрагировавших на элементах структуры, приводит к концентрации рассеянного излучения в нек-рых дискретных направлениях, в к-рых волны складываются в фазе; интенсивность этого излучения пропорц. квадрату числа элементов структуры. В рамках такого дифракц. подхода рассматриваются брэгговская оптика кристаллов, оптика многослойных отражающих покрытий, микроструктурная рентг. оптика. В первом случае в качестве рентгенооптик. элементов используют кристаллич. структуры, в последних двух — искусственно созданные объёмные или поверхностные структуры — зеркала нормального падения с многослойными покрытиями, отражательные и пропускающие дифракц. решётки, зонные пластинки Френеля, брат-френелевские отражатели.

Брэгговская оптика кристаллов. При взаимодействии рентг. излучения с кристаллом, когда выполняются условия Брэгга — Вульфа, возникает брэгговское отражение (см. Дифракция рентгеновских лучей). Это явление легко в основу рентгено-спектральных методов (см. Рентгеновская спектральная аппаратура), а также методов рентгеновской топографии. Диапазон спектра, в к-ром может использоваться тот или иной кристалл, определяется постоянной решётки $2d$ и диапазоном изменения (обычно от 3—5° до 60—70°) угла Брэгга θ (угла между плоскостью кристалла и направлением падающего пучка). Кристаллы со структурой, близкой к идеальной, имеют наиб. высокую разрешающую силу $\delta/\Delta\delta$ (δ — энергия рентг. кванта, $\Delta\delta$ — энергетич. ширина максимума отражения) при сравнительно небольшом значении интегрального коэф. отражения $R_c = \int R(\theta) d\theta$. Напр., кристалл кварца при отражающей плоскости (1011), ($2d = 0,6886$ нм) имеет $R_{c \max} = 1,23 \cdot 10^{-4}$ и $\delta/\Delta\delta_{\max} = 7700$, при отражающей плоскости (2023), ($2d = 0,2750$ нм) $R_{c \max} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ и $\delta/\Delta\delta_{\max} = 4 \cdot 10^3$. Мозаичный кристалл графита [плоскость (002), $2d = 0,6708$ нм] имеет $R_{c \max} = 1,52 \cdot 10^{-3}$ и $\delta/\Delta\delta_{\max} = 113$.

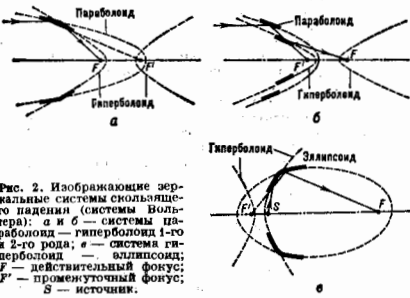


Рис. 2. Изображающие зеркальные системы скользящего падения (системы Вольтера): а и б — системы параболаид — гиперболаид 1-го и 2-го рода; в — система гиперболаид — эллипсоид; F — действительный фокус; F' — промежуточный фокус; S — источник.

го числа ЗСП. Простейшая из таких систем — система индикатрисса — Базаа — состоит из пары скрещённых сферич. или цилиндрич. зеркал (см. Рентгеновский микроскоп, п. 2).

Высоким разрешением и значительно большей, чем скрещённые системы, светосилой обладают системы глубоко асферических осесимметричных ЗСП с отражающими поверхностями, имеющими форму параболоидов, гиперболоидов и эллипсоидов вращения. Для компенсации аберраций число зеркал в таких системах должно быть чётным. Наиб. распространены т. я. системы Вольтера (рис. 2): параболаид — гиперболаид, используемая в рентг. телескопах, и система гиперболаид — эллипсоид, применяемая в рентг. микроскопах. Принцип построения систем Вольтера состоит в том, что промежуточное мнимое изображение источника строится в общем фокусе 1-го и 2-го зеркал, а результирующее действительное — в сопряжённом фокусе 2-го зеркала.

Геом. апертура систем Вольтера представляет собой кольцевое отверстие, ширина к-рого определяется уг-

Для повышения R_n , а следовательно, и светосилы прибора за счёт некоего снижения разрешающей силы используют мозаичные кристаллы, состоящие из множества отд. блоков, кристаллограф. плоскости к-рых слегка развёрнуты друг относительно друга.

Рентгеноопт. элементы на основе кристаллов могут быть плоской, цилиндрич., сферич. или асферич. формы, к-рая им придаётся изгибом и полировкой в спец. оправках или наклеиванием (выращиванием) тонких кристаллов на подложку требуемой формы.

Дифракция ЖР-излучения на совершенном кристалле благодаря регулярному расположению атомов кристаллич. структуры носит динамич. характер (динамич. дифракция; см. *Дифракция рентгеновских лучей*). Это означает, что многократное рассеяние излучения на кристаллич. плоскостях сохраняет свои когерентные свойства, в результате чего амплитуда дифрагиров. волн становится сравнимой с амплитудой проходящей волны. Интерференция дифрагированных и проходящей волн приводит к образованию результирующего волнового поля в кристалле, к-рое может быть представлено в виде суперпозиции волн, полученных нав. б л о к о в с к и х. Эфф. длина блоховской волны в кристалле принимает значение от единиц до десятков нм, что существенно снижает требования к изготовлению рентгеноопт. элементов.

Рентгеноопт. прибором, использующим братговскую дифракцию, является интерферометр Боузе — Харта (рис. 3), состоящий из трёх пластинок с общим основанием, изготовленных из монокристалла (напр., Si). Расщеплённый на кристалле-разделителе S рентг. пучок сводится кристаллом-зеркалом M на анализаторе

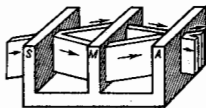


Рис. 3. Рентгеновский интерферометр Боузе — Харта.

А. Сформированная интерференц. картина обладает исключительно высокой чувствительностью к разл. рода нарушениям. Такого типа интерферометры используются для измерений показателей преломления, структурных дефектов. Применение технологии микроструктурирования позволяет изготавливать из совершенных монокристаллов сложные типы микроинтерферометров, спектральных приборов и их элементов.

Рентгеновская оптика многослойных покрытий. В МР- и УМР-областях используют зеркала с многослойными покрытиями (МСП), к-рые, в отличие от зеркал скользящего падения, могут работать при любых углах вплоть до нормального паде-

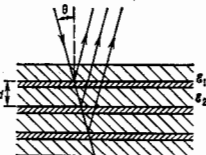


Рис. 4. Схема многослойного покрытия; ϵ_1, ϵ_2 — диэлектрические проницаемости 1-го и 2-го интервалов.

ния. Такие зеркала широко применяются в приборах для фокусировки излучения и построения изображений, спектрального анализа и поляриметрии, в резонаторах рентг. лазеров, в качестве делителей пучков и т. п. МСП (рис. 4) представляет собой периодич. структуру из чередующихся слоёв веществ с разл. значением диэлектрич. проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 , нанесённых

на подложку таким образом, что период d постоянен или изменяется по опред. закону. При больших углах скольжения коэф. отражения от каждой границы раздела несевил, но благодаря сложению сифазных волн, отражённых от неск. десятков или сотен слоёв, полн. коэф. отражения покрытия может составлять десятки процентов. Условие, при к-ром достигается максимум коэф. отражения МСП для монохроматич. излучения, с точностью до отличия показателя преломления от 1 совпадает с условием Брэгга — Вульфа: $2d \cos \varphi = m \lambda$ (φ — угол падения, m — порядок интерференции). Т. о., МСП представляет собой искусственный одномерный кристалл, причём, в отличие от обычных кристаллов, период структуры может быть задан произвольно в широких пределах (от сотен до единиц нм).

В МСП возможны два механизма отражения. Первый — интерференц. отражение, реализуемое, когда поглощение в обоих веществах мало и выполняется условие $|\text{Re}(\epsilon_1 - \epsilon_2)| \gg \text{Im}\epsilon_1$; в этом случае величина макс. коэф. отражения МСП определяется скачком действит. части ($\epsilon_1 - \epsilon_2$). Второй — отражение вследствие эффекта Бормана (см. *Аномального преломления эффект*); в этом случае вещества подбираются так, чтобы выполнялось условие $\text{Im}\epsilon_2 \gg \text{Im}\epsilon_1$, к коэф. отражения определяется скачком мнимой части ϵ_2 . Такая структура состоит из очень тонких слоёв сильно поглощающего вещества и дополняющих их до периода d слоёв вещества со слабым поглощением. При резонансном отражении в структуре образуется стоячая волна, узлы к-рой приходятся на слои вещества с большим поглощением, и поэтому затухание в них мало. Реально в отражении участвуют в той или иной мере оба механизма, поэтому необходимо подобрать опт. соотношение толщин слоёв в пределах заданного периода.

Отражение от зеркала с МСП, в отличие от зеркала скользящего падения, узкополосно. Разрешающая способность определяется числом эффективно отражающих слоёв, к-рое, в свою очередь, зависит от коэф. отражения и поглощения слоёв, образующих элементы структуры. По спектральному разрешению, достигаемому в нек-рых случаях мн. сотен, зеркала с МСП успешно конкурируют с молекулярными кристаллами; при работе под углами, близкими к бростеровскому (в рентг. области $\varphi_{Br} \approx 45^\circ$), они являются эфф. *поляризаторами* излучения.

С помощью МСП может быть реализована фокусирующая и изображающая Р. о. нормального падения с использованием сферич. и асферич. зеркал, подложки для к-рых изготавливаются методами традиц. оптич. технологии, в то время как изготовление зеркал скользящего падения намного более сложно и трудоёмко. Ожидается, что в ближайшем будущем с помощью зеркал с МСП будет достигнуто разрешение в рентг. области, близкое к дифракционному, что в десятки раз выше достижимого в видимом диапазоне спектра. В то же время использование МСП зеркал скользящего падения, работающих в области $\lambda < 1$ нм, даёт возможность в неск. раз увеличить углы скольжения и светосилу приборов (напр., рентг. микроскопов, микроанализаторов).

Одн. методы изготовления МСП — электронно-лучевое, магнетронное и лазерное напыления на подложку слоёв тяжёлых металлов (W/Re, Mo, Ni, Ru, Ti, Au) в сочетании со слоями лёгких элементов (C, B, Be, Si). К 1993 макс. значения коэф. отражения при нормальном падении (~70–80%) достигнуты в УМР-области ($\lambda \sim 13$ –20 нм) для структуры Mo — Si, изготовленной магнетронным напылением; разрешающая способность таких систем составляет 10–20. Наиб. разрешение (200–300) достигнуто для структуры из 400–800 слоёв Ni — C с $d \approx 2$ нм, напыленной электронным пучком. Именитая период структура по мере напыления МСП, можно в нек-рых пределах управлять шириной

полосы отражения. При изготовлении подложки из шести, прозрачных для рентг. излучения (напр., С, Si), удаётся создать делитель рентг. пучка, эталон Фабри — Перо (рис. 5) и т. п. оптич. элементы.

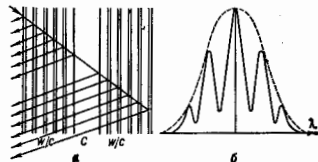


Рис. 5. Эталон Фабри — Перо для рентгеновского излучения (а), состоящий из многослойных покрытий W и C, и его кривая отражения (б).

На качество зеркал с МСП влияют погрешности формы и шероховатость поверхности подложки, межслойные шероховатости и разброс толщин слоев, неравномерная плотность слоёв и растрескивание их границ вследствие диффузии. Влияние шероховатости подложки, проявляющееся на всех слоях структуры, и шероховатостей поверхностей самих слоев проявляется в снижении коэф. отражения МСП, к-рое описывается Дебая — Уоллера фактором:

$$R = R_0 \exp \left[-\left(2\sigma/d\right)^2 \right],$$

где R_0 — коэф. отражения структуры при абсолютно гладких граничных слоёв, σ — афф. высота шероховатости слоя, МСП с наб. гладкой поверхностью слоя ($\sigma = 0,2-0,3$ нм) удаётся получить при выпалении на хорошо отполированную подложку из кремния или плавяного кварца структур типа (Re — W) — С, Ni — С, для к-рых получены МСП с наем. периодом ($d \sim 4,2$ нм).

Отражающие и пропускающие дифракц. решётки используются в МР- и УМР-областях для монохроматизации излучения и построения спектральных изображений. Дисперсионное уравнение для отражающих дифракц. решёток (ОДР) в общем случае имеет вид

$$d \sin \gamma (\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda,$$

где d — период решётки, γ — угол между волновым вектором падающего пучка и нормалью на плоскость дисперсии, α и β — углы между проекциями на плоскость дисперсии волновых векторов падающего и дифрагиров. пучков и нормалью к плоскости решётки. Решётка может освещаться по классич. схеме, когда падающий пучок лежит в плоскости дисперсии, и по т. н. схеме конич. дифракции, в к-рой плоскость падения пучка почти нормальна к плоскости дисперсии, т. е. пучок падает вдоль решётки. Эффективность ОДР определяется интенсивностью дифракц. пучка, зависящей от углов дифракции, периода решётки, геометрии штриха, его освещения и коэф. отражения покрытия, к-рый, в свою очередь, зависит от угла θ между направлением пучка и плоскостью отражающей грани штриха (в большинстве случаев θ не превышает $20-30^\circ$).

Преимущество классич. схемы — более высокая дисперсия, т. к. за счёт скользящего падения видимое расстояние между штрихами решётки уменьшается в $1/\sin \alpha$ раз. В то же время для схемы конич. дифракции характерна более высокая эффективность, поскольку в ней отсутствует взаимное затенение штрихов.

В рентг. области наб. часто используют ОДР с треугольным, синусоидальным или прямоуг. штрихом; в последних может быть получена концентрация излучения в определ. порядок спектра за счёт интерференции

волн, отражённых от верхней и нижней поверхностей профиля штриха. В классич. схеме наб. эффективность обладает решётки с треугольным профилем штриха — эшелетты — при выполнении условия блеска, т. е. когда падающий и дифрагиров. пучки симметричны относительно нормали к отражающей грани штриха. Макс. эффективность (теоретич.) эшелеттов с золотым покрытием и частотой 600 штрихов на 1 мм достигается при угле блеска $2,5^\circ$ и $\lambda \sim 10$ нм — св. 40%; для ОДР синусоидального и прямоуг. профиля она составляет соответственно ок. 30 и 20%. С увеличением частоты штрихов, а также при больших или меньших λ эффективность падает. Кроме того, реальная эффективность ниже теоретической в 1,5–2 раза из-за несовершенства формы штрихов и шероховатости их поверхности.

По форме ОДР могут быть плоскими, сферическими или асферическими. Вогнутые ОДР могут использоваться одновременно в качестве диспергирующего и фокусирующего элементов. Для снижения значит. aberrаций, возникающих при скользящем падении, применяют особые схемы расположения источника, решётки и детектора (напр., для сферич. решётки — схема Роуленда; см. *Рентгеновая спектральная аппаратура*), а также переходят к асферич. форме подложки (торцевидной, эллиптической или более высокого порядка). Для получения стигматич. изображений используют также перем. шаг и кривизну штрихов, при этом могут быть построены весьма светосильные ОДР, дающие спектральные изображения с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^4-10^5$ [предельное разрешение обычных сферич. решёток с регулярными параллельными штрихами не превышает $(2-3) \cdot 10^3$].

Совр. способы изготовления ОДР — нарезка на металле (алюминий, золото) алмазным резаком на станке с управлением от ЭВМ (макс. частота 3600 штрихов на мм; возможно получение профиля штриха с малым углом наклона при ограничениях на форму подложки), а также голографич. методы с использованием УФ-лазеров и синхротронного излучения (макс. частота — до неск. десятков тысяч штрихов на мм). Для достижения оптич. профиля штрихов — треугольного или прямоугольного — и перекоса голографич. рисунка решётки на более гладкую подложку применяют новое травление. Для полученных таким способом кварцевых ОДР с прямоуг. штрихом КВ-граница составляет ок. 0,5 мкм. С помощью *рентгеновской литографии* изготавливают рентгеновые ОДР с многослойными покрытиями, к-рые могут работать с высокой эффективностью при больших θ вплоть до нормального падения, однако их область дисперсии ограничена спектральной шириной максимума отражения покрытия.

Пропускающие дифракц. решётки (ПДР) изготавливаются методами микролитографии и представляют собой тонкопленочные структуры, обычно из Au, толщиной в неск. нм. Макс. эффективность дифракции зависит от λ и в 1-м порядке может достигать 5–10% при плотности штрихов от неск. сотен до неск. тысяч на 1 мм. Вследствие конечной толщины структуры существует КВ-предел применения ПДР ($\sim 0,1$ нм), ниже к-рого решётка становится практически прозрачной. ПДР могут устанавливаться в сходящемся или расходящемся пучке совм. с фокусирующей Р. о., при этом для коррекции возникающих aberrаций шаг структуры делают переменным.

Зонные пластинки Френеля (ЗПФ) в рентг. диапазоне являются дифракц. аналогами обычных линз и обладают наивысшим из рентгенооптич. элементов пространственным разрешением. ЗПФ как рентгенооптич. элемент предложены в 1952 А. Базом (А. Ваез). Они служат осн. элементом в сканирующих и изображающих рентг. микроскопах с использованием синхротронного излучения. ЗПФ представляет собой искусство микроструктуру с радиально расположенны-

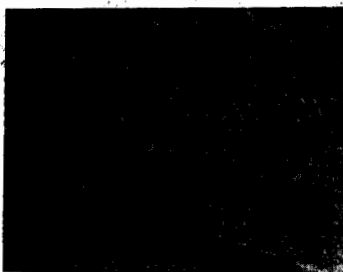


Рис. 6. Фазовая зонная пластинка из кремния на длину волны 0,83 нм.

ми чередующимися кольцевыми, прозрачными, поглощающими или преломляющими областями, параметры к-рых связаны соотношением

$$r_n = \sqrt{nF\lambda + n^2\lambda^2/4}$$

где r_n — радиус n -й кольцевой зоны; F — её фокусное расстояние.

Эффективность ЗПФ зависит от оптич. свойств материалов и формы профиля зоны, заполненной материалом. Оптич. толщина $t_{\text{опт}}$ поглощающего (преломляющего) слоя для бинарного (прямоугольного) профиля определяется из ур-ния

$$2 \sin\left(\frac{1}{\lambda} 2\pi\delta t_{\text{опт}}\right) + 2 \frac{\beta}{\delta} \cos\left(\frac{1}{\lambda} 2\pi\delta t_{\text{опт}}\right) = 2 \frac{\beta}{\delta} \exp(-2\pi\beta t_{\text{опт}})$$

где β и δ — оптич. константы. Эффективность ЗПФ описывается ур-нием

$$e_1 = n^{-2} [1 + \exp(-\pi\beta/\delta)^2]$$

и для сильно поглощающих материалов, напр. Au при $\lambda > 1$ нм ($\beta \gg \delta$), не превышает n^2 . ЗПФ являются фазовыми, если изготовлены из материала с отношением $\beta/\delta < 0.1$. Так, для создания эффективных ЗПФ наилучшими свойствами обладают следующие хим. элементы: С (в интервале λ от 5,1 до 8,5 нм), Al (1,4–2,2 нм), Si (0,7–2 нм), Cu (0,4–0,5 нм), Ag (0,46–0,7 нм), Au (0,2–0,234 нм). На рис. 6 приведена фазовая ЗПФ из кремния.

Изображение, создаваемое ЗПФ, свободно от дисторсии, разрешение определяется размером последней зоны. Для создания ЗПФ применяют голографию, методом, а также электронно-лучевую литографию, плазмен. травление, селективное хим. травление материалов и т. д. Технология создания ЗПФ включает получение тонких мембран на карбиде и нитриде кремния, полнмида толщиной от долей мкм до неск. мкм. Радиус последней зоны должен составлять 1–2 мкм с точностью до единиц нм. Размер последней зоны достигает 10 мкм. В перспективе возможно создание киноформных ЗПФ со спец. формой профиля зоны (см. Киноформы).

Достоинства обычных ЗПФ — относит. простота их изготовления, возможность массового воспроизводства, относит. простота расчёта параметров структуры элементов. Недостатки — высокие термич. и радиац. стойкости, ограничение рабочего диапазона длин волн ($\lambda \sim 0,5$ –1 нм), отсутствие возможности создания управляемых, переключаемых элементов, ограничения на аббертуру и разрешение в связи с тем, что толщина

элементов много больше λ . В результате необходимости учёта эффекта объёмной дифракции предельное разрешение ЗПФ оценивается по ф-ле

$$b_{\text{мин}} = \sqrt{\lambda t_{\text{опт}}}$$

и составляет для разл. элементов от 50 до 100 нм.

Брагг — френелевская оптика. Использование объёмной дифракции на многослойной или кристаллич. структуре с определ. формой поверхности или изменением периода отражающих плоскостей позволяет создать оптич. элементы, совмещающие высокое пространственное разрешение ЗПФ и высокое спектральное разрешение и механич. стабильность многослойных и кристаллич. структур. Идеальная брагг-френелевская линза (БФЛ) — трёхмерная голограмма точки, представляющая собой систему эллипсоидов или параболоидов вращения границ трёхмерных зон Френеля (рис. 7). БФЛ обладает хроматич. aberrациями, фокусирует все длины волн, отражаемые решёткой, в одну точку. Однако такая система весьма трудна в реализации, т. к. требует создания очень точной формы поверхности кристалла или зеркала. Синтезированные БФЛ, обладая всеми свойствами объёмных БФЛ, позволяют использовать плоские кристаллы или многослойные зеркала. Совмещая объёмные зоны Френеля с идеальной объёмной решёткой, периодической или аперриодической, выделяя области, в к-рых положение границ системы объёмных зон Френеля и плоскостей решётки совпадают или отличаются не больше чем на четверть межплоскостного расстояния, получают структуру синтезированной БФЛ (рис. 7). Изменяя

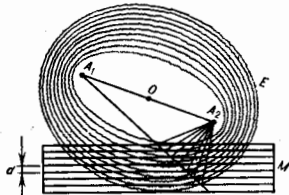


Рис. 7. Схема получения брагг-френелевской зонной пластинки: A_1 и A_2 — когерентные источники; E — эллиптические мифазные поверхности; M — многослойная структура.

коэф. отражения или фазу рассеяния от зоны к зоне, можно получить эффект фокусировки, как и в случае плоской ЗПФ. Параметрич. ур-ния пространственной структуры БФЛ:

$$z = \frac{1}{\sqrt{1+k^2}} \left[a\xi\eta(1+k^2) - \frac{\sigma k^2}{M_0} \right],$$

$$y^2 = a^2(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2) - \left(ka\xi\eta - \frac{\sigma k}{M_0} \right)^2,$$

$$z = \frac{\sigma k}{M_0 \sqrt{1+k^2}},$$

где k — тангенс наклона элемента к оптич. оси, M_0 — относит. коэф. увеличения системы, $2a$ — расстояние от объекта до изображения, $\xi > 1$ и $-1 < \eta < 1$ — параметр системы, $\xi = \xi_0 + n\lambda/4$, $\xi_0 = \sqrt{(1 + k^2/M_0^2)/(k^2 + 1)}$. Трёхмерные БФЛ изготавливаются из совершенных кристаллов или зеркал с МСП. Одномерные брагг-френелевские элементы (БФЭ) с вариацией периода в объёмной структуре являются дифракц. признаками. Управляли положением отражающих плоскостей БФЭ с помощью электрич., оптич. и УЗ-сигналов, можно менять коэф. отражения и фазу отражённой

волны. Модулировать положение отражающих плоскостей можно также путём смещения плоскостей из отражающего положения, изменением параметра решётки (межплоскостного расстояния) внепл. воздействием, искажением формы поверхности кристалла в целом импульсными или волновыми процессами и путём модуляции электронной плотности в кристалле. БФЭ могут быть использованы в широком диапазоне длин волн, имеют большие механич., термич. и радиац. устойчивости. На базе управляемых БФЭ можно создавать устройства сканирования рентг. пучком, модуляции и передачи информации. БОЛ, совмещённые с интерферометрами Фабри — Перо и изготовленные на прозрачных для рентг. излучения мембранах, рассматриваются как осн. элементы для резонаторов рентг. лазеров.

Перспективы развития Р. о. связаны гл. обр. с совершенствованием технологий изготовления рентгеноопт. элементов (получения сверхгладких зеркальных поверхностей разл. профиля, улучшения качества поверхностей многослойных покрытий, повышения разрешения микроструктур и т. д.). Наибольшие надежды возлагаются на Р. о. многослойных покрытий и брэгг-френелевскую оптику в связи с разработкой рентг. лазеров, рентг. голограмм, рентг. микроскопии и др. направлений.

Лит.: З и м и н а Т. М., Ф о м и н ч е в В. А., Ультратонкая рентгеновская спектроскопия, Л., 1971; В и н г е А. J., Crystals for astronomical X-ray spectroscopy, «Space Sci. Instr.», 1976, v. 2, № 1/3, p. 53; К а у л и Д., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1978; П и с к о в В. Г., Рентгеновская кристаллооптика, М., 1982; Рентгеновская оптика и микроскопия, под ред. Ш. Шмалля и Д. Руольфа, пер. с англ., М., 1987; М и с с е т т А., Оптика мягкого рентгеновского излучения, пер. с англ., М., 1989; Зеркальная рентгеновская оптика, под ред. А. В. Виноградова, Л., 1989; А р и с т о в В. В., Е р м о в А. И., Рентгеновская оптика, М., 1991.

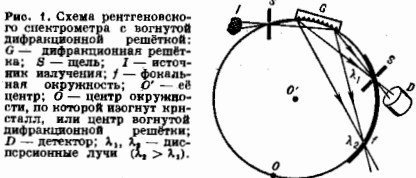
В. В. Аристов, А. И. Ермо, В. А. Селезнев, А. А. Сидорчук.
РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ АППАРАТУРА — аппаратура для рентгеновской спектроскопии и рентгеноспектрального анализа, в к-рой рентг. излучение исследуемого объекта (или рентг. излучение непрерывного спектра, прошедшее через исследуемый объект) разлагается в спектр, регистрируется и анализируется. С помощью Р. с. а., напр., исследуют тонкую структуру рентг. спектров, определяют элементный состав вещества, осуществляют диагностику высокотемпературной плазмы (по рентг. спектрам многозарядных ионов).

Р. с. а. принципиально отличается от оптич. спектральной аппаратуры, т. к. прозрачных для рентг. излучения оптич. материалов не существует и в Р. с. а. не используется линзовая оптика. Отражение рентг. излучения основано на эффекте полного внеш. отражения (см. Рентгеновская оптика), а в дисперсионных системах используется дифракция рентг. лучей. В Р. с. а. диспергирующие и фокусирующие элементы объединены. Для рентг. излучения с длиной волны $\lambda < 2 \text{ \AA}$ вся оптич. часть Р. с. а. должна быть помещена в вакуум, высокая энергия квантов рентг. излучения ($10^3\text{--}10^5 \text{ эВ}$) позволяет проводить его регистрацию в счётном режиме.

Р. с. а. классифицируют по способу разложения излучения в спектр, типу рентг. источника и способу регистрации излучения. В дисперсионной Р. с. а. для разложения излучения в спектр используют дифракц. решётки и кристаллы-анализаторы, в недисперсионной — узкий угол участка спектра выделяют сцинтилляц. счётчиком или пропорциональным счётчиком и полупроводниковым детектором с амплитудным анализатором импульсов. Источниками рентг. излучения могут служить высокотемпературная плазма, синхротроны, рентг. трубки, причём с помощью Р. с. а. исследуют как спектры испускания (флуоресцентные спектры), так и спектры поглощения (абсорбционные). По способу регистрации излучения Р. с. а. разделяют на спектрографы с фоторегистрацией (применяются в осн. в рентг. спектроско-

пии) и спектрометры с регистрирующей детекторной рентг. квантов. По области спектра Р. с. а. делится на коротковолновую (с длиной волны $\lambda \sim 0,1 \div 2 \text{ \AA}$), длинноволновую ($\lambda \sim 2 \div 20 \text{ \AA}$) и ультрдлинноволновую ($\lambda \sim 20\text{--}100 \text{ \AA}$) аппаратуру.

В дисперсионной Р. с. а. в ультрдлинноволновой области спектра излучение разлагают в спектр с помощью вогнутых дифракц. решёток скользящего падения (рис. 1). Разрешение спектрометров с дифракц. решёт-



кой, как правило, ограничивается шириной входной щели и равно

$$\lambda/\Delta\lambda = 0,92R\lambda m/Sd,$$

где S — ширина щели, d — период решётки, m — порядок дифракции, R — радиус решётки.

В области спектра с $\lambda < 20 \text{ \AA}$ излучение разлагают в спектр с помощью кристаллов-анализаторов (табл.),

Кристаллы-анализаторы и их характеристики

Кристалл	Отражающая плоскость	Межплоскостное расстояние, 2d, Å	Максимальная разрешающая способность, $\lambda/\Delta\lambda$	Интегральный коэффициент отражения, 10^{-4} , рад
Карб	001	27,714	1400	8+18
Слюда (уголь)	002	19,884	~2000	2+3
Гипс	020	15,168	—	—
ADP	101	10,658	10000	1+10
EDDT	020	8,808	—	—
PET	002	8,726	8000	10+20
Кварц	1010	8,512	20000	1+10
Кварц	1011	6,7153	10000	2+14
Графит	002	6,698	~100	50+200
Ge	114	6,327	6000	—
Флюорит	111	6,28	—	—
Si	114	6,271	10000	2+10
Кальцит	211	6,089	15000	2+30
NaCl	200	5,84	—	—
Кварц	1120	4,912	30000	0,4+3,3
Топаз	200	4,638	—	—
Кварц	2020	4,246	—	—
LiF	200	4,028	~2000	~10
Ge	220	4,006	13000	17+23
Si	220	3,8399	29000	1+8
Кальцит	422	3,034	64000	0,4+0,9
LiF	220	2,848	~1300	10+20
Кварц	2023	2,806	90000	0,3+0,9
Топаз	303	2,712	—	—
Кварц	2240	2,451	—	—
Кварц	2243	2,024	144000	0,2+0,45
Кальцит	633	2,02	122000	0,3+0,6

в них происходит дифракция рентгеновских лучей на атомной структуре. В случае более ДВ-излучения дифракция происходит при отражении излучения от поверхности кристалла, в случае КВ-излучения — при его прохождении через кристалл. В первом случае отражающие атомные плоскости должны быть расположены вдоль, во втором — перпендикулярно поверхности кристалла. В Р. с. а. используются плоские (рис. 2), выпуклые (рис. 3) и вогнутые кристаллы-ана-

Рис. 2. Схема рентгенового спектрометра с плоским кристаллом: K — кристалл-анализатор (остальные обозначения см. на рис. 1).

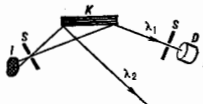


Рис. 3. Схема рентгенового спектрометра с выпуклым кристаллом (обозначения на рис. 3 — те же, что на рис. 1 и 2).

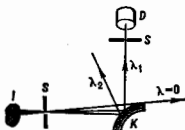
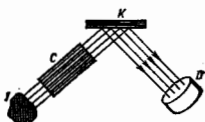


Рис. 4. Схема рентгенового спектрометра с плоским кристаллом и коллиматором Соллера (C).



лизаторы. Схемы с выпуклыми и плоскими кристаллами позволяют исследовать излучение в широком диапазоне спектра, но являются дефокусирующими. Для повышения светосилы и спектрометрах с плоским кристаллом служат многопластинчатый коллиматор Соллера (рис. 4), ограничивающий угл. расходимость падающего на кристалл излучения от 1° до неск. угл. минут. В фокусирующей Р. с. а. применяются вогнутые кристаллы с цилиндрич. и сферич. поверхностями. В методах Иоганна (рис. 5), Кошуа (рис. 6) и Дю-Монда

Рис. 7. Схема спектрометра Дю-Монда.

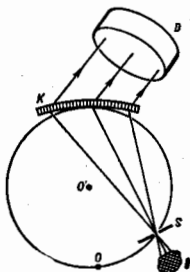
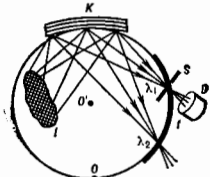


Рис. 8. Схема спектрометра Иогансона.



сцинтилляционные детекторы, полупроводниковые детекторы и др. (см. Детекторы част. п.). Выбор детектора зависит от характера решаемой задачи, спектраль-

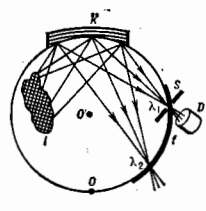


Рис. 5. Схема спектрометра Иоганна.

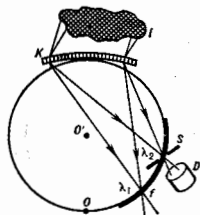


Рис. 6. Схема спектрометра Кошуа.

(рис. 7) плоская кристаллич. пластинка изгибается по цилиндру. поверхности радиуса R , а щель располагается на фокальной окружности радиуса $r = R/2$; эти методы дают довольно острую (но не строго точную) фокусировку спектральных линий. В методе Иоганссона (рис. 8) после предварит. изгиба пластинки кристалла по радиусу R её шлифуют, доводя до цилиндрич. поверхности радиуса $r = R/2$, что обеспечивает точную фокусировку спектра на фокальную окружность. В методе Гамаша (рис. 9) применяются цилиндрически изогнутые кристаллы, а щель и плоскость регистрации располагаются на оси цилиндрич. поверхности. Фокусировка в этом случае осуществляется в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии. Спектральное разрешение в кристаллич. спектрометрах ограничивается разрешением выбранного кристалла-анализатора.

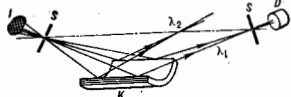


Рис. 9. Схема спектрометра Гамаша.

ного диапазона, требований к чувствительности, пространственному или временному разрешению и др. причин.

Недисперсионная Р. с. а. основана на особенностях поглощения рентг. лучей в веществе и работы нек-рых детекторов рентг. излучения. В ультрадлинноволновой области спектра монохроматизация излучения ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10$) обеспечивается сочетанием тонких поглощающих фильтров из разл. материалов и зеркал скользящего падения, а также с помощью многослойных интерференц. зеркал. В ДВ- и КВ- областях для выделения сравнительно узких участков спектра применяются неск. пар балансиров. фильтров с одинаковым коэф. пропускания во всей области спектра, за исключением узкой области между краями поглощения элементов, из к-рых сделаны фильтры каждой пары. Фотометры с такими фильтрами и радиоактивным изотопом в качестве источника первичного излучения служат для флуоресцентного и абсорбционного рентг. излучения (сцинтилляц. и иониз. счётчики, полупроводниковые детекторы); возможен такой режим работы, когда амплитуда регистрируемого импульса пропорц. энергии рентг. кванта. С использованием амплитудного анализатора импульсов детектора можно проводить измерения интенсивности излучения в зависимости от энергии квантов ϵ . Такие детекторы регистрируют ве-

посредственно рентг. излучение и могут работать в качестве спектрометров, характеризующихся очень высокой светосилой, но сравнительно небольшим спектральным разрешением (для пропор. счётчика $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-2}$, для полупроводникового детектора $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3}$); они применяются в рентгеновском спектральном анализе.

Рентгеновские спектрометры, выпускаемые промышленностью и предназначенные для рентгеновского спектрального анализа, разделяются на простые (одноканальные), регистрирующие узкий участок спектра, в к-ром находится аналитич. линия определ. элемента, двухканальные и многоканальные (квантометры). Т. в. микроанализаторы позволяют производить локальный спектральный анализ; в них обеспечена возможность либо непрерывного изменения частоты излучения, направленного в определ. точку образца, либо сканирования излучения определ. частоты вдоль одного пространственного направления образца. Возбуждение первичного рентг. излучения образца в микроанализаторах осуществляется электронным пучком (зондом) диаметром ок. 1 мкм, а разложение излучения в спектр — светосильными спектрометрами с вогнутыми кристаллами или вогнутыми дифракц. решётками, а также бескристалльными спектрометрами с полупроводниковыми детекторами рентг. излучения. Анализ регистрируемого излучения (рентгеноспектральный электронно-зондовый микроанализ) позволяет получать увеличенное изображение сканируемой поверхности в рентг. излучении определ. элемента и даёт возможность с достаточной высокой точностью получать данные об элементном составе объектов с чувствительностью ок. 10^{-15} г.

Лит.: Блохин М. А., Методы рентгено-спектральных исследований, М., 1959; Плотников Р. И., Пшенничников И. Г. А., Флюоресцентный рентгеноаналитический анализ, М., 1973; Рид С. Д. и В. Б., Электронно-зондовый микроанализ, пер. с англ., М., 1979; Рентгенотехника, Справочник, кн. 1—2, М., 1980; Лосев Н. Ф., Смагунова А. Н., Основы рентгеноцентрального флуоресцентного анализа, М., 1982; Рентгеновская спектроскопия многовариантных методов, М., 1983; Рентгенофлуоресцентный анализ, под ред. Н. Ф. Лосева, Новосибирск, 1991. А. П. Шевелько.

РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — см. *Спектроскопия рентгеновская*.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ — метод последней стадии исследования структуры неоднородных объектов в рентг. излучении, основанный на зависимости линейного коэф. поглощения μ в рентг. диапазоне от состава и плотности вещества; один из методов вычислит. томографии.

Классич. схема этого метода, впервые предложенная в медицинской рентгенографии для повышения контраста теневых изображений внутр. органов, приведена на рис. 1. При фиксиров. положении источника излучения S на фотоплёнке образуется теневое изображение, являющееся суммой проекций всех слоёв объекта O , через к-рые проходит пучок. Если в процессе съёмки синхронно перемещать источник и фотоплёнку (или источник и объект, объект и фотоплёнку) так, чтобы пучок проходил в процессе экспозиции только через один и тот же участок объекта в слое F , то изображение I этого участка получится наоб. чётким, изображением др. участков окажутся «размазанными». Этот метод не позволяет полностью избавиться от положения проекций др. участков на исследуемый; кроме того, длительность экспонирования, повышающая контраст, для живых организмов ограничена допустимыми дозами облучения.

Рис. 1. Классическая схема рентгеновской томографии.

В основе совр. методов Р. т. лежит др. подход: они базируются на применении мощных вычислит. методов обработки данных, получаемых томографич. сканированием, один из вариантов к-рого приведён на рис. 2. Узкий пучок рентг. излучения от источника S , сфокусированный коллиматором K , просвечивает объект O ,

после чего регистрируется детектором D . При синхронном перемещении источника и детектора вдоль нек-рого направления x осуществляется последоват. сканирование всех участков объекта, причём связь зарегистрированной детектором интенсивности излучения I с линейным коэф. поглощения μ среды объекта имеет вид интегрального ур-ния:

$$I(x) = I_0 \exp \left[- \int_l \mu(x, l) dl \right],$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка, dl — элемент пути поглощения вдоль луча l , соответствующего направлению сканирования. Измерения повторяются для неск. направлений сканирования относительно объекта. Для ускорения съёмки применяют неск. источников или перемещающийся источник с расходящимся «всеребрим» пучком, распределение интенсивности в к-ром измеряется двумерным координатно-чувствительным детектором (рис. 3). Для восстановления распределения μ , а следовательно, плотности и

Рис. 3. Схема рентгеновского томографа с несколькими источниками (S_1, S_2, S_3) и координатно-чувствительным детектором (КЧД).

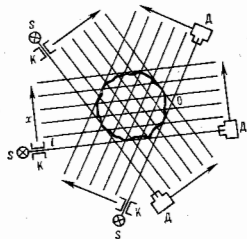
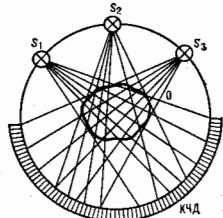


Рис. 2. Схема сканирующего томографа.



состава вещества по объёму объекта используют спец. алгоритмы обработки данных на ЭВМ. Синтезируют далее картину распределения плотности тканей объекта в разл. сечениях, можно установить границы злокачественных и нормальных участков, напр. при исследованиях опухолей мозга, патологии. изменяемых сердца, сосудов, поражениях костной ткани и в др. случаях, когда прямая диагностика затруднена или вообще невозможна.

Методы Р. т. используются также в технике неразрушающей дефектоскопии конструкции, материалов, электр. кабелей, механич. узлов, испытывающих большие нагрузки (напр., лопаток турбин авиац. двигателей),

и в др. случаях, когда важна точная информация о неоднородностях в объеме тела.

Дит., Левин Г. Г., Вишняков Г. Н., Оптическая томография, М., 1989; Физика визуализации изображений в медицине, под ред. С. Уэбба, пер. с англ., т. 1—2, В. А. Селемим, М., 1991.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ТОПОГРАФИЯ — совокупность методов получения изображений дефектов в кристаллах при помощи дифракции рентг. лучей. Во всех методах Р. т. рентг. пучок от источника направляют на кристалл так, чтобы для всего кристалла или его части выполнялось Брегга — Вульфа условие; возникающие при этом дифрагиров. пучки (иногда и прошедший пучок) регистрируются фотопластинкой; фиксируются, изображаясь ваз. рентг. топограммой.

Процесс дифракции рентг. волны в искаженном дефектами кристалле рассматривается в разл. приближениях кинематич. и динамич. теорий (см. Дифракция рентгеновских лучей). В обоих случаях влияние искажений атомной структуры на дифракцию описывается параметром локального отклонения положения атомных плоскостей кристалла от брагговского: $\text{ctg}\theta \cdot \delta d/d + \delta\theta$, где θ — угол Брегга, первое слагаемое учитывает локальное изменение δd межплоскостного расстояния d для отражающих атомных плоскостей, второе — их локальный угол поворота $\delta\theta$. Интенсивность дифрагированного и прошедшего пучков на поверхности выхода из кристалла определяется значениями этого параметра в объеме кристалла, где происходит дифракция рентг. волн. Т. о., распределение интенсивности регистрируемых пучков отображает отклонения строения кристаллич. структуры от идеальной, т. е. рентг. топограмма содержит информацию об искажениях структуры (дефектах). В зависимости от применяемого метода съёмки на топограмме видны границы блоков, единичные дислокации, включения, дефекты упаковки, магн. домены, неоднородности распределения примеси, границы окисных плёнок на поверхностях кристаллов и изделий на них, а также искажения, вызванные ввеп. полыми (напр., температурными, акустическими и т. п.). Анализ дифрак. контраста (распределения интенсивности) изображений дефектов проводится на основе динамич. теории рассеяния рентг. лучей и позволяет определять некоторые качественные (знак избыточного объёма включений, направление вектора Бюргерса *дислокации*), а в некоторых случаях и количественные характеристики дефектов (величину деформации, величину вектора Бюргерса *дислокаций* и пр.).

Как правило, в Р. т. используется только двухволновая дифракция, когда для каждого пучка излучения с длиной волны λ условие Брегга — Вульфа выполняется только для одной системы отражающих плоскостей и возникает только один дифрагиров. пучок. В соответствии с ф-лой Брегга расходимость дифрагиров. пучка $\delta\theta_d$ в плоскости рассеяния связана с его спектральной шириной $\delta\lambda_d$ соотношением

$$\delta\theta_d = \text{tg}\theta \cdot \delta\lambda_d/\lambda. \quad (1)$$

Если расходимость падающего на кристалл пучка велика, т. е.

$$\delta\theta_1 > \text{tg}\theta \cdot \frac{\delta\lambda_1}{\lambda} \quad (2)$$

($\delta\lambda_1$ — спектральная ширина падающего на кристалл пучка), то $\delta\theta_d$ лимитируется спектральной шириной падающего на кристалл излучения в соответствии с соотношением (1); обычно этот случай реализуется при съёмке в монохроматическом (напр., характеристическом) излучении. Расходимость падающей волны определяется как

$$\delta\theta_1 = \delta x/l,$$

где δx — размер источника в плоскости рассеяния, l — расстояние от источника до кристалла. Напр., при

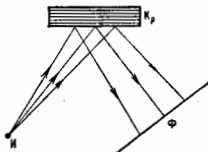


Рис. 1. Схема съёмки рентгеновских топограмм по методу Шульца для исследования блочных кристаллов Кр; И — точечный источник испрегрывающего спектра. Повороты блоков приводят к смешению их изображений на фотопластинке Ф.

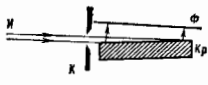


Рис. 2. Схема съёмки топограмм по методу Берга — Баррета для наблюдения дефектов в тонких приосближенных монохроматическом излучении; К — коллиматор; Кр — кристалл; излучение падает на кристалл под скользким углом (1—5°).

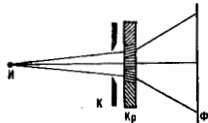


Рис. 3. Схема съёмки топограмм по методу Фудиняра для наблюдения блочности монохроматизованного излучения; И — микрофокусный источник излучения непрерывного спектра; К — коллиматор; съёмка производится при одностороннем отражении излучения от разных семейств атомных плоскостей кристалла Кр. Схема Фудиняра аналогична схеме съёмки лазерами, но в ней используется сильно расходящийся пучок, изучается распределение интенсивности излучения в наклонном дифракционном плите.

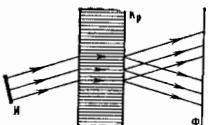


Рис. 4. Схема съёмки топограмм по методу Боржана. В результате эффекта Боржана при выполнении условия Брегга — Вульфа коэффициент поглощения идеального кристалла Кр уменьшается на два порядка. Дефекты, для которых не выполняется условие Брегга — Вульфа, поглощают излучение источника И, что приводит к их изображению на фотопластинке Ф.

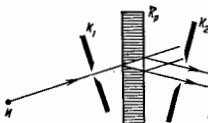


Рис. 5. Схема съёмки топограмм по методу Ланга для наблюдения дефектов в высокоориентированном полупроводниковых монокристаллах. Используется характеристическое излучение К_α от микрофокусного источника И, которое коллимируется коллиматором К₁ так, чтобы условие Брегга — Вульфа выполнялось для излучения К_{α2} и не выполнялось для излучения К_{α1}. Фотоплёнку Ф спарывают синхронно с кристаллом Кр для получения изображения дефектов по всей длине кристалла.

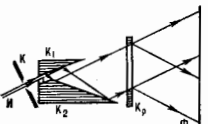


Рис. 6. Схема метода плоской пластины для наблюдения дефектов с особо слабыми волнами искажений (от микродефектов — кластеров, дислокационных микрогрупп размером 1 мкм и т. д.). Отражение от кристаллов К₁ и К₂ используется для получения высокой коллимации пучка с расходимостью (0,1—0,017°) монохроматического излучения. Кристалл Кр удерживают в определённом отражающем положении в течение десятков часов.

сьёмке в излучении непрерывного спектра и при использовании микрофокусного источника часто справедливо обратное соотношение

$$\delta\theta_1 < \lg \theta \cdot \frac{\delta\lambda}{\lambda}. \quad (3)$$

В этом случае $\delta\theta_1 = \delta\theta_1$, а $\delta\lambda_d$ даётся соотношением (1).

Пространственное разрешение на топограмме в плоскости рассеяния определяется геом. и дифракц. уширениями. Геом. уширение $\delta x_G = \delta\theta_d \cdot l_1$, где l_1 — расстояние от кристалла до фотопластины, $\delta\theta_d$ определяется по ф-ле (2) или (3). Дифракц. уширение описывается двумя теориями дифракции рентг. лучей и может быть оценено как $\lambda/g\theta$, где $\lambda = \lambda \cos\theta / \chi_{hkl} \cdot C$ — длина экстинкции, χ_{hkl} — фурье-компонента поляризуемости рентгеновской, соответствующая атомным плос-

костям с индексами Миллера (hkl) и коэф. $C = \cos 2\theta$ или 1 (для поляризации в плоскости рассеяния и в перпендикулярной ей плоскости соответственно).

Разрешение в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния, определяется геом. уширением, к-рое может быть уменьшено путём оптимизации схемы съёмки. Принципиальный предел разрешения Р. т. обуславливает дифракц. уширение. Разрешение лимитируется также разрешающей способностью фотопластинок, к-рая не превышает обычно 300—500 линий/мм. Суммарное действие всех факторов на практике позволяет получать на рентг. топограммах изображение с разрешением $\sim 3-5$ мкм.

Все методы Р. т. дают изображение в масштабе, равном или близком 1:1, увеличенное изображение получают оптич. увеличением топограмм. Методы Р. т. применимы для исследования почти совершенных кристаллов,

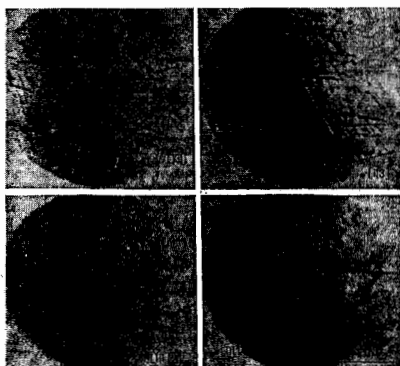


Рис. 7. Топограммы монокристалла Si, полученные с помощью синхротронного излучения. Толщина кристалла 0,35 мм, энергия электронов 7,2 ГэВ, ток в кольце 7 мА, время экспозиции 40 с.



Рис. 8. Топограмма монокристалла Si, полученная методом Лапта. Тонкие чёрные линии — единичные дислокации, тёмные участки — скопления дислокаций, параллельные полосы вдоль краёв кристаллов — экстинкционные контуры или полосы равной толщины.

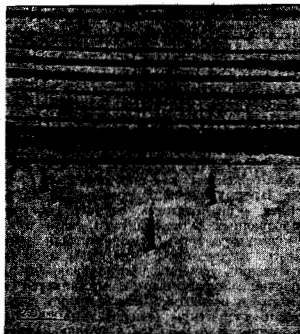


Рис. 9. Топограммы одного и того же кристалла Si, снятые по методу Лапта в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Отражение (220), излучение $\text{Cu K}\alpha_1$, время экспозиции каждой топограммы 5 ч: а — отражающая поверхность с индексами Миллера (110), тонкие вертикальные чёрные линии — дислокации, горизонтальные полосы — слой с неоднородно распределённой примесью, возникшие вследствие колебаний концентрации примеси в расплаве за фронтом кристаллизации при выражении кристалла (полосы роста); б — отражающая поверхность с индексами Миллера (001), изображения тех же дислокаций, что и на рис. а, но ориентированных вдоль распространения пучка.

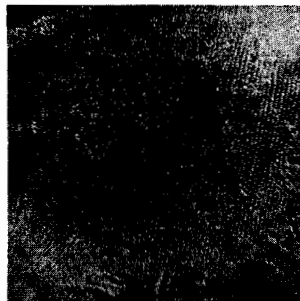


Рис. 10. Изображение магнитных доменов монокристалла иезодитриевого граната на рентгеновской топограмме, снятой по методу Лапта. Толщина кристалла 180 мкм, излучение $\text{Ag K}\alpha_1$, отражение (800), время экспозиции 60 ч.

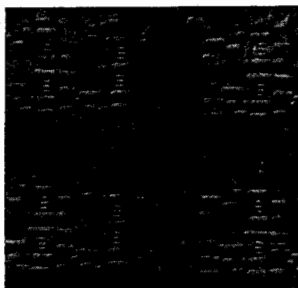


Рис. 11. Топограмма фрагмента интегральной микросхемы на монокристалле Si.

т. е. кристаллов с относительно низкой плотностью дефектов. Допустимая плотность дефектов зависит от применяемой схемы съёмки (рис. 1—6) и лимитируется разрешением; напр., для съёмки по методу Ланга (рис. 5) плотность дислокаций не должна превышать 10^4 см^{-2} . На рис. 7—11 приведены примеры рентг. топограмм с изображением нек-рых дефектов кристаллич. структуры. Преимущество Р. т. перед обычной оптич. микроскопией — возможность изучать дефекты структуры непроварочных для видимого света кристаллов, высокая чувствительность, позволяющая регистрировать относит. изменения δd (до 10^{-4}) и $\delta \theta$ (до $0,1^\circ$). Р. т. существенно уступает просвечивающей электронной микроскопии в разрешении, но является неразрушающим методом исследования и контроля и применима для изучения структуры относительно толстых кристаллов — толщиной от $\sim 1 \text{ мкм}$ в методе Ланга до неск. см в методе Бормана, основанном на *аномальном пропускании* *эффекте*. Осн. область применения Р. т. — исследование и контроль качества высококачественных монокристаллов полупроводников и изделий из них. Недостатки Р. т. — относительно низкое разрешение, большая продолжительность съёмки (от неск. до десятков часов). Для сокращения съёмки применяются мощные источники рентг. излучения — аппараты с вращающимся анодом и синхротроны, для регистрации — системы визуализации рентг. изображений, в частности рентгенооптич. преобразователи-усилители яркости и рентгенотелевиз. системы, позволяющие проводить наблюдения в режиме реального времени.

Лит.: Berg W., History of load of deformed crystals, «Z. Kristallogr.», 1934, v. 89, № 5/4, p. 286; Ваттс С. С., New microscopy and its potentiality, «Trans. Amer. Inst. Min. and Metal. Eng.», 1945, v. 161, p. 15; Шульц Л. Г., Method of using a fine focus X-ray tube — for examining the surface of single crystals, там же, 1954, v. 200, p. 1082; Вортманн Г., Шилсберг и Шилсберг, Röntgen-Wellenfelder in grossen Einkristallen und die Wirkung einer Deformation, «Z. Naturf.», 1956, Bd 112, H. 7, S. 885; Вонсе У., Zur röntgenographischen Bestimmung des Typus einzelner Versetzungen in Einkristallen, «Z. Physik.», 1928, Bd 153, H. 3, S. 278; Ланга А. В., The projection topograph: a new method in X-ray diffraction microradiography, «Acta Crystallogr.», 1959, v. 12, p. 249; Фуцуйвага Т., New method to taking X-ray radiographs the divergent X-ray method, «Mem. Defense Academy», 1963, v. 2, № 5, p. 127; Ивичев В. И., Чуховский Ф. Н., Проблема изображения в рентгеновской оптике, «УФН», 1972, т. 107, в. 2, с. 229; Кауля Д., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Computer controlled X-ray topographic imaging system, «The Ricardu Journal», 1984, v. 1, № 1, p. 23; Дифракционные и микроскопические методы в материаловедении, пер. с англ., М., 1984; Игудал В. Н., Гваридола А. А., Опыт применения рентгеновской топографической установки для наблюдения изображений дефектов кристаллов в условиях аномального прохождения рентгеновских лучей, «Докл. лаборатории», 1987, т. 53, № 3, с. 60.

В. И. Кучинер, Э. В. Суворов.

РЕНТЕГЕНОВСКАЯ ТРУБКА — источник *рентгеновского излучения*, возникающего при бомбардировке

вещества анода (антикатада) электронами, эмитируемыми катодом (электронноаккумуляторной трубки). В Р. т. электроны ускоряются электрич. полем, часть их энергии переходит в энергию рентг. излучения. Излучение Р. т. является *тормозным излучением* в рентг. диапазоне длин волн, при достаточных энергиях электронов на него накладываются характеристики излучения вещества анода. Р. т. применяется в рентг. структурном анализе, *рентгеноспектральном анализе*, дефектоскопии, рентгенографии и рентгенодиагностике и т. д. В зависимости от области использования Р. т. различаются по типу конструкции, способу получения пучка электронов и его фокусировки, вакуумированию, охлаждению анода, размерам и форме фокуса (области излучения на поверхности анода) и др. Наиб. широко применяются т. в. отпаянные Р. т. с термомиссионным катодом, водяным охлаждением анода, электростатич. фокусировкой электронов (рис.). Термомиссионный катод Р. т. обычно

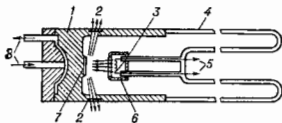


Схема рентгеновской трубки для структурного анализа: 1 — металлический анодный стержень (обычно заземляется); 2 — оска из бериллия для выхода рентгеновского излучения; 3 — термомиссионный катод; 4 — стержневая колба; 5 — вакуумный катод, и которым подводится напряжение накала, а также высоко (относительно анода) напряжение; 6 — электростатическая система фокусировки электронов; 7 — анод; 8 — патрубков для охлаждающей системы.

представляет собой спираль или прямую вольфрамовую нить, накаляемую электрич. током. Рабочий участок анода — металлич. зеркальная поверхность — расположен перпендикулярно или под нек-рым углом к электронному пучку. Для получения сплошного тормозного спектра рентг. излучения высоких энергий в интенсивностей служат аноды на Au или W; в структурном анализе используются Р. т. с анодами из Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Mo, Ag. Осн. характеристики Р. т. — предельно допустимое ускоряющее напряжение (1—500 кВ), электронный ток (0,01 мА — 1 А), уд. мощность, рассеиваемая анодом (10 — 10^4 Вт/мм^2), общая потребляемая мощность (0,002 Вт — 60 кВт). Пд Р. т. составляет 0,1—3%.

РЕНТЕГЕНОВСКИЕ ПУЛЬСАРЫ — источники переменного периодич. рентг. излучения, представляющие собой вращающиеся *нейтронные звезды* с сильным магн. полем, излучающие за счёт аккреции. Магн. поля на поверхности Р. п. $\sim 10^{11}$ — 10^{14} Гс. Соемности большинства Р. п. от 10^{30} до 10^{38} эрг/с. Периоды следования импульсов Р. п. от 0,07 с до неск. тыс. секунд. Р. п. входят в тесные двойные звездные системы (см. *Тесные двойные звезды*), вторым компонентом к-рых является нормальная (невыврожденная) звезда, постоянная вещество, необходимое для аккреции и нормального функционирования Р. п. Если второй компонент находится на стадии эволюции, когда скорость потери массы мала, нейтронная звезда не проявляет себя как Р. п. Рентг. пульсары встречаются как в массивных молодых двойных звездных системах, относящихся к населению I *Галактики* и лежащих в её плоскости, так и в маломассивных двойных системах, относящихся к населению II *Галактики* и принадлежащих к её сферич. составляющей. Р. п. открыты также в Магеллановых Облаках. Всего открыто ок. 30 Р. п.

На нач. этапе исследований рентг. объектам присваивались наименования по созвездиям, в к-рых они находились. Напр., Геркулес X-1 означает первый по кат. яркости объект в созвездии Геркулеса, Рентгар

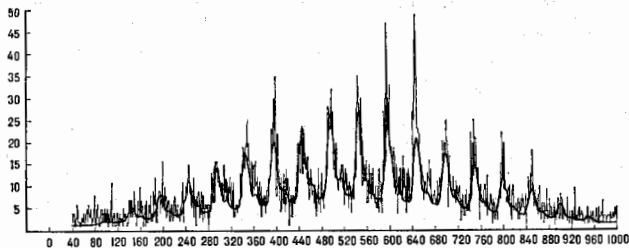


Рис. 1. Записи излучения рентгеновского пульсара Кентавр X-3, полученная со спутника «Ухуру» 7 мая 1971 г. По вертикальной оси — число отсчетов за временной интервал t (рис. — 0,096 с, по горизонтальной — время в бинах. Регистрируемый поток максимален, когда источник находится в центре поля зрения счётчика, ограниченного коллиматором. Из-за вращения спутника регистрируемый средний поток сначала нарастает, а затем падает. На эту простую зависимость от времени наложены периодические пульсации, связанные с собственной неровностью источника.

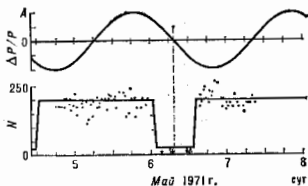


Рис. 2. Долгопериодическая неровность рентгеновского излучения источника Кентавр X-3 (нижний график. N — число отсчетов, c^{-1}). Видны характерные рентгеновские затмения. На верхнем графике приведены изменения периода P , допускающие движение пульсара вокруг центра масс двойной системы ($A \approx 1,387 \cdot 10^{-4}$).

X-3 — третий по яркости в созвездии Кентавра. Р. п. в Малом Магеллановом Облаке обозначается как SMC X-1, в Большом Магеллановом Облаке — LMC X-4 [часто встречающаяся в обозначениях рентг. источников буква X — от англ. X-rays (рентг. лучи)]. Обнаружение со спутников большого числа рентг. источников потребовало др. системы обозначений. Напр., 4U 1900-40 соответствует обозначению Р. п. Паруса X-1 в четвертом каталоге спутника «Ухуру» (СИА). Первые четыре цифры обозначают прямое восхождение (19 ч 00 мин), вторые две вместе со знаком дают склонение объекта (см. *Координаты астрономические*). Апологичный смысл имеют цифры в обозначении источников, открытых спутником «Ариэль» (Великобритания), напр. A0535 + 26. Обозначения типа GX1+4 относятся к источникам в центр. области Галактики. Цифры соответствуют галактик. координатам l и b (в данном случае $l = 4^\circ$, $b = +4^\circ$). Употребляются и др. обозначения. Так, открытый с борта советских АМС «Венера-11, -12» в эксперименте «Конус» вспыхивающий Р. п. с периодом около 8 секунд получил наименование FX P0520-66.

Периодичность излучения рентгеновских пульсаров. Короткопериодич. периодичность рентг. излучения Р. п. иллюстрирует рис. 1, на к-ром приведена запись излучения одного из первых открытых Р. п. — Кентавра X-3 (май 1971, спутник «Ухуру»). Период следования импульсов $P = 4,8$ с.

На рис. 2 показана долгопериодич. периодичность Р. п. Кентавр X-3. Раз в две суток Р. п. периодически «исчезает» (затмевается) на 11 ч (ниж. график). Тщательные исследования показали также, что P зависит

от фаз двухдневного периода $T = 2,087$ сут по гармонич. закону (верх. график): $\Delta P/P = A \cos[2\pi(t - t_0)/T]$, где $\Delta P = P - P_0$ — изменение P , P_0 — невозмущенное значение P , A — амплитуда относит. изменения P , t_0 соответствует одному из моментов, когда отклонение периода максимально. Эти два факта интерпретируются однозначно: Р. п. входит в двойную систему с орбитальным периодом, равным T . «Исчезновение» объясняется затмениями Р. п. вторым компонентом двойной системы. По продолжительности затмения можно сделать вывод о том, что второй (затмеваящий) компонент заполняет свою полость Рошса. Периодич. изменения P обусловлены эффектом Доплера при орбитальном движении Р. п. вокруг центра масс двойной системы. Амплитуда изменения периода $A = (v/c) \sin i$, где i — угол наклона орбиты двойной системы (в этой системе близок к 90°), v — скорость орбитального движения Р. п.;

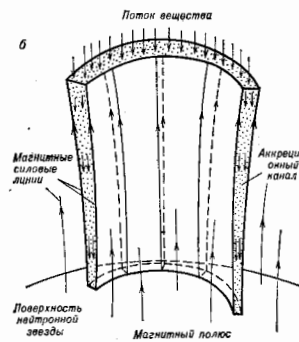
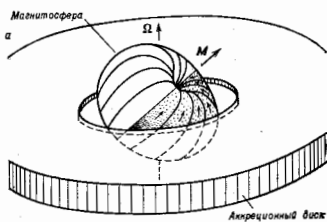


Рис. 3. Упрощенная картина аккреции на замagnetизированную нейтронную звезду в двойной системе. Газ поступает к звезде как в геометрически тонком диске, так и сферически-симметричным образом. Реальная магнитосфера имеет более сложную форму, чем это изображено на рис. а (Ω и M — угловая скорость вращения и магнитный момент нейтронной звезды). Условия вмораживания плазмы в магнитосферу благоприятны не на всей ее поверхности. Вмороженная плазма течет вдоль магнитных силовых линий к магнитным полюсам (стрелки). Вблизи полюсов аккреционный канал представляет собой незамкнутый вихрь (Ω).

$v \sin i = 416$ км/с, эксцентриситет орбиты мал. Рентг. затмения обнаружены далеко не во всех двойных системах с Р. п. (для наблюдения затмений необходимо, чтобы луч зрения был близок к плоскости орбиты двойной системы), а периодич. изменения Р — в большинстве двойных систем с Р. п.

После открытия Р. п. в его окрестности обычно быстро находят переменную оптич. звезду (второй компонент двойной системы), блеск к-рой меняется с периодом, равным орбитальному или в два раза меньшим (см. ниже). Кроме того, спектральные линии оптич. компонента испытывают доплеровский сдвиг, периодически изменяющийся с орбитальным периодом двойной системы. Оптич. переменность двойных систем с Р. п. обусловлена двумя эффектами. Первый эффект (эффект отражения) наблюдается в системах, в к-рых светимость оптич. звезды меньше светимости Р. п. Сторона звезды, обращенная к Р. п., прогревается его рентг. излучением и в оптич. лучах оказывается ярче, чем противоположная сторона. Вращение двойной системы приводит к тому, что наблюдается то более яркая, то менее яркая сторона звезды. Такой эффект наиб. отчетливо проявляется в системе, включающей Р. п. Геркулес X-1 и звезду HZ Геркулеса. На единичную поверхность этой звезды, обращенной к рентг. источнику, падает в тридцать раз больше энергии в виде рентг. излучения, чем поступает из недр звезды. В результате амплитуда оптич. переменности превышает 2^m в фильтре В (см. Астрофотометрия). Часть рентг. излучения отражается атмосферой звезды, но осн. доля поглощается ею и перера-

батывается в оптич. излучение, к-рое слабо пульсирует с периодом Р. Часть энергии уходит на афф. нагревание вещества на поверхности, сопровождающееся формированием т. н. индуциров. звездного ветра. Второй эффект, называемый эффектом эллипсоидальности, связан с тем, что форма звезды, заполняющей полость Роша, заметно отличается от сферической. В результате два раза за орбитальный период к наблюдателю обращена б. ч. поверхности и два раза — меньшая. Такая переменность с периодом, вдвое меньшим орбитального периода, наблюдается в двойных системах, где светимость оптич. компонента намного превышает рентг. светимость Р. п. В частности, именно благодаря такой переменности был открыт нормальный компонент источника Кентавр X-3.

Аккреция на нейтронную звезду с сильным магнитным полем. В тесных двойных звездных системах возможны два осн. типа аккреции: дисковая и сферически-симметричная. Если перетекание вещества идет преим. через внутр. точку Лагранжа (см. в ст. Полость Роша), то перетекание вещества обладает значит. уд. моментом кол-ва движения и вокруг нейтронной звезды образуется аккреционный диск. Если нормальная звезда теряет вещество посредством звездного ветра, то возможны формирование ударной волны и близкая к сферически-симметричной аккреция за ней.

Свободное падение (при сферически-симметричной аккреции) возможно лишь на больших расстояниях R от звезды. На расстояния $R_m \sim 100-1000$ км (радиус

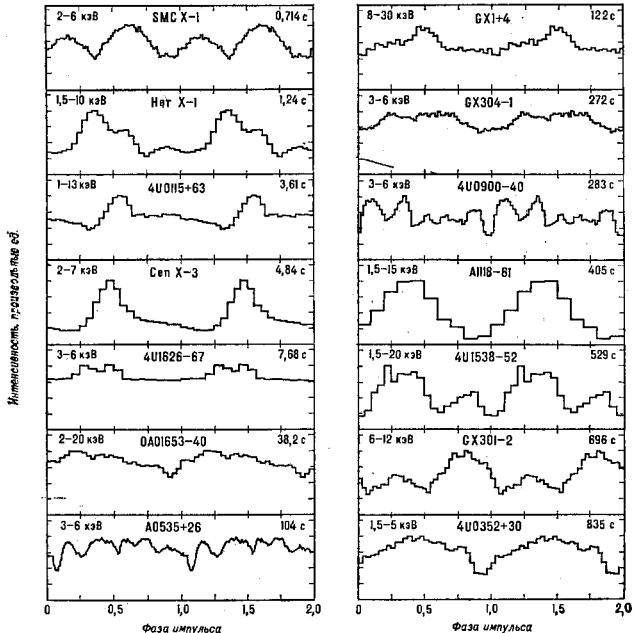


Рис. 4. Профили импульсов ряда рентгеновских пульсаров. Приведены интервалы энергий, для которых получены данные, и периоды Р.

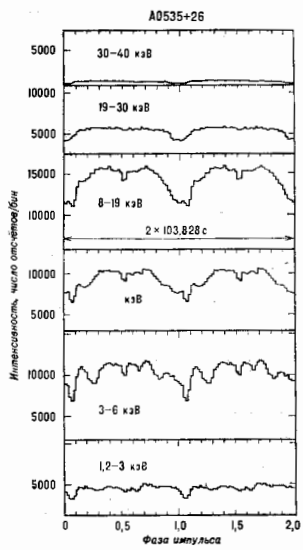
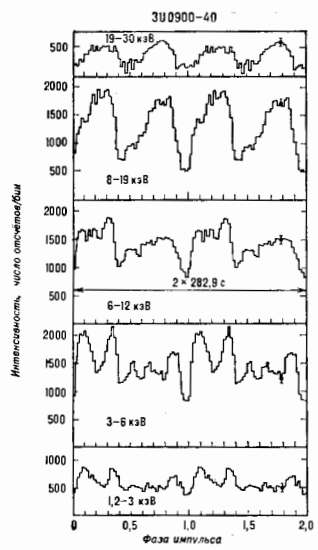


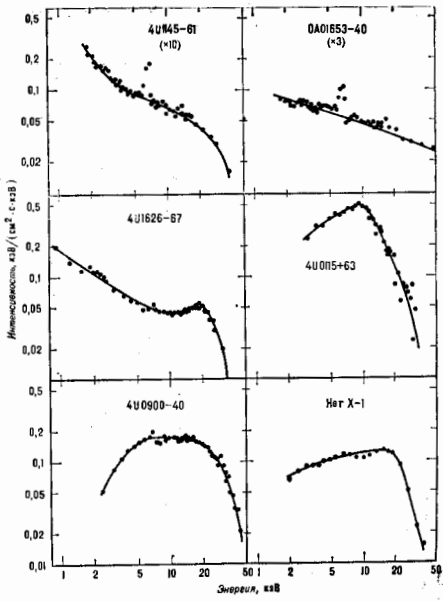
Рис. 5. Зависимость профиля импульсов от энергии для двух рентгеновских пульсаров.

Рис. 6. Спектры ряда рентгеновских пульсаров. Заметна рентгеновская линия железа с $\lambda_{\text{ж}} \approx 6,5 - 7$ кэВ.

магнитосферы) давление магн. поля нейтронной звезды $P^2/8\pi \propto R^{-4}$ сравнивается с давлением аккрецирующего потока вещества $\rho V^2 \propto R^{-3/2}$ (ρ — плотность вещества) и останавливает его. В зоне $R < R_m$ формируется замкнутая магнитосфера нейтронной звезды (рис. 3, а), вблизи R_m возникает ударная волна, в к-рой плазма охлаждается излучением Р. п. за счёт комптоновского рассеяния. Благодаря неустойчивости Рэлея—Тейлора становится возможным проникновение капель плазмы внутрь магнитосферы, где происходит их дальнейшее дробление и вмораживание в магн. поле. Магн. поле каналирует поток аккрецирующей плазмы и направляет её в область магн. полюсов (рис. 3, б). Зона, на к-рую выпадает вещество, по-видимому, не превышает по площади 1 км^2 . На поверхности нейтронной звезды гравит. энергия связи на единицу массы $\eta \approx 0,15 \text{ с}^2$. Поток выпадающего на звезду вещества, необходимый для поддержания светимости $L_x \sim 10^{36} - 10^{38} \text{ эрг/с}$, равен $\dot{M} \sim L_x/\eta \sim 10^{15} - 10^{19} \text{ г/с} = 10^{-11} - 10^{-7} M_{\odot}$ в год. На 1 см^2 поверхности выпадает более тонны вещества в секунду. Скорость свободного падения составляет $0,4 \text{ с}$.

В Р. п. со светимостью $L_x < 10^{38} \text{ эрг/с}$ падающие протоны и электроны тормозятся в атмосфере (образованной веществом, выпавшим на нейтронную звезду за вичтожные доли секунды до этого) за счёт ядерных и кулоновских столкновений. Выделяющаяся энергия излучается слоем, поверхностная плотность к-рого ок. $10 - 20 \text{ г/см}^2$, а толщина — неск. метров. Существует предположение, что может возникнуть тонкая (неск. см) бесстолкновительная ударная волна, в к-рой выделяется вся кинетич. энергия аккрецирующего потока.

В Р. п. со светимостью, близкой к $5 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с}$, колоссальное энерговыделение в зоне магн. полюсов приводит к тому, что сила давления излучения (см. Давление света) на падающие электроны способна остановить поток аккрецирующего вещества. Вблизи поверхнос-



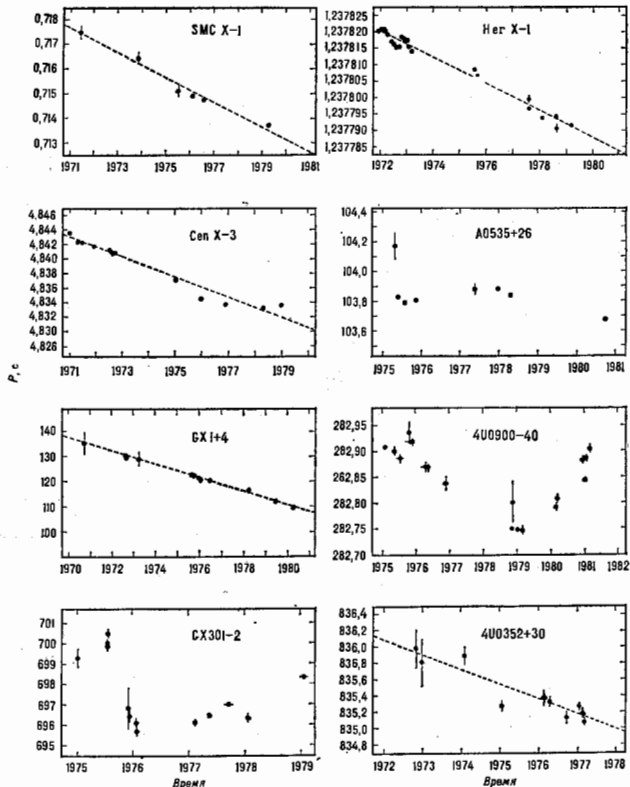


Рис. 7. Зависимость периода P (в с) от времени для ряда рентгеновских пульсаров.

ти нейтронной звезды (на высоте меньше 1 м) может сформироваться радиан.-доминиров. ударная волна. В такой ударной волне давление излучения намного превышает давление плазмы. Падающие на звезду электроны тормозятся силой давления излучения, обусловленной томосовским рассеянием излучения, идущего снизу. Одновременно останавливаются связанные с электронами электростатич. силы протоны, несущие осн. кинетич. энергию. Эта энергия расходуется на увеличение энергии фотонов вследствие их многократных рассеяний на высокоскоростных электронах (комптонизации). Часть «жестких» фотонов уходит к наблюдателю, а часть попадает в плотные слои атмосферы (нейтронной звезды), нагревая её. В этих слоях вследствие тормозного излучения рождаются многочисл. «мягкие» фотоны, к-рые, испытывая томосовское рассеяние на падающих электронах, тормозят падающее вещество.

Если светимость P п. п. превышает 10^{37} эрг/с, то над поверхностью нейтронной звезды в районе магн. полюсов формируется аккреционная колонка. Радиан.

доминиров. ударная волна возникает на большой высоте над поверхностью нейтронной звезды (сотни метров и даже километров). В ней происходит торможение потока. Под ударной волной осуществляется режим оседания. Излучение уходит через боковую поверхность колонки, вещество же в ней медленно оседает, выделяя гравитац. энергию, превращающуюся в тепло и излучение. Силам гравитации противодействует градиент давления излучения, запертого в радиан.-доминиров. колонке. Колонка может обеспечить светимость, намного превышающую критическую светимость, т. к. с боков она удерживается магн. полем, а не силами гравитации. Более того, если магн. поле нейтронной звезды превышает 10^{13} Гс, то в основании колонки темп-ра плазмы и излучения достигает 10^{10} К. При таких темп-рах происходят процессы рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар. Нейтрино, образующиеся в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, уносят осн. долю светимости. Рентг. светимость (превышающая критическую) составляет малую долю нейтринной светимости $L_\nu = \eta \dot{M}$, причём

светимости SMC X-1 и LMC X-4 $\sim 10^{39}$ эрг/с, т. е. па-
 многого превышают критическую. Эти объекты имеют,
 по-видимому, и значит, нейтринную светимость. излу-
 чаемые нейтрино прогревают недра нейтронной звезды
 и, поглощаясь в недрах нормального компонента двой-
 ной системы, дают малый вклад в его оптич. светимость.
 Поток аккрецирующего вещества в таких объектах мо-
 жет достигать $(10^{-4} - 10^{-3}) M_{\odot}$ в год. В этом случае воз-
 возможна ситуация, когда за $10^6 - 10^8$ лет «работы» Р. п.
 на нейтронную звезду выпадает ок. $1 M_{\odot}$ вещества, будет
 превышен предел устойчивости для нейтронных звезд,
 произойдет *равитационный коллапс*, сопровождаемый
 взрывом *сверхновой звезды* редко встречается типа
 и образованием *чёрной дыры*. Это может произойти лишь
 при дисковой аккреции, когда давление излучения не
 препятствует аккреции на больших расстояниях от тя-
 готеющего центра.

**Формирование профилей импульсов и спектры
 излучения рентгеновских пульсаров.** Выделение энер-
 гии в огранич. зоне вблизи полюсов нейтронной звезды
 в совокупности с её вращением приводит к феномену
 пульсара: наблюдатель видит излучающую зону под
 разными углами и принимает переменный во времени
 поток рентг. излучения. Период P равен периоду вра-
 щения нейтронной звезды. Наличие сильного магн.
 поля может приводить к направленности излучения.
 В зависимости от соотношения между энергией фотонов
 $h\nu$, напряжённостью магн. поля H и темп-рой плазмы
 T_e могут формироваться как «крандальная», так и
 «ножевая» диаграммы направленности. Важнейший
 параметр — гирочастота (циклотронная частота) элект-
 рона $\omega_H = eH/2mc$. Степень направленности является
 ф-цией отношения v/c и $kT_e/h\nu$. Диаграмма направлен-
 ности определяет форму профиля импульсов Р. п.
 Профили импульсов ряда Р. п. приведены на рис. 4.
 Вид профилей у многих Р. п. изменяется с увеличением
 энергии фотонов (рис. 5).

Спектр излучения нейтронной звезды должен быть
 многокомпонентным. Излучают ударная волна, аккре-
 ционная колонка, поверхность нейтронной звезды вблизи
 основания колонки, плазма, текущая по магнито-
 сфере к полюсам нейтронной звезды. Эта плазма погло-
 щает жёсткое излучение колонки и переизлучает его в
 мягком рентг. диапазоне как в континууме (непрерыв-
 ном спектре), так и в рентг. линиях (характеристиче-
 ских и резонансных) ионов тяжёлых элементов. Спектры
 (рис. 6) решающим образом зависят от светимости
 Р. п. и напряжённости магн. поля, поэтому они силь-
 во отличаются друг от друга.

Если потоки плазмы на магнитосфере Р. п. высокой
 светимости не покрывают всю её поверхность, то обра-
 зуются «окна», в к-рых свободно выходит «жёсткое»
 излучение, в то время как др. направления для него
 закрыты из-за большой оптич. толщи потоков плазмы.
 Вращение нейтронной звезды должно приводить к пуль-
 сациям излучения. Это ещё один механизм формиро-
 вания профиля рентг. импульсов.

Важнейшим этапом в изучении Р. п. является откры-
 тие гирологии [спектральной линии, обусловленной
 циклотронным излучением (либо поглощением) элект-
 ронов] в спектре Р. п. Геркулес X-1. Открытие ги-
 рологии дало метод прямого эксперим. определения
 магн. полей нейтронных звезд. Гирология в спектре
 Р. п. Геркулес X-1 соответствует $h\nu_H = 56$ кэВ.
 Согласно соотношению $h\nu_H = 1,1 (H/10^{11} \text{ Гс})$ кэВ, на-
 пряжённость магн. поля на поверхности этой нейтрон-
 ной звезды $\approx 5 \cdot 10^{12}$ Гс.

Ускорение и замедление вращения нейтронных звезд.
 В отличие от радиопулсаров (сек-рые из них, в част-
 ности пульсары в Крабе и Парусас, излучают в рентг.
 диапазоне), излучающих за счёт энергии вращения
 замагниченной нейтронной звезды и увеличивающих
 свой период со временем, Р. п., излучающих за счёт
 аккреции, ускоряют своё вращение. Действительно при
 дисковой аккреции вещество, выпадающее на магнито-

сферу, имеет заметный уд. момент кол-ва движения.
 Выбравшись в магн. поле, аккрецирующая плазма
 движется к поверхности звезды и передаёт ей свой мо-
 мент кол-ва движения. В результате вращение звезды
 ускоряется и период следования импульсов уменьша-
 ется. Этот эффект характерен для всех Р. п. (рис. 7).
 Однако иногда наблюдается и замедление вращения.
 Это возможно в случае, если меняется темп аккреции
 либо направление момента кол-ва движения аккреци-
 рующего вещества. Среди механизмов, приводящих
 к увеличению периода, обсуждается т. н. пропеллерный
 механизм. Предполагается, что асимметричная атмо-
 сфера нейтронной звезды вращается в атмосфере, соз-
 данной аккрецирующим со звуковой скоростью газом,
 при этом генерируются звуковые или ударные вол-
 ны, возбуждаются конвективные течения, отводящие
 момент количества движения от магнитосферы к
 звёздному ветру, отбрасывающему нейтронную звезду.

Р. А. Сюняев.

РЕНТЕГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ — спектры испускани-
 я (эмиссионные Р. с.) и поглощения (абсорбционные
 Р. с.) *рентгеновского излучения*. В зависимости от ме-
 ханизма возбуждения рентг. излучения, от излуча-
 ющей системы Р. с. могут быть непрерывными или ли-
 нейчатыми. Линейчатый Р. с. испускают атомы и ионы
 после ионизации их внутри, оболочек при последую-
 емом заполнении образовавшихся вакансий; такой Р. с. наз.
 х а р а к т е р и с т и ч е с к и м, т. к. однозначно
 характеризует излучаемый атом. Непрерывным явля-
 ется тормозной Р. с. (см. *Тормозное излучение*),
 спектр *синхротронного излучения* или *орбитального
 излучения* в рентг. диапазоне. Чаще всего исследуют
 Р. с. твёрдых тел, возбуждаемые *рентгеновской тру-
 бкой*. Большой интерес представляет изучение Р. с.
многозарядных ионов и плазмы. Для получения и иссле-
 дования Р. с. применяют спектрометры 2 типов: спек-
 трометры с диспергирующим элементом — кристалло-
 анализатором или дифракц. решёткой (т. н. волновая
 дисперсия) и спектрометры на основе пропорц. детек-
 тора и амплитудного анализатора импульсов (т. н.
 энергетич. дисперсия; см. *Рентгеновская спектральная
 аппаратура*).

Спектр излучения рентг. трубки — первичного рентг.
 излучения — является наложением характеристиче-
 ского Р. с. на тормозной. Исследуемое вещество в этом
 случае служит анодом трубки. Характеристич. излу-
 чение атомов анода возбуждается при ионизации их
 внутри, оболочек электронным пучком, тормозное из-
 лучение — при торможении электронов в веществе ано-
 да. Характеристич. Р. с. получают также при воз-
 буждении флуоресценции в рентг. диапазоне вещества
 первичным рентг. излучением.

Характеристические рентгеновские спектры состоят
 из спектральных серий (K, L, M, N, O, \dots), все линии каж-
 дой из к-рых объединены общим начальным уровнем
 ионизации; уровни энергии, с к-рых происходит кван-
 товый переход при заполнении образовавшейся ва-
 кансии для линий одной серии различны. Вероятность
 излучат. переходов разл. мультиплетности, а следова-
 тельно, и интенсивность соответствующих спектраль-
 ных линий определяются различными *отбора пра-
 вил*. Переходы для наиб. ярких линий K - и L -серий,
 а также обозначения этих линий приведены на рис. 1.
 Линии одной серии элементов образуют одинаковые
 группы дублетов, что позволило дать им одинаковые
 для всех ат. номеров Z обозначения греческими
 или латинскими буквами. Зависимость спектрального
 подожения однократных линий от Z определяется
Мозли законом.

С возрастанием напряжения V на рентг. трубке
 в Р. с. появляются одновременно все линии q -серии,
 когда V превышает потенциал V_q возбуждения нижнего
 общего для них уровня энергии (q -серия — одна из K -,
 L -, M -, ...серий). С дальнейшим повышением V элект-
 роны проникают глубже в анод, всё большее число

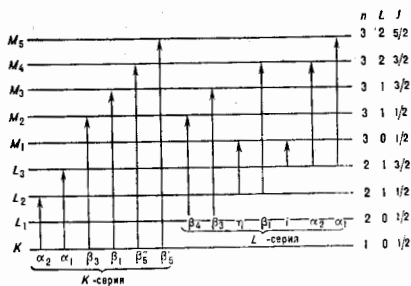


Рис. 1. Схема К-, L- и M-уровней энергии атома и основные линии К- и L-серий; n, l, j — главное, орбитальное и внутреннее квантовые числа уровней энергии К, L_1, L_2 и др.

атомов возбуждается и испускает излучение q-серии: интенсивность I_q линий растёт. Для напряжений $V_0 < V < 3V_0$ интенсивность q-линий $I_q \sim (V - V_0)^2$. С дальнейшим ростом V рентг. излучение частично поглощается атомами анода при выходе из него, рост I_q замедляется. При $V \approx 11V_0$ с дальнейшим повышением V интенсивность I_q уменьшается, т. к. большинство возбуждённых атомов располагается так глубоко в аноде, что их излучение поглощается в нём.

При возбуждении первичным излучением флуоресценции в рентг. диапазоне длин волн (см. Луминесценция) интенсивность линий флуоресценции зависит от энергии $h\nu$ фотонов первичного излучения. Если $\omega < \omega_0$ (где ω_0 — частота порога возбуждения q-серии, то $I_q = 0$. При $\omega = \omega_0$ появляется вся q-серия флуоресцентного излучения, но с дальнейшим возрастанием $\omega > \omega_0$ интенсивность I_q быстро падает. Поэтому для возбуждения флуоресцентного излучения для анода используют вещество, яркие линии характеристич. спектра к-рого расположены со стороны частот $\omega > \omega_0$ и как можно ближе к ω_0 . Для возбуждения флуоресцентного излучения q-серии данного элемента можно также использовать тормозное излучение анода рентг. трубки из атомов элементов с возможно большим Z.

Интенсивность характеристич. спектра (как первичного, так и флуоресцентного) зависит от вероятности p_r излучат. перехода атома с вакансией на q-уровне, к-рая определяется суммарной вероятностью испускания фотонов при заполнении данной вакансии электроном каждого из вышерасположенных уровней. Однако с вероятностью p_A та же вакансия может заполняться электроном безызлучательно в результате *же-эффекта*. Для K-серии средних и тяжёлых элементов $p_r > p_A$ для лёгких элементов $p_r < p_A$. Для остальных серий всех элементов $p_r \ll p_A$. Отношение $f = p_r / (p_r + p_A)$ наз. выходом характеристич. излучения.

Кроме линий характеристич. излучения, появляющихся после однократной ионизации атома, в спектре обнаруживаются и более слабые линии, возникающие при двукратной (или даже многократной) ионизации атома, когда на разных его оболочках одновременно образуются 2 (или более) вакансии. Если, напр., в атоме образовалась лишь одна вакансия в K-оболочке и она заполняется электроном $L_{2,3}$ -оболочки, то атом испускает дублет $K\alpha_{1,2}$. Если кроме вакансии в K-оболочке в атоме образовалась ещё одна вакансия в $L_{2,3}$ -оболочке, к-рая сохраняется при переходе атома на начальное состояние также двукратной ионизации $KL_{2,3}$ в конечном состоянии также двукратной ионизации $L_{2,3}L_{2,3}$, то атом испускает излучение с энергией, немного превышаю-

щей энергию дублета $K\alpha_{1,2}$: в спектре появляется дублет $K\alpha_{2,3}$, называемый сателлитом оси дублета $K\alpha_{1,2}$. В результате процессов, связанных с начальной двукратной (или многократной) ионизацией атома, в Р. с. появляются многочисл. сателлиты — спутники оси. линий однократной ионизации атома. Интенсивность сателлитов в десятки или сотни раз слабее интенсивности оси. линии, однако при бомбардировке атомов тяжёлыми ионами высокой энергии вероятность многократной ионизации атома превосходит вероятность его однократной ионизации и интенсивность оси. линии оказывается значительно меньше интенсивности сателлитов.

Тормозной рентгеновский спектр. Тормозное излучение рентг. трубки возникает при рассеянии электронов на электростатич. поле атома. Потери энергии электрона на излучение при этом носит квантовый характер и сопровождается испусканием фотона с энергией $h\nu$, к-рая не может превосходить кинетич. энергию \mathcal{E} электрона: $h\nu \leq \mathcal{E}$. Частота ω_0 , соответствующая равенству $h\nu_0 = \mathcal{E}$, наз. квантовый ω_0 — границей тормозного спектра. Длина волны $\lambda_0 = 2hc/\omega_0$ (также называемая границей тормозного спектра) зависит от напряжения V на рентг. трубке:

$$\lambda_0 = hc/eV = 1,240/V$$

(λ_0 — в нм, V — в кВ). При $\lambda < \lambda_0$ интенсивность тормозного излучения $I_T = 0$. С ростом λ от λ_0 до $\lambda_m = (v_0/v_0)\lambda_0$ интенсивность I_T возрастает, а затем падает, т. к. возрастает поглощение тормозного излучения веществом анода, т. е. возбуждение его K-серии (рис. 2).



Интенсивность I_T скачкообразно возрастает при значении λ , большем значения λ_k (см. ниже). В области больших λ становится существенным поглощение излучения «окном» рентг. трубки (атомами Вв), вследствие чего при $\lambda > 1,5$ нм интенсивность рентг. излучения практически равна нулю. С возрастанием напряжения V на рентг. трубку λ_0 и λ_m сдвигаются в сторону меньших λ .

Спектр поглощения получают, пропуская тормозное излучение рентг. трубки или синхротронное излучение через тонкий поглотитель. При энергиях фотонов $h\nu > \mathcal{E}_K$ (\mathcal{E}_K — энергия ионизации K-уровня атомов поглотителя) из атома в результате фотоэффекта могут быть вырваны электроны с любого из уровней энергии атома, т. е. в процессе поглощения участвуют электроны всех оболочек атома. При $\mathcal{E}_L < h\nu < \mathcal{E}_K$ электроны K-оболочки не вырываются излучением и в процессе поглощения участвуют лишь электроны всех остальных оболочек, начиная с L-оболочки. Поэтому при $h\nu = \mathcal{E}_K$ наблюдается скачок поглощения S_K . В этой точке спектра поглощение резко уменьшается и интенсивность рентг. излучения, прошедшего через поглотитель, скачком возрастает. Скачок поглощения S_K изменяется с ат. номером Z элементов от 35 для самых лёгких элементов до 5 для самых тяжёлых. Аналогичные скачки поглощения наблюдаются и при переходе через энергии \mathcal{E}_q остальных q-уровней атома. Поскольку каждой энергии \mathcal{E}_q соответствует свой скачок поглощения, эти энергии наз. краями поглощения q-уровней. Каждый край поглощения определяет вместе с тем и квантовую границу возбуж-

дения соответствующей спектральной серии эмиссионного Р. с.

Интенсивность рентг. излучения, прошедшего через поглотитель с поверхностной плотностью m (в г/см²), определяется ф-лой $I = I_0 \exp(-\tau m)$, где I_0 — интенсивность излучения до поглощения, τ — массовый коэф. поглощения (в см²/г). В пределах между двумя соседними краями поглощения τ растёт $\propto \lambda^2$. Зависимость $\tau(\lambda)$ во всем интервале λ представляет спектр поглощения. С коротковолновой стороны от каждого края поглощения величина τ претерпевает флуктуации, к-рые несут информацию о структуре вещества и изучаются методами рентгеновской спектроскопии.

Для осуществления излучат. переходов в атоме после возникновения вакансии на его внутр. оболочке необходимо, чтобы на более удаленной оболочке был хотя бы один электрон. Так, после образования вакансии в К-оболочке фотон линии $K\alpha_{1,2}$ испускается при переходе $L_{2,3} \rightarrow K$. У свободных атомов с возрастанием Z первый электрон в оболочке $L_{2,3}$ появляется только у Z ($Z = 5$). Однако взаимодействие атомов в твердом теле изменяет распределение электронов по оболочкам атома и линия $K\alpha_{1,2}$ наблюдается уже у Li ($Z = 3$).

Особый интерес представляет эмиссионный переход атома при заполнении внутр. вакансии электроном валентной оболочки атома, если она заполнена частично, т. е. когда в ней имеются вакансии. Так, при наличии вакансии на К-уровне, заполняемой электронами с валентного $M_{4,5}$ -уровня, К-электрон в процессе поглощения может быть заброшен на вакансию $M_{4,5}$ -уровня, а один из электронов этого же уровня заполняет К-вакансию, т. е. абсорбционный и эмиссионный переходы взаимно обратны, и энергия поглощаемого фотона равна энергии испускаемого фотона (линия $K\beta_2$). С возрастанием Z оболочка $M_{4,5}$ полностью заполняется и поглощение возможно лишь при забрасывании К-электрона в более удаленную оболочку, где имеются вакансии. Т. о., при возрастании Z атом, у к-рого первые энергии поглощаемого фотона (края поглощения) прерываются энергией фотона $K\beta_2$ -линии, имеет заполненную $M_{4,5}$ -оболочку. Если для свободных атомов эта оболочка первые заполняется у Cu ($Z = 29$), то в твердом теле такое заполнение происходит только у Ge ($Z = 32$). Т. о., Р. с. позволяют получить полную картину заполнения электронных оболочек атома в твердых телах при возрастании Z.

Р. с. нашли применение в рентгеноспектральном анализе, в рентг. спектроскопии, рентгеновском структурном анализе, а также при исследовании распределения по уровням энергии электронов в атомах твердого тела.

Лит. см. при ст. Рентгеновое излучение. М. А. Блохин. **РЕНТГЕНОВСКИЕ СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ** — стоячие волны, возникающие в достаточно толстых монокристаллич. пластинах при падении на них эйнштейновского рентг. излучения (с длиной волны $\lambda \sim 5$ —20 нм) под углом Брэгга (при выполнении Брэгга — Вульфа условий) и осуществлении в них динамич. дифракции рентгеновских лучей. Метод Р. с. в — перспективный метод исследования структуры вещества.

Если на кристалл под углом Брэгга падает плоская волна рентг. излучения $E_0 \exp(ik_r r - i\omega t)$, то в объёме кристалла возникает когерентная суперпозиция этой волны и дифрагиров. волны $E_h \exp(ik_g r - i\omega t)$ (E_0, E_h — векторы напряженности электрич. поля падающей и дифрагиров. волн соответственно, k_0, k_h — их волновые векторы, r — радиус-вектор точки наблюдения, ω — круговая частота, t — время, $h = k_h - k_0$ — вектор обратной решётки, направленный перпендикулярно отражающим плоскостям, величина $h = 2\pi/d$, d — межплоскостное расстояние, n — порядок отражения).

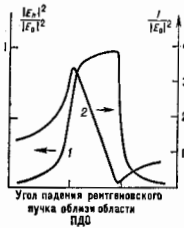
Интенсивность $I(z)$ поля излучения в Р. с. в не зависит от t и равна

$$I(z) = |E_0|^2 \left[1 + \frac{|E_h|^2}{|E_0|^2} + 2 \frac{|E_h|}{|E_0|} \cos \left(\frac{2\pi n}{d} z + \alpha \right) \right], \quad (*)$$

где z — координата вдоль вектора обратной решётки, α — фаза комплексного отношения E_h/E_0 . Значения отношения $|E_h|/|E_0|$ и фазы α зависят от конкретных условий, в частности от степени выполнения условия Брэгга — Вульфа и геометрии дифракции. При дифракции в геометрии Лауэ (вектор h параллелен поверхности кристалла) возникают две Р. с. в., для к-рых при точном выполнении условий Брэгга — Вульфа $|E_h| = |E_0|$, а фазы α равны нулю и π . Соответственно в одной волне положения влучности совпадают с положением атомных плоскостей (в первом порядке отражения), а во второй — влучности располагаются между атомными плоскостями.

При дифракции в геометрии Брэгга (вектор h перпендикулярен поверхности кристалла) в толстом кристалле, полностью поглощающем падающее излучение, существует одна Р. с. в. Условие $|E_h| \approx |E_0|$ выполняется в нек-рой области углов падения — в т. н. области полного дифракц. отражения (ПДО), причём фаза α непрерывно меняет своё значение от нуля до π при сканировании через эту область.

Возникновение в кристалле Р. с. в. приводит к существ. изменению всех процессов взаимодействия рентг. излучения с веществом, в первую очередь процессов неупругого рассеяния (фотоэлектрич. поглощения, комптоновского рассеяния, теплового диффузного рассеяния). Эти изменения в свою очередь приводят к аномальной угл. зависимости интенсивности вылетающих из кристалла рентг. фотоэлектронов, рентг. флуоресцентного излучения, диффузного излучения, угл. зависимости рентгено-эдс и др. процессов. Типичные кривые угл. зависимости коэф. рентг. отражения $|E_h|^2/|E_0|^2$ (кривая 1) и интенсивности поля излучения на атомных плоскостях (кривая 2) при дифракции в геометрии Брэгга приведены на рис. Кривая 2 описывается ф-лой (*) при $z=0$, т. е. на поверхности кристаллич. пластины. В области полного дифракц. отражения, т. е. когда $|E_h| \approx |E_0|$, изменение интенсивности обусловлено только монотонным изменением фазы α от нуля до π . При этом углы и влучности Р. с. в. перемещаются на половину межплоскостного расстояния.



Рентг. излучение при взаимодействии с веществом выбивает электроны в осн. из внутр. оболочек атомов. Эти электроны сильно локализованы вблизи атомных ядер и реагируют на наличие поля излучения только вблизи ядра. Поэтому угл. зависимость поглощения веществом рентг. излучения приблизительно описывается кривой 2. В точке, для к-рой $\alpha = \pi$, поглощение резко уменьшается, что является причиной аномального пропускания эффекта. Но наиб. ярко этот эффект проявляется в геометрии Лауэ, когда рентг. лучок падает под большим углом к поверхности кристалла, а коэф. экспоненциального затухания интенсивности уменьшается в десятки раз.

Возникновение Р. с. в. следует из общей динамич. теории дифракции рентг. лучей, разработанной П. П. Эвальдом (P. P. Ewald) и Ч. Дарвином (Ch. Darwin) в нач. 20 в., однако первым косвенным эксперим. доказательством их существования явилось наблюдение Х. Борманом (H. Vogtsman) в 1941 эффекта аномального пропускания. Наиб. прямое доказательство существования Р. с. в. — измерение выхода вторичных излучений. Первый такой эксперимент был выполнен в 1962 Б. В. Баттерманом (B. W. Battermann), к-рый измерил выход флуоресценции Ge К α при дифракции MoK α -излучения в кристалле Ge в геометрии Брэгга. Однако ему

не удалось получить криему 2, впервые она была получена в 1970 В. Н. Шмелевым, М. В. Игровым и В. П. Прониним при измерении фотоэлектронной эмиссии в монокристаллах Ge и Si.

Метод Р. с. в. используется для исследования структур тонких приповерхностных слоев монокристаллов, деформированных в результате внешних воздействий (диффузии примесей, ионной имплантации, эпитаксиального наращивания плёнок разл. состава и т. д.). Этим методом изучают также структурное состояние пришедших атомов в кристаллах и адсорбиров. слоев на его поверхности, определяют степень аморфизации приповерхностных слоев, измеряют разбухание кристаллич. структуры, приводящее к сдвигу атомных плоскостей по сравнению с исходным положением на малые доли ангстрема.

Ширина угл. области полного дифракц. отражения составляет величину порядка угл. секунды ($\sim 0,5 \cdot 10^{-5}$ рад). Поэтому для эфф. развития метода разработаны прецизионная гониометрич. аппаратура (см. *Рентгеновский гониометр*), работающая в автоматич. режиме и управляемая ЭВМ. С помощью этой аппаратуры кристалл можно поворачивать в прямом и обратном направлениях через положение полного дифракц. отражения в течение неск. ч, причём положение кристалла сохраняется с точностью до сотых долей угл. секунды. Разрабатываются также новые эфф. счётчики вторичных излучений.

Р. с. в. возникают также при динамич. дифракции др. типов излучений (электронов, нейтронов, ядерного гамма-излучения) с длиной волны ок. 10 нм.

Лит.: К о в а л ь с к и й М. В., К о в а В. Г. Рентгеновские

сточные волны — новый метод исследования структуры кристаллов. *«УФН»*, 1986, т.149, с. 69.

В. Г. К о в а

РЕНТГЕНОВСКИЙ ГОНИОМЕТР — прибор для одновремен. регистрации направления дифрагированного на исследуемом образце рентг. излучения и положения образца в момент возникновения дифракции. Р. г. может быть самостоят. прибором, регистрирующим на фотоплёнке или пластине с фотосуммуирон. люминесцирующей дифракц. картиной; в этом случае он представляет собой *рентгеновскую камеру*. Р. г. называют также все гониометрич. устройства, являющиеся составной частью *рентгеновских дифрактометров* и служащие для установления образца в положение, соответствующее условиям возникновения *дифракции рентгеновских лучей*, и детектора — в направлении дифрагиров. лучей.

В Р. г. с фоторегистратией или с люминесцирующими пластинами для исследования монокристаллов или текстур выделяет дифракц. кокус, соответствующий при вращении образца исследуемой кристаллографич. плоскости в обратном пространстве. Фотоплёнка и образец движутся синхронно, поэтому одна на координат на плёнке соответствует азимутальному углу дифрагиров. луча, вторая — углу поворота образца (так работают Р. г. Вайсберга (рис. 1) и текстурный Р. г. Жданова). В Р. г. дифрактометров для монокристаллов может быть использована аналогичная геом. схема,

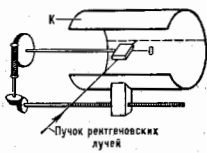
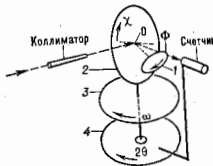


Рис. 1. Схема рентгеновского гониометра типа Вайсберга. Зубчатые передачи и ходовой винт обеспечивают синхронное движение исследуемого образца (О) и цилиндрической камеры (К) с рентгеновской плёнкой.

однако угол поворота образца и углы поворота и наклона счётчика в этом случае отсчитываются непосредственно по угл. датчикам, установленным на соответствующих валах. В случае использования двумерных позиционно-чувствит. детекторов в гониометре

отсчитывается только угол поворота образца, а углы поворота и наклона дифрагиров. пучка пересчитываются из координат дифракц. пикта в детекторе. В рентг. дифрактометрах для исследования монокристаллов и текстур с точечным счётчиком широко применяется т. н. экваториальная геометрия: счётчик перемещается только в одной экваториальной плоскости, а образец поворачивается вокруг трёх взаимно перпендикулярных осей таким образом, чтобы нормаль к заданной кристаллографич. плоскости в отражающем положении располагалась в экваториальной плоскости (рис. 2).

Рис. 2. Схема экваториальной четырёхлучевой гониометрии для исследования монокристаллов. Лимб 1 измеряет Φ — угол поворота кристалла вокруг оси гониометрической головки; лимб 2 регистрирует χ — угол наклона оси Ф; лимб 3 измеряет ω — угол вращения кристалла относительно главной оси гониометра; лимб 4 измеряет угол поворота счётчика 2 θ .



В Р. г. для исследования монокристаллов на образец направляется пучок с сечением $\sim 0,1 \div 0,5$ мм, сфокусированный коллиматором, состоящим из двух крупных дифрагм или двух фокусирующих зеркал полного виск. отражения (см. *Рентгеновская оптика*). Чаще всего излучение монохроматизируется с помощью монохроматора из пиролинич. графита.

В Р. г. для исследования поликристаллич. образцов для повышения интенсивности дифракц. излучения используют первичные пучки с расходямостью в неск. градусов. Для получения высокого (в сотни и тысячи раз) разрешения применяются фокусирующие схемы Брэгга — Брентано, Земана — Болина или Гилье. Эти Р. г. являются дуэсными, а двумя коаксиальными осями. Для формирования пучков в них используются щели, монохроматизация пучков осуществляется с помощью фокусирующих монохроматоров из монокристаллов или пиролинич. графита на первом и дифрагиров. пучках, а также селективных фильтров.

В одноосных малоугловых Р. г. основой является щелевой коллиматор, обеспечивающий мин. расходямость первичного пучка. Особенность Р. г. для исследования приповерхностных слоев монокристаллов методом *рентгеновских стоксских волн* — наличие встроенного пропорц. счётчика электронов, анализирующего электроны, выходящие из образца при дифракции рентг. лучей.

Лит.: У г л а н о в а И. В., М. А. Аппараты рентгеноструктурных исследований, М., 1960; Х е й е р Д. М., Рентгеновая дифрактометрия монокристаллов, Л., 1973; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979.

Д. М. Х е й е р

РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИФРАКТОМЕТР — прибор для измерения интенсивности и направления рентг. пучков, дифрагированных на исследуемом образце (см. *Дифракция рентгеновских лучей*). Р. д. применяется для решения разл. задач *рентгеновского структурного анализа, рентгенографии материалов*, исследования реальной структуры монокристаллов. Он позволяет измерять интенсивность дифрагированного в заданном направлении излучения с точностью до десятых долей % и угол дифракции с точностью до неск. минут долей секунды.

Р. д. состоит из источника рентг. излучения, рентг. гониометра, в к-рый помещают исследуемый образец, детектора излучения, электронного измерительного регистрирующего устройства, управляющей ЭВМ. В Р. д. в отличие от камер для регистрации излучения не используют фотоматериалы или люминесцирующие пластины, а применяют сцинтилляционные, пропорциональные, полупроводниковые детекторы (см. *Детекторы* ч. 3 т. 9, *Ионизирующее излучение*). В процессе измерения счётчик перемещается в гониометре и регистри-

рует в каждой точке число фотонов дифрагиров. излучения за опред. интервал времени. Используются также одомерные и двумерные позиционно-чувствит. счётчики указанных выше типов, фиксирующие одновременно и факт попадания фотона в детектор и его пространственные координаты в детекторе. Одомерными и двумерными детекторами можно параллельно измерять дифракц. картину во мн. точках и тем самым ускорять регистрацию одновременно возникающей одномерной или двумерной картины и упростить устройство гониметров. Напр., Р. д. для поликристаллич. образцов с одомерным детектором или Р. д. для макромолекулярных кристаллов с двумерным детектором позволяют на два порядка сократить время измерения при соответствующем сокращении дозы облучения образца.

Р. д. обладают более высокими по сравнению с рентг. фотогр. камерами точностью, чувствительностью, экспоненсностью, большим динамич. диапазоном. Процесс получения информации в Р. д. может быть полностью автоматизирован, а обработка может производиться очень быстро, поскольку в них отсутствует необходимость иррадиации фотоплёнки или считывания с пластин фотолуминесценции (рентг. фотогр. камера с регистрацией на пластину с фотосенсибилизированной люминесценцией, оборудованная считывающим устройством, управляемым ЭВМ, по степени автоматизации эквивалентна Р. д.). Универсальные Р. д. для поликристаллич. материалов могут быть использованы для разл. рентгеноструктурных исследований: фазового количества и качеств. анализа, текстурных исследований, изучения фазовых превращений, ориентирования монокристаллов, исследований *малогоугольного рассеяния* и т. д., путём замены приставок к гониметрич. устройству. Так, существуют приставки для крупнокристаллич. образцов, исследований текстуры, низкотемпературных (до темп-р жидкого азота и гелия) и высокотемпературных (до темп-р ок. 3000°K) исследований, приставки для ориентирования монокристаллов и т. д. Управляющая ЭВМ и соответствующие программы позволяют автоматически получать дифракц. картину и рассчитывать конечные результаты даже в универсальном Р. д. В больших лабораториях применяются более проводимые и точные специализиров. Р. д., предназначенные для решения к.-д. одной задачи. Источником излучения в Р. д. может быть отапливаемая рентг. трубка с точечной или линейной проекцией фокуса с использованием в качестве коллиматоров соответственно круглых или щелевых диафрагм. Для повышения яркости источника и сокращения времени эксперимента на порядок применяют непрерывно отключаемые рентг. трубки с вращающимся анодом. На два и более порядка можно ускорить дифракц. эксперимент в Р. д., если использовать в качестве рентг. источника синхротронное излучение.

РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР — источник когерентного изм.-мал. излучения рентг. диапазона. Иногда используется термин «размер по аналогии с «разер» (см. *Лазер, Гамма-лазер*). Идея создания Р. л. появилась в нач. 1960-х гг. сразу же после создания лазеров. Осн. концепции создания сложились к нач. 70-х гг. Первый лабораторный Р. л. был создан в Ливерморской лаборатории им. Э. Лоуренса (США) в 1985 (была получена генерация на серии линий Ne-подобного иона селена в области 182–263 Å, наиб. яркая из к-рых — линия 206,3 Å). К настоящему времени (1991) получено квазикогерентное рентг. излучение в режиме усиления спонтанного излучения с длиной волны от неск. сотен до десятков ангстрем, напр. 206Å (Se²⁴⁺), 182 Å (Ge²⁶⁺), 81 Å (Fe²⁴⁺), 46 Å (Al¹⁴⁺). Длительность импульса генерации Р. л. составляет 0,1–10 пс и определяется, как правило, временем жизни плазменного образования. Величина коэф. усиления за один проход лежит в пределах 3–16. Т. о., макс. усиление отно-

сительно уровня спонтанного излучения составляет $e^{16} \approx 10^7$. Макс. энергия, полученная в импульсе, ~ 10 МДж, угл. расходимость пучка ~ 10 мрад. Сравнение параметров импульса лазера накачки и импульса рентг. излучения показывает, что коэф. преобразования по энергии составляет лишь $\sim 10^{-8}$. Однако уже этого достаточно для проведения ряда физ. и биол. экспериментов. Р. л. обладают наивысшей импульсной яркостью по сравнению с др. источниками рентг. излучения.

Активная среда Р. л. — высокоионизиров. плазма с алектронной темп-рой от неск. сотен эВ до неск. кэВ, создаваемая при облучении мишени (напр., тонкой фольги из селена и иттрия) мощными лазерами видимого и ИК-диапазонов. Плазменное образование имеет длину в неск. см (0,5–5 см) и поперечный размер 0,01–0,1 см. Плазма создается, как правило, фокусировкой излучения либо 2-й гармоникой Nd : YAG-лазера (см. *Теоретический лазер*), либо излучения CO₂-лазера, имеющих энергию излучения ~ 1 кДж и длительность импульса генерации 0,1–10 нс. Энергия, необходимая для создания иона заданной кратности, и плотность атомов активного элемента в мишени определяют плотность энергии лазерного излучения накачки, необходимую для создания активной среды. Пороговые условия генерации Р. л. определяются мн. значениями плотности ионов в плазме. Если длина поглощателя генерируемого рентг. излучения больше длины активной области Л кристалла, то пороговое условие генерации имеет вид

$$\mu_0 L > 1, \quad (1)$$

где резонансный коэф. усиления

$$\mu_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Delta N}{V} \cdot \frac{1}{\Gamma_{\lambda}}; \quad (2)$$

здесь $\Delta N = N_2 - (g_2/g_1)N_1$; N_2 , N_1 — населённости верх. и ниж. рабочих уровней, g_2 , g_1 — кратности их вырождения, Γ — ширина линии усиления, T_1 — спонтанное время жизни. Пороговая уд. мощность накачки определяется условием

$$W > \frac{\hbar\omega}{\delta} \frac{\Delta N}{V} \frac{1}{T_1} \quad (3)$$

или

$$W_{\text{пор}} = \frac{\hbar\omega}{\delta} \frac{4\pi\Gamma}{\lambda^2 L} = \frac{4\pi\hbar c}{\delta \lambda^2 L},$$

где $\hbar\omega = \epsilon_2 - \epsilon_1$, $\delta = (\epsilon_2 - \epsilon_1)/\epsilon_{\text{и}}$ — отношение энергии рабочего перехода к энергии $\epsilon_{\text{и}}$ затрачиваемой на создание иона требуемой кратности на верх. рабочем уровне. В предположении, что лазерное излучение полностью поглощается в слое плазмы, являющейся активной средой и имеющей длину L и поперечный диаметр d , а также что ширина линии усиления определяется доплеровским уширением $\Gamma = \Delta\omega_0 = v/c = 2u_0/\lambda$, пороговая интенсивность лазерного излучения накачки

$$I_{\text{пор}} = \frac{2(2\pi)^2 \hbar c d v_r}{\delta \lambda^2 L}.$$

При $L \sim 1$ см, $d \sim 10^{-2}$ см, $v_r \sim 10^8$ см/с

$$I_{\text{пор}} \approx \frac{10^{11}}{\lambda^2 \text{ нм}^2} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \quad (4)$$

Требования к мощности накачки не являются очень жесткими в области $\lambda = (0,1-10)$ нм. Гораздо более жесткие требования предъявляются к энерговкладу. Из (4) следует, что

$$E_{\text{пор}} = W_{\text{пор}} T_1 L S \sim \frac{\hbar\omega}{\delta} n_{\text{пор}} L d S; \quad (5)$$

адесь $n_{пор}$ — пороговая концентрация ионов. Если $\delta = 0,1$ и $n_{пор} = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, т. е. $n_{пор} \sim$ концентрация атомов в твёрдом теле, то энерговыход на единицу длины активной среды

$$\frac{\epsilon_{пор}}{L} \approx \frac{2 \cdot 10^{-10}}{L(\text{мм})} n_{пор} \approx \frac{2 \cdot 10^4}{L(\text{мм})} \frac{\text{Дж}}{\text{см}} \quad (6)$$

Для значений $ГТ, \approx 10$ и $L \sim 1$ см пороговые значения концентрации ионов, согласно (1) и (2), определяются выражением $n_{пор} \approx 10^{20} \delta^2 \text{ [мм]} \text{ см}^{-3}$, что существенно меньше концентрации атомов в твёрдом теле. Так, при $n_{пор} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ из (6) следует $\epsilon_{пор}/L \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ [мм]} \text{ Дж/см}$, что выполняемо для широкого класса систем накачки.

Основные механизмы создания инверсии. Предложено ок. 10 механизмов создания инверсии между уровнями в атомах или ионах активной среды Р. л., некоторые из них являются развитием методов, широко используемых в традиционных оптич., ИК- и УФ-лазерах, другие применимы лишь в рентг. области. Реализованы два механизма: столкновит. возбуждение и рекомбинац. накачка. В лазерной плазме, в отличие от плазмы высокой плотности, распределение частиц по энергетич. уровням может существенно отличаться от равновесного и определяется соотношением скоростей процессов ионизации, рекомбинации электронов и ионов, возбуждения ионов, а также излучат. процессов. При высоких значениях электронной плотности преобладают процессы трёхчастичной рекомбинации: напр., $A^{n+} + e + e \rightarrow (A^n)^* + e$, где $(A^n)^*$ — возбуждённое состояние иона кратности n . Поскольку в этом случае третья частица принимает часть энергии, то электроны оказываются на высоковозбуждённых уровнях иона $(A^n)^*$, последующая релаксация в осн. состоянии идёт либо излучательным, либо столкновит. путём.

В случае низкой плотности электронов преобладают процессы излучат. рекомбинации, когда электрон оказывается на ниж. уровнях иона A^{n+} ; если электронная темп-ра при этом велика, то ион оказывается в осн. состоянии. Указанные процессы и определяют два осн. механизма создания в Р. л. инверсии. Р. л. со ст. о л. к. н. о в т. л. д. к. о. и накачкой по принципу действия гораздо ближе к традиц. лазерам, работающим в видимой области. В этом случае в качестве активной среды используется высокотемпературная плазма низкой плотности. В результате излучат. рекомбинации заселяются осн. состояния

рабочих ионов (напр., уровни $2s^2 3p^4$ в случае иона Se^{34+} ; рис.). Верхний рабочий уровень $3p$ заселяется на осн. состоянии при соударениях ионов плазмы с электронами, нижний рабочий уровень $3s$ заселяется за счёт быстрого излучат. распада $3s \rightarrow 2p$. Переход $3p \rightarrow 2p$ запрещён. Генерация рентг. излучения идёт на излучательно разрешённом переходе $3p \rightarrow 3s$. Плазма должна быть оптически тонкой для излучения на переходе $3s \rightarrow 2p$ (с тем чтобы избежать заселения уровня $3s$ в результате явления излучения на переходе $3s \rightarrow 2p$).

В лазерах с рекомбинационной накачкой используется быстрое охлаждение высокоплотной плазмы. В этом случае электроны, оказавшиеся на высоких уровнях иона $(A^n)^*$, начинают релаксировать под влиянием излучат. и столкновит. переходов. Если электронная темп-ра мала, то столкновит. процессы важны лишь при переходах между верх. уровнями, когда $kT_e \geq \hbar\omega_{nm}$, где $\omega_{nm} = (\epsilon_n - \epsilon_m)/\hbar$ —

частота перехода с уровня n с энергией ϵ_n на уровень с энергией ϵ_m . С ростом ω_{nm} сечение столкновит. переходов падает, а палучательных — растёт. Чем ближе уровень к основному, тем выше скорость спонтанных переходов, поэтому возможно возникновение инверсии между возбуждёнными уровнями за счёт того, что ниж. уровень будет опустошаться быстрее, чем верхний. Если скорость притока частиц на верх. рабочий уровень за счёт рекомбинац. процессов будет удовлетворять пороговому условию (3), то в этом случае возможна квазистационарная генерация, к-рая прекратится, когда нарушится пороговое условие из-за охлаждения плазмы. Такой тип генерации рентг. излучения был реализован на *Бальмера серии* аодородоподобных ионов (S^{16+} , Fe^{24+}).

Другие методы накачки. Среди др. методов накачки рентг. переходов атомов и ионов — процессы фотонионизации электронов внутр. оболочек атомов или ионов, фотовозбуждения на верхний рабочий уровень излучением, исходящим от ионов более высокой кратности. Этот метод требует перекрытия спектральных линий ионов разл. кратности, что встречается достаточно часто. Идея накачки за счёт переаарядки ионов близка к идее рекомбинац. лазера. При перемещении ионов с атомными пучками или при распылении плазмы в газ возможны ионизация атомов и образование ионов меньшей кратности. Последние образуются, как правило, в возбуждённом состоянии. Дальнейшие процессы релаксации и возникновение инверсии предположительно будут происходить так же, как и в лазере с рекомбинац. накачкой.

Лит.: Бунин И. Ф., Держнев В. И., Яковлевко С. И., О перспективах усиления света дальнего УФ диапазона (Обзор), «Квантовая электроника», 1981, т. 8, с. 1621; Кеу М. Н., Laboratory production of X-ray lasers, «Nature», 1985, т. 316, p. 314; Мэйли Д. Л. и др., Demonstration of a soft X-ray amplifier, «Phys. Rev. Lett.», 1985, v. 54, p. 110; Eiton R. C., X-Ray lasers, N. Y., 1990. А. В. Андреев.

РЕНТГЕНОВСКИЙ МИКРОСКОП. Благодаря малой длине волны рентг. излучения Р. м. может достигать дифракц. разрешения порядка неск. десятков нм и по теоретич. величине разрешения занимает промежуточное положение между оптическим и электронным микроскопами. Он позволяет изучать не только распределение общей плотности вещества, но и распределение плотностей отд. хим. элементов по их характеристич. рентг. излучению (поглощению). В отличие от электронного микроскопа, Р. м. позволяет исследовать живые биол. объекты.

По способу формирования изображения различают проекционный, контактный, отражательный и дифракционный Р. м.; по принципу регистрации Р. м. может быть изображающим, образующим действительное или теневое изображение объекта, или сканирующим (растровым), к-рый регистрирует излучение от одного элемента объекта, находящегося на оптич. осн микроскопа, а полное изображение (растр) создается при последоват. перемещении объекта относительно осн микроскопа с помощью прецизионного механизма. Преимущество последнего способа регистрации — независимость разрешения от полевых aberrаций оптич. системы и, следовательно, отсутствие ограничений на величину поля зрения, а также меньшая радиац. нагрузка на объект исследования.

Р. м. работает в широком диапазоне энергий рентг. квантов — от десятков эВ до десятков кэВ. В ДВ-части спектра наиб. важен участок длин волн 2,3—4,4 нм, соответствующий т. н. «водному окну», в к-ром достигается наиб. контраст между содержанием углерод органич. веществом живых клеток и жидкой цитоплазмой. Р. м., работающие в КВ-части диапазона, применяют для исследования структуры разл. конструкц. материалов, содержащих элементы с большим ат. номером.

Проекционный рентгеновский микроскоп для наблюдения структуры самосветящихся объектов представля-

ет собой камеру-обскуру (рис. 1,а), отверстие находится на малом расстоянии (S_1) от источника O и на большом (S_2) — от регистрирующего экрана \mathcal{E} или детектора. Увеличение такого проекционного Р. м. $M = S_2/S_1$, разрешение определяется диаметром отверстия d и условиями дифракции, дифракц. предел составляет $\delta \approx (\lambda S_1)^{1/4}$.

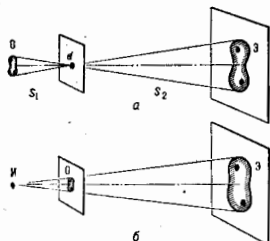


Рис. 1. Схемы проекционных рентгеновских микроскопов для исследования структуры самосветящихся (а) и просвечиваемых (б) объектов; O — объект; I — источник излучения; \mathcal{E} — экран.

В просвечиваемом проекционном Р. м. (рис. 1,б) микрофокусный рентг. источник I создаёт теньное изображение объекта O на экране \mathcal{E} , регистрируемое на фотоплёнку или детектором теневого типа. Для источника конечного размера d разрешение такого Р. м. определяется суммой $\delta_t = \delta + \delta'$, где $\delta' = d(S_2/S_1)$, и в обычном случае составляет ~ 1 мкм. Недостатки проекционного Р. м. — малая апертура и большая радиационная нагрузка на просвечиваемый объект.

Контактный рентгеновский микроскоп является предельным случаем проекционного Р. м. при S_2 , равном толщине образца, к-рый устанавливается в непосредственном контакте с фотоплёнкой или экраном. Этот метод иногда называют микрорадиографией. Источник I устанавливается на значит. удалении от образца O , причём размер и соответственно мощность источника могут быть значительно больше, чем в случае проекционного Р. м. Разрешение зависит от толщины образца t и контраста между «тёмными» и «светлыми» деталями объекта, в дифракц. пределе $\delta \approx (\lambda t)^{1/4}$. Напр., при $\lambda = 3$ нм и $t = 3$ мкм $\delta \approx 100$ нм. Для регистрации изображений с таким разрешением используют фоторезисты, применяемые в фотолитографии и имеющие существенно более высокое соств. разрешение (напр., для резиста ПММА — 5 нм). После проявления или травления изображение объекта увеличивается с помощью электронного или оптич. микроскопа.

Отражательный рентгеновский микроскоп может быть и изображающим, и сканирующим, с оптикой скользящего падения или нормального падения с многослойным покрытием (см. Рентгеновская оптика). Р. м. этого типа работают в области $\theta < 4$ кэВ, рассматривается возможность осуществить эту схему Р. м. для более «жёсткого» излучения (в области $\theta \sim 10$ кэВ). Классич. тип отражательного Р. м. скользящего падения — микроскоп Кирпатрика — Базаа, состоящий из пары скрещённых сферич. или цилиндрич. зеркал (рис. 2). В этой схеме источник O и зеркала A и B расположены таким образом, что меридиональное O' и сагиттальное O'' астигматические промежуточные изображения источника (см. Изображение оптическое), создаваемые зеркалом A , были бы соответственно сагиттальным и меридиональным изображениями для зеркала B , к-рое благодаря обратности объекта и изображения создаёт стигматическое увеличенное изображение источника в точке O_1 . Предельное дифракц.

разрешение таких Р. м. $\approx \lambda/20_{кр}$ ($\theta_{кр}$ — критич. угол полного внеш. отражения). Для одиородных покрытий $\theta_{кр} \sim \lambda$, поэтому это отношение не зависит от λ и в области $0.1 < \theta < 4$ кэВ для наиб. плотных металлич. покрытий (напр., платины) составляет 5–7 нм. Реальное разрешение Р. м. Кирпатрика — Базаа определяется сферич. aberrацией и комой и обычно составляет

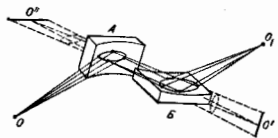


Рис. 2. Схема отражательного рентгеновского микроскопа скользящего падения Кирпатрика — Базаа; O — источник (излучающий объект); A и B — сферические или цилиндрические зеркала; O' и O'' — промежуточные астигматические изображения; O_1 — действительное изображение.

1 мкм. Оно может быть повышено только за счёт уменьшения размеров зеркала и, следовательно, светосилы, к-рая в результате не намного превышает светосилу проекционного Р. м.

Значительно большей (на 2–3 порядка) светосилой обладают отражательные Р. м. скользящего падения с зеркальными системами Вольтера, из к-рых чаще используется система гиперболоид–эллипсоид (см. рис. 2 в ст. Рентгеновская оптика). Теоретич. разрешение таких Р. м. на оптич. оси определяется соотношением $\delta \approx (1 + M)\lambda/4\theta$, где M — увеличение, θ — угол скольжения, примерно равный $1/6$ апертуры. Напр., для сканирующего Р. м., дающего уменьшенное изображение источника в плоскости просвечиваемого объекта $M = 0.3$ и $\theta = 3^\circ$, при $\lambda = 2.5$ нм $\delta = 5$ нм. Реальное разрешение зависит от точности изготовления зеркала, имеющих глубоко асферическую форму, и составляет ~ 1 мкм; необходимая для получения теоретич. разрешения точность (~ 1 нм) пока недостижима для совр. технологии. Полевые aberrации отражат. Р. м. этого типа довольно велики и ограничивают поле зрения до угл. величины $\sim 1^\circ$. Использование многослойных интерференц. покрытий позволяет увеличить угол θ и тем самым повысить светосилу отражательного Р. м. скользящего падения.

Весьма перспективны отражательный Р. м. нормального падения по схеме Шварцшильда, в к-ром используются зеркала с многослойным покрытием (рис. 3).

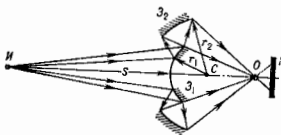


Рис. 3. Схема отражающего рентгеновского микроскопа с зеркалами нормального падения по схеме Шварцшильда; I — источник; \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 — зеркала с многослойным покрытием; O — объект; D — приёмник излучения.

Сканирующий микроскоп этого типа даёт уменьшенное изображение источника с помощью зеркал сферич. формы, расположенных почти концентрически. Для заданных параметров: числовой апертуры A , коэф. уменьшения M и расстояния от источника до первого зеркала S — существуют такие оптич. значения радиусов кривизны зеркала r_1 и r_2 и расстояния между ними, при к-рых сферич. aberrация, кома и астигма-

тнам практически отсутствуют. Дифракц. разрешение на оптич. оси определяется, как и для оптич. микроскопа, отношением λ/A , при типичном значении $A = 0,3-0,4$ в диапазоне $\lambda = 10-20$ нм оно составляет 30-50 нм. Достижение такого разрешения требует точного изготовления зеркал и их взаимной юстировки с точностью порядка $\lambda/4$.

В дифракционном рентгеновском микроскопе осн. элементом является зонная пластинка Френеля, к-рая для монохроматич. излучения представляет собой линзу с фокусным расстоянием $f = r_1^2/\lambda m$, где r_1 — радиус первой зоны Френеля, λ — длина волны, m — порядок спектра. Дифракц. разрешение зонной пластинки Френеля определяется шириной крайней зоны: $\delta_m = 1,22 \Delta r_m/m = 0,61 r_1/m\sqrt{n}$, где n — номер крайней зоны. Светосила определяется диаметром $d = 2r_1\sqrt{n}$. Эффективность дифракции для зонных пластинок Френеля с амплитудной модуляцией составляет ок. 10% в первом, 2% — во втором и 1% — в третьем порядках спектра. Дифракц. Р. м. обычно работает в области $\theta < 1$ кэВ, т. к. для более жесткого излучения токопроводящие зонные пластинки Френеля становятся прозрачными.

Схема изображающего дифракц. Р. м. приведена на рис. 4. В качестве источника наиб. часто используются синхротроны, накопит. кольца или осцилляторы, излучение к-рых предварительно монохроматизуют до

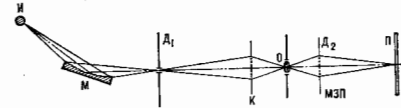


Рис. 4. Схема дифракционного рентгеновского микроскопа с зонными пластинками Френеля; И — источник излучения; D_1 и D_2 — диафрагмы; М — монохроматор с дифракционной решеткой; К — зонная пластинка Френеля — конденсор; МЗП — микрозонная пластинка; О — объект; П — приемник излучения.

спектральной ширины $\Delta\lambda \approx \lambda/m$ п с помощью конденсора направляют на образец О, устанавливаемый в плоскости диафрагмы Д. Микрозонная пластинка (МЗП) даёт увеличенное изображение объекта в плоскости детектора. Доза облучения образца существенно снижается в сфокусирующем дифракц. Р. м., в к-ром используется только одна фокусирующая зонная пластинка. Дифракц. Р. м. обеспечивали (в 1991) наиб. высокое из всех Р. м. разрешение (~ 50 нм), к-рое определяется предельными возможностями технологии изготовления зонных пластинок.

Применение рентгеновских микроскопов. Р. м. наиб. перспективны для задач биологии и медицины (рис. 5, 6). Они позволяют исследовать важные живые биол. объекты — одноклеточные организмы, срезы тканей, отд. клетки, их ядра (без доп. окрасивания). Использование «мягкого» рентг. излучения вблизи лосос поглощения лёгких элементов даёт возможность исследовать распределение этих элементов в структуре объекта. Биополимеры, состоящие из макромолекул (белки, нуклеиновые кислоты и т. д.), эффективно изучаются высокоразрешающим методом контактной рентг. микроскопии. Использование импульсных источников даёт возможность исследовать динамику процессов в вестационных объектах (напр., живых клетках). Для получения трёхмерных изображений тканей в медицине разрабатываются методы компьютерной рентгеновской томографии микрообъектов.

Р. м. успешно применяется в материаловедении при изучении особенностей структуры полукристаллических, полимерных и композитных материалов (рис. 7).

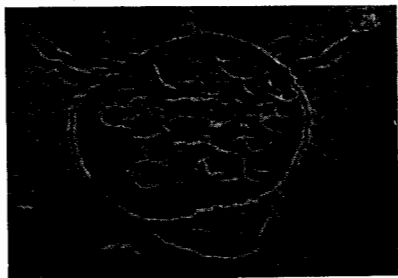


Рис. 5. Контактное микрографическое изображение живого тромбоцита человека, полученное с использованием импульсного рентгеновского источника (плазма пробоя в газе). На изображении различимы детали размером менее 10 нм.

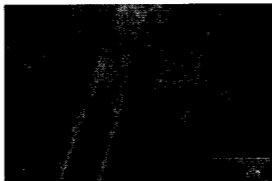


Рис. 6. Изображение диатомовых водорослей, полученное с помощью дифракционного рентгеновского микроскопа. Длина волны излучения 4,5 нм. Масштаб соответствует 1 мкм.

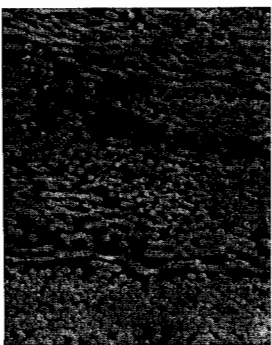


Рис. 7. Контактное микрографическое изображение образца композитного материала (стеклопластик). Светлые участки — стеклянные волокна (диаметр ок. 10 мкм), темные — полимер. Изображение характеризует плотность, однородность, направленность и распределение волокон. Толщина образца 400 мкм, энергия рентгеновских квантов $\theta < 30$ кэВ.

Для развития методов рентг. микроскопии важное значение имеет создание высокотемпературных источников рентг. излучения. Один из перспективных источников — высокотемпературная лазерная плазма. С помощью изображающих зеркальных Р. м. изучается структура и динамика процессов, происходящих в такой плазме.

Весьма перспективно развитие голографии, микро-скопии с применением частично или полностью когерентных источников рентг. излучения, в т. ч. *рентгеновских лазеров*.

Лит.: Рентгенован оптик и микроскопия, под ред. Г. Шваля и Д. Рупольфа, пер. с англ., М., 1987. В. А. Сажин.

РЕНТЕГЕНОВСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ — см. Рентгеноспектральный анализ.

РЕНТЕГЕНОВСКИЙ СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ (рентгеноструктурный анализ) — методы исследования

атомного строения вещества по распределению в пространстве и интенсивности рассеянного на анализируемом объекте рентг. излучения. Р. с. а. кристаллич. материалов позволяет устанавливать координаты атомов с точностью до 0,1—0,01 нм, определять характеристики тепловых колебаний этих атомов, включая анизотропию и отклонения от гармонич. закона, получать по экперим. дифракц. данным распределения в пространстве плотности валентных электронов ва хим. связях в кристаллах и молекулах. Этими методами исследуются металлы и сплавы, минералы, неорганич. и органич. соединения, белки, нуклеиновые кислоты, вирусы. Спец. методы Р. с. а. позволяют изучать полимеры, аморфные материалы, жидкости, газы.

Среди дифракц. методов исследования атомного строения вещества Р. с. а. является наиб. распространенным и развитым. Его возможности дополняют методы нейтронографии и электронографии. Дифракц. картина зависит от атомного строения изучаемого объекта, характера и длины волны рентг. излучения. Для установления атомного строения вещества наиб. эффективно использование рентг. излучения с длиной волны $\lambda \sim 10$ нм и меньше, т. е. порядка размеров атомов. Особено успешно и с высокой точностью методами Р. с. а. исследуют атомное строение кристаллич. объектов, структура к-рых обладает строгой периодичностью, и они, т. о., представляют собой естеств. трёхмерную дифракц. решётку для рентг. излучения.

Историческая справка

В основе Р. с. а. кристаллич. вещества лежит учение о строении кристаллов. В 1890 рус. кристаллограф Е. С. Фёдоров и нем. математик А. Шёнфлис (A. Schönflies) завершили вывод 230 пространственных групп симметрии, характеризующих все возможные способы размещения атомов в кристаллах. Дифракция рентг. лучей на кристаллах, составляющая экперим. фундамент Р. с. а., была открыта в 1912 М. Лауэ (M. Laue) и его сотрудниками В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping). Разработанная Лауэ теория дифракции рентг. лучей на кристаллах позволила связать длину волны излучения λ , линейные размеры элементарной ячейки кристалла a, b, c , углы падающего $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ и дифракционного α, β, γ лучей соотношениями

$$\begin{aligned} a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= h, \\ b(\cos\beta - \cos\beta_0) &= k, \\ c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) &= l, \end{aligned} \quad (1)$$

где h, k, l — целые числа (индексы кристаллографические). Соотношения (1) получили название уравний Лауэ, выполнение их необходимо для возникновения дифракц. лучей рентг. луча на кристалле. Смысл уравний (1) в том, что разности хода между параллельными лучами, рассеянными атомами, отвечающими соседним узлам решётки, должны быть целыми кратными λ .

В 1913 У. Л. Брэгг (W. L. Bragg) и Г. В. Вульф показали, что дифракц. рентг. пучок можно рассматривать как отражение падающего луча от некой системы кристаллографич. плоскостей с межплоскостным расстоянием d :

$$2d \sin \theta = n\lambda,$$

где θ — угол между отражающей плоскостью и дифракц. лучом (угол Брэгга). В 1913—14 гг. Г. и У. Л. Брэгги впервые использовали дифракц. рентг. лучей для экперим. проверки предсказанного Л. У. Барлоу (W. Barlow) атомного строения кристаллов NaCl, Cu, алмаза и др. В 1916 П. Дебай (P. Debye) и П. Шеррер (P. Scherrer) предложили и разработали дифракц. методы рентгеноструктурных исследований поликристаллич. материалов (*Дебая — Шеррера метод*).

В качестве источника рентг. излучения использовались (и используются поныне) отпаянные рентг. трубки с анодами из разл. металлов и, следовательно, с различными λ соответствующего характеристич. излучения — Fe ($\lambda = 19,4$ нм), Cu ($\lambda = 15,4$ нм), Mo ($\lambda = 7,1$ нм), Ag ($\lambda = 5,6$ нм). Позднее появились на порядок более мощные трубки с вращающимся анодом, для структурных исследований использующие также наиб. мощный, имеющий белый (непрерывный) спектр излучения источник — рентг. *синхротронное излучение*. С помощью системы монохроматора можно непрерывным образом изменять λ применительно в исследовании синхротронного рентг. излучения, что имеет принципиальное значение при использовании в Р. с. а. эффектов аномального рассеяния. В качестве детектора излучения в Р. с. а. служит рентг. фотоплёнка, к-рую вытесняют сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы. Эффективные измерит. систем резко возросла с применением координатных одномомерных и двумерных детекторов.

Количество и качество информации, получаемой с помощью Р. с. а., зависят от точности измерений и обработки экперим. данных. Алгоритмы обработки дифракц. данных определяются используемым приближением теории взаимодействия рентг. излучения с веществом. В 1950-х гг. началось применение ЭВМ в технике рентгеноструктурного эксперимента и для обработки экперим. данных. Созданы полностью автоматизированные системы для исследования кристаллич. материалов, к-рые проводят эксперимент, обработку экперим. данных, осц. процедуры по построению и уточнению атомной модели структуры и, наконец, графич. представление результатов исследования. Однако с помощью этих систем пока нельзя изучать в автоматич. режиме кристаллы с псевдосимметрией, двойниковые образцы и кристаллы с др. особенностями структуры.

Экспериментальные методы рентгеновского структурного анализа

Для реализации условий дифракции (1) и регистрации положения в пространстве и интенсивностей дифрагированного рентг. излучения служат рентг. камеры и рентг. дифрактометры с регистрирующей излучения соответственно фотогр. методами или детекторами излучения. Характер образца (монокристалл или поликристалл, образец с частично упрощённой структурой или аморфное тело, жидкость или газ), его размер и решаемая задача определяют необходимую экспозицию и точность регистрации рассеянного рентг. излучения и, следовательно, определяемый метод Р. с. а. Для изучения монокристаллов при использовании в качестве источника рентг. излучения отпаянной рентг. трубки достаточен объём образца $\sim 10^{-3}$ см³. Для получения качественной дифракц. картины образец должен обладать возможно более совершенной структурой, причём его блочность не препятствует структурным исследованиям. Реальное строение крупных, почти совершенных монокристаллов исследует *рентгеновская томография*, к-рую иногда тоже относят к Р. с. а.

Метод Лауэ — простейший метод получения рентгенограмм монокристаллов. Кристалл в эксперименте Лауэ неподвижен, а используемое рентг. излучение имеет непрерывный спектр. Расположение дифракц. пятен на лауэграммах зависит от размеров элементар-

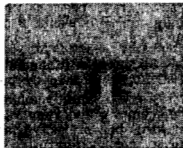
ной ячейки и симметрии кристалла, а также и от ориентации образца относительно падающего рентг. луча. Метод Лауэ позволяет отвести монокристалл к одной из 11 лауэвских групп симметрии и установить ориентацию его кристаллографич. осей с точностью до угла. минут (см. Лауэ метод). По характеру дифракц. пятен на лауэграммах и особенно по появлению астеризма (рамытия пятен) можно выявить внутр. напряжения и некрые др. особенности строения образца. Методом Лауэ проверяют качество монокристаллов и проводят отбор наиб. совершенных образцов для более полного структурного исследования (рентгенгонометрич. методами; см. ниже).

Методами качания и вращения образца определяют периоды повторяемости (трансляции) вдоль заданных кристаллографич. направлений, проверяют симметрию кристалла, а также измеряют интенсивности дифракц. отражений. Образец во время эксперимента приводится в колеб. или вращат. движение относительно осей, совпадающей с одной из кристаллографич. осей образца, к-рую предварительно ориентируют перпендикулярно падающему рентг. лучу. Дифракц. картина, создаваемая монокроматич. излучением, регистрируется на рентг. плёнке, находящейся в цилиндрич. камере, ось к-рой совпадает с осью колебания образца. Дифракц. пятна при такой геометрии съёмки на развёрнутой плёнке оказываются расположенными на семействе параллельных прямых (рис. 1). Период повторяемости T вдоль кристаллографич. направления равен:

$$T = n\lambda \sqrt{1 + (D/2l_n)^2},$$

где D — диаметр камеры, $2l_n$ — расстояние между соответствующими прямыми на рентгенограмме. Т. к. λ постоянна, условия Лауэ (1) выполняются за счёт изменения углов при качании или вращении образца. Обычно на рентгенограммах качания и вращения образца дифракц. пятна перенрываются. Чтобы избежать этого нежелательного эффекта, можно уменьшить угол, амплитуду колебаний образца. Такой приём применяется, напр., в Р. с. а. белков, где рентгенограммы качания используют для измерения интенсивностей дифракц. отражений.

Рис. 1. Рентгенограмма качания минерала сейдоверита $\text{Na}_2\text{MgTi}(\text{Zr}, \text{Ti})_2\text{O}_4(\text{F}, \text{OH})_2(\text{Si}_4\text{O}_{12})_2$.



Рентгенгонометрические методы. Для полного структурного исследования монокристалла методами Р. с. а. необходимо определить положение в пространстве и измерить интегральные интенсивности всех дифракц. отражений, возникающих при использовании излучения с длиной λ . Для этого в процессе эксперимента образец должен с точностью порядка угла. минут принимать ориентации, при к-рых выполняются условия (1) последовательно для всех семейств кристаллографич. плоскостей образца; при этом регистрируются мн. сотни и даже тысячи дифракц. рефлексов. При регистрации дифракц. картины на рентг. фотодлётке интенсивности рефлексов определяются микроденситометром по степени почернения ρ размеру дифракц. пятен. В разл. типах гомометров реализуются разл. геом. схемы регистрации дифракц. картины. Полный набор интенсивностей дифракц. отражений получают на серии рентгенограмм, на каждой рентгенограмме регистрируются рефлексы, на кристаллографич. индекс которых наложены определ. ограничения. Напр., на разных

рентгенограммах регистрируются отражения типа hko , $hk1$ (рис. 2). Для установления атомой структуры кристалла, в элементарной ячейке к-рого содержится ~ 100 атомов, необходимо измерить неск. тысяч дифракц. отражений. В случае монокристаллов белков объём эксперимента возрастает до $10^4 - 10^6$ рефлексов.

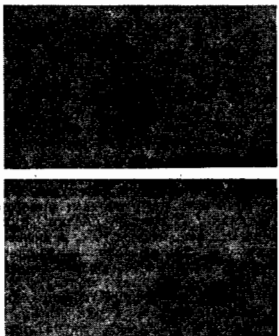


Рис. 2. Рентгенограмма минерала сейдоверита, полученная в рентгеновском гомометре Вайсберга. Зарегистрированные дифракционные отражения имеют вид линий hko . Отражения, расположенные на одной кривой, характеризуются постоянным индексом k .

При замене фотодлётки на счётчики рентг. квантов возрастают чувствительность и точность измерения интенсивностей дифракц. отражений. В совр. автоматич. дифрактометрах предусмотрены 4 оси вращения (3 у образца и 1 у детектора), что позволяет реализовать в них различные по геометрии методы регистрации дифракц. отражений. Такой прибор универсален, управление им осуществляется с помощью ЭВМ и специально разработанных алгоритмов и программ. Наличие ЭВМ позволяет ввести обратную связь, оптимизацию измерений каждого дифракц. отражения и, следовательно, естес. образом планировать весь дифракц. эксперимент. Измерения интенсивностей производятся с необходимой для решающей структурной задачи статистич. точностью. Однако увеличение точности измерений интенсивностей на порядок требует увеличения времени измерений на два порядка. На точность измерений накладывает ограничение качество исследуемого образца. Для белковых кристаллов (см. ниже) сокращение времени эксперимента осуществляется за счёт использования двумерных детекторов, в к-рых параллельно идёт измерение мн. десятков дифракц. отражений. При этом утрачивается возможность оптимизации измерений на уровне отд. рефлекса.

Метод исследования поликристаллов (метод Дебая — Шеррера). Для Р. с. а. кристаллич. порошков, керамики, материалов и др. поликристаллич. объектов, состоящих из большого числа мелких, случайным образом ориентированных друг относительно друга монокристаллов, используется монокроматич. рентг. излучение. Рентгенограмма от поликристаллич. образца (дебаграмма) представляет собой совокупность концентрич. колец, каждое из к-рых состоит из дифракц. отражений от разл. образом ориентированных в разных зёрнах систем кристаллографич. плоскостей с определённым межплоскостным расстоянием d . Набор d и соответствующие им интенсивности дифракц. отражений индивидуальны для каждого кристаллич. вещества. Метод Дебая — Шеррера используется при

идентификации соединений и анализе смесей поликристаллич. веществ по качеств. и количеств. составу составляющих смеси фаз. Анализ распределения интенсивностей в дебаевских кольцах позволяет оценить размеры зёрен, наличие напряжений и преимущественных ориентаций (текстурирования) в расположении зёрен (см. Рентгенография материалов, Дебаа — Шеррера метод).

В 1980 — 90-х гг. в Р. с. а. стал применяться метод уточнения атомного строения кристаллич. веществ по дифракц. данным от поликристаллич. материалов, предложенный Х. М. Ритвелдом (H. M. Rietveld) для нейтронографич. исследований. Метод Ритвелда (метод полнопрофильного анализа) используется в том случае, когда известна приближённая структурная модель изучаемого соединения, но точности результатов он может конкурировать с рентгеноструктурными методами исследования монокристаллов.

Исследование аморфных материалов и частично упорядоченных объектов. Чем ниже степень упорядоченности атомного строения анализируемого вещества, тем более размытый, диффузный характер имеет рассеяние им рентг. пучка. Однако дифракц. исследование даже аморфных объектов даёт возможность получить информацию об их строении. Так, диаметр диффузного кольца на рентгенограмме от аморфного вещества (рис. 3) позволяет оценить ср. межатомные



Рис. 3. Рентгенограмма аморфного вещества — ацетата целлюлозы.

расстояния в нём. С ростом степени упорядоченности в строении объектов дифракц. картина усложняется (рис. 4) и, следовательно, содержит больше структурной информации.

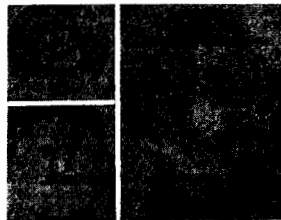


Рис. 4. Рентгенограммы биологических объектов: а — волоса; б — натриевой соли ДНК во водном состоянии; в — текстуры натриевой соли ДНК.

Метод малоуглового рассеяния. В том случае, когда размеры неоднородностей в объекте исследования превышают межатомные расстояния и составляют от 0,5—1 до 10³ нм, т. е. во много раз превышают длину волны используемого излучения, рассеянное рентг. излучение концентрируется вблизи первичного пучка — в области малых углов рассеяния. Распределение интенсивности в этой области отражает особенности строения исследуемого объекта. В зависимости от строения объекта и размеров неоднородностей интенсивность рентг. рассеяния измеряют в углах от долей минут до неск. градусов.

Малоугл. рассеяние применяют для изучения пористых и мелкодисперсных материалов, сплавов и биол. объектов. Для молекулы белка и нуклеиновых кислот в растворах метод позволяет с невысоким разрешением определять форму и размеры индивидуальной молекулы, мол. массу, в вирусах — характер взаимной укладки составляющих их компонент (белка, нуклеиновых кислот, липидов), в светитч. полимерах — упаковку полимерных цепей, в порошках и сорбентах — распределение частей и пор по размерам, в сплавах — фиксировать возникновение новых фаз и определять размеры этих включений, в текстурах (в частности, в жидких кристаллах) — упаковку частиц (молекул) в различного рода надмолекулярные структуры. Эффективным оказался метод малоугл. рассеяния и для исследования строения легимированных плёнок. Он применяется также в пром-сти при контроле процессов приготовления катализаторов, высокодисперсных углей и т. д.

Анализ атомной структуры кристаллов

Определение атомной структуры кристаллов включает: установление формы и размеров элементарной ячейки, симметрии кристалла (его принадлежности к одной из 230 фёдоровских групп) и координат базисных атомов структуры. Прецизионные структурные исследования позволяют, кроме того, получать количеств. характеристика тепловых движений атомов в кристалле и пространственное распределение в нём валентных электронов. Методами Лауэ и качения образца определяют метрику кристаллич. решётки. Для дальнейшего анализа необходимо измерение интенсивностей всех возможных дифракц. отражений от исследуемого образца при данной λ. Первичная обработка эксперим. данных учитывает геометрию дифракц. эксперимента, поглощение излучения в образце, поляризацию и др. более тонкие эффекты взаимодействия пучка с образцом.

Трёхмерная периодичность кристалла позволяет разложить распределение его электронной плотности ρ(x,y,z) в пространстве в ряд Фурье:

$$\rho(x, y, z) = V^{-1} \sum_{hkl} F_{hkl} \exp[-2\pi i(hx + ky + lz)], \quad (2)$$

где V — объём элементарной ячейки кристалла, F_{hkl} — коэффициенты Фурье, к-рые в Р. с. а. наз. структурными амплитудами. Каждая структурная амплитуда характеризуется целыми числами h, k, l — кристаллографич. индексами в соответствии с (1) и однозначно отвечает одному дифракц. отражению. Разложение (2) физически реализуется в дифракц. эксперименте.

Осн. сложность структурного исследования состоит в том, что обычный дифракц. эксперимент даёт возможность измерить интенсивности дифракц. пучков I_{hkl}, но не позволяет фиксировать их фазы φ_{hkl}. Для мозаичного кристалла в кинематич. приближении I_{hkl} ~ |F_{hkl}|². Анализ эксперим. массива |F_{hkl}| с учётом закономерных погасаний рефлексов позволяет однозначно установить его принадлежность к одной из 122 рентг. групп симметрии. При отсутствии аномального рассеяния дифракц. картина всегда центросимметрична. Для определения фёдоровской группы симметрии необходимо независимо выяснить, обладает ли кристалл центром симметрии. Эта задача может быть решена на основе анализа аномальной составляющей рассеяния рентг. лучей. При отсутствии последнего строят кривые статистич. распределения |F_{hkl}| по их значениям, эти распределения различны для центросимметричных и ацентричных кристаллов. Отсутствие центра симметрии может быть однозначно установлено и по фаз. свойствам кристалла (пьезоэлектрическим, сегнетоэлектрическим и др.).

Фурье-преобразование соотношения (2) позволяет получить расчётные ф-лы для вычисления величины F_{hkl} (в общем случае — комплексных):

$$F_{hkl} = \sum_{j=1}^N f_j \exp [2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)], \quad (3)$$

где $f_j(\sin\theta/\lambda) = a \cdot$ фактор рассеяния рентг. излучения атомом j ; x_j, y_j, z_j — его координаты; суммирование идёт по всем N атомам элементарной ячейки.

Задача, обратная структурному исследованию, решается следующим образом: если известна атомная модель структуры, то по (3) вычисляются модули и фазы структурных амплитуд и, следовательно, интенсивности дифракц. отражений. Дифракц. эксперимент даёт возможность измерить ин. сотня не связанных симметрией амплитуд $|F_{hkl}|$, каждая из k -рых определяется по (3) набором координат базисных (независимых по симметрии) атомов структуры. Таких структурных параметров существенно меньше, чем модулей $|F_{hkl}|$, следовательно, между последними должны существовать связи. Теория структурного анализа устанавливает связи равного типа: неравенства, линейные неравенства, структурные произведения и детерминанты связи структурных амплитуд.

На основе наиб. эффективных статистич. связей развития [Дж. Карле (J. Karle) и Х. А. Хауптман (H. A. Hauptman), Нобелевская премия, 1985] т. н. прямые методы определения фаз структурных амплитуд. Если взять тройку больших по модулям структурных амплитуд, индексы k -рых связаны простыми соотношениями $h_1 + h_2 + h_3 = 0, k_1 + k_2 + k_3 = 0, l_1 + l_2 + l_3 = 0$, то наиб. вероятная сумма фаз этих амплитуд будет равна нулю:

$$\varphi_{h_1k_1l_1} + \varphi_{h_2k_2l_2} + \varphi_{h_3k_3l_3} \approx 0.$$

Вероятность выполнения равенства тем выше, чем больше произведение спец. образом нормированных структурных амплитуд, входящих в это соотношение. С ростом числа атомов N в элементарной ячейке кристалла надёжность соотношения падает. На практике используются существенно более сложные соотношения и достаточно строгие оценки вероятностей выполнения этих соотношений. Вычисления по этим соотношениям весьма громоздки, алгоритмы сложны и реализуются только на мощных совр. ЭВМ. Прямые методы дают первые приближённые значения фаз и только наиб. сильных по нормированным модулям структурных амплитуд.

Для практики структурных исследований важны процедуры автоматич. уточнения фаз структурных амплитуд. На основе приближённого набора фаз φ_{hkl} сильнейших структурных амплитуд и по соответствующим эксперим. модулям $|F_{hkl}|$ по (2) вычисляются первое приближённое распределение электронной плотности в кристалле $\rho(x, y, z)$. Затем $\rho(x, y, z)$ модифицируется на основе фаз и кристаллохим. информации о свойствах этого распределения. Напр., во всех точках пространства $\rho(x, y, z) \geq 0$; по модифициров. распределению $\rho(x, y, z)$ путём обращения Фурье вычисляются уточнённые фазы φ_{hkl} и вместе с эксперим. значениями $|F_{hkl}|$ используются для построения следующего приближения $\rho(x, y, z)$ и т. д. После получения достаточно точных значений φ_{hkl} по (2) строится трёхмерное распределение электронной плотности в кристалле. Оно по существу является изображением исследуемой структуры, и вся сложность его получения вызвана отсутствием собирающих линз для рентг. излучения.

Правильность излученной атомной модели проверяют сравнением эксперим. $|F_{hkl}|_{\text{эксп}}$ и вычисленных $|F_{hkl}|_{\text{выч}}$ по (3) модулей структурных амплитуд. Количеств. характеристика такого сравнения — фактор расходимости

$$R = \left(\sum_{hkl} \left| |F_{hkl}|_{\text{эксп}} - |F_{hkl}|_{\text{выч}} \right| \right) / \sum_{hkl} |F_{hkl}|_{\text{выч}}.$$

Этот фактор даёт возможность методом проб и ошибок получить оптим. результаты. Для некристаллич. объектов это практически единств. метод интерпретации дифракц. картины.

Определение фаз структурных амплитуд прямыми методами осложняется при увеличении числа атомов в элементарной ячейке кристалла. Псевдосимметрия и некр-ые др. особенности его строения также ограничивают возможности прямых методов.

Иной подход к определению атомного строения кристаллов по рентг. дифракц. данным был предложен А. Л. Патерсоном (A. L. Patterson). Атомная модель структуры строится на основе анализа ф-ции межатомных векторов $P(u, v, w)$ (ф-ция Патерсона), k -рая вычисляется по эксперим. значениям $|F_{hkl}|^2$. Смысл этой ф-ции можно пояснить с помощью схемы её геом. построения. Атомную структуру, содержащую в элементарной ячейке N атомов, помещаем параллельно самой себе так, чтобы первый атом пошёл в начало координат.

Если упростить атомные веса всех атомов структуры на значение атомного веса первого атома, то получим веса первых N пиков ф-ции межатомных векторов. Это т. н. изображение структуры в первом атоме. Затем в начале координат помещаем таким же образом построенное изображение структуры во втором атоме, затем в третьем и т. д. Пролетав эту процедуру со всеми N атомами структуры, получим N^2 пиков ф-ции Патерсона (рис. 5). Т. к. атомы не являются точками, получающаяся ф-ция $P(u, v, w)$ содержит достаточно размытые и перекрывающиеся пики:

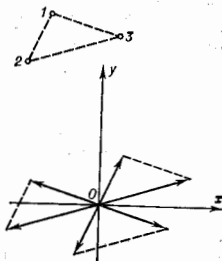


Рис. 5. Схема построения функции межатомных векторов для структуры, состоящей из трех атомов.

$$P(u, v, w) = V^{-1} \iiint_V \rho(x, y, z) \rho(x-u, y-v, z-w) dv dx dz = 2V^{-1} \sum_{hkl} |F_{hkl}|^2 \cos 2\pi(hu + kv + lw).$$

$[dv dx dz$ — элемент объема в окрестности точки (x, y, z)]. Ф-ция межатомных векторов строится по квадратам модулей эксперим. структурных амплитуд и является свёрткой распределения электронной плотности $\rho(x, y, z)$ с собой, но после инверсии в начале координат.

Трудности интерпретации $P(u, v, w)$ связаны с тем, что среди N^2 пиков этой ф-ции необходимо распознать пики одного изображения структуры. Максимумы ф-ции Патерсона существенно перекрываются, что ещё более осложняет её анализ. Наиб. прост для анализа случай, когда исследуемая структура состоит из одного тяжёлого атома и неск. значительно более лёгких атомов. В этом случае изображение структуры в тяжёлом атоме рельефно выступает на фоне остальных пиков $P(u, v, w)$. Разработан ряд методов систематич. анализа ф-ции межатомных векторов. Наиб. эффективными из них являются суперпозиц. методы, когда две или более копий $P(u, v, w)$ в параллельном положении накладываются друг на друга с соответствующими сдвигами. При этом закономерно совпадающие на всех копиях

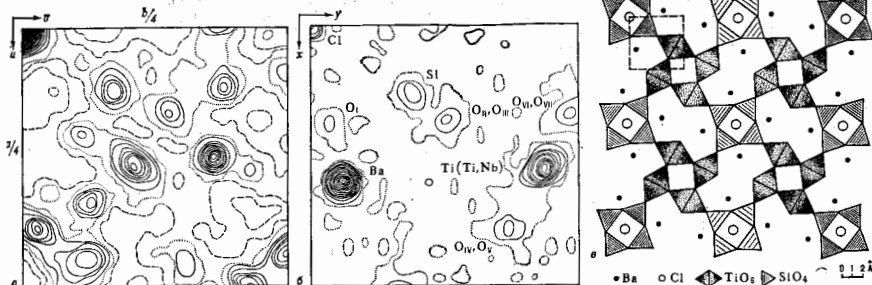


Рис. 6. Минерал боэит $Ba_4Ti_4(Ti,Nb)_8[Si_4O_{12}]_{10}Cl$; а — функция межатомных векторов, проекция на плоскость ab , линии равного уровня значений функции проведены через равные произвольные интервалы; б — проекция распределения электронной плотности на плоскость ab , полученная путём интерпретации функции межатомных векторов и уточнения атомной модели, ступицами линий равного уровня отмечены положения атомов в структуре; в — проекция атомной модели структуры на плоскость ab в ноллинговских полидрах. Атомы Si расположены внутри тетраэдров из атомов кислорода, атомы Ti и Nb входят в октаэдры из атомов кислорода. Тетраэдры $[SiO_4]$ и октаэдры $[Ti(Nb)O_6]$ в структуре боэита соединены, как показано на рисунке. Атомы Ba и Cl показаны чёрными и светлыми кружками. Часть элементарной ячейки кристалла, изображённая на рисунках а и б, отмечена на рисунке в квадрате, выделенном штриховыми линиями.

тики выделяют одно или несколько из N исходных изображений структуры. Как правило, для единств. изображения структуры приходится использовать до-полнит. копии $P(u, v, w)$. Проблема сводится к поиску необходимых взаимных смещений этих копий. После локализации на суперпозици. синтезе приближённого распределения атомов в структуре атом синтез может быть подвергнут обращению Фурье и т. о. он позволяет получить фазы структурных амплитуд. Последние вместе с эксперим. значениями $|F_{hk}|$ используются для построения $\rho(x, y, z)$. Все процедуры суперпозици. методов алгоритмированы и реализованы в автоматич. режиме на ЭВМ. На рис. 6 изображено атомное строение кристалла, установленное суперпозиционными методами по ф-ции Патерсона.

Разрабатываются эксперим. методы определения фаз структурных амплитуд. Физ. основой этих методов служит эффект Реннигера — многолучевая рентг. дифракция. При наличии одноамер. рентг. дифракц. отражений имеет место перекачка энергии между ними, к-рая зависит от фазовых соотношений между данными дифракц. пучками. Вся картина изменения интенсивности при этом ограничена угл. секундами и для массовых структурных исследований эта методика практич. значения пока не приобрела.

В самостоят. раздел Р. с. а. выделяют прецизионные структурные исследования кристаллов, позволяющие получать по дифракц. данным не только модели атомного строения исследуемых соединений, но и количества. характеристике тепловых колебаний атомов, включая анизотропию этих колебаний (рис. 7) и их отклонения от гармонич. закона, а также пространственное распределение валентных электронов в кристаллах. Последнее важно для исследования связи между атомным строением и физ. свойствами кристаллов. Для прецизионных исследований разрабатываются спец. методы эксперим. измерений и обработки дифракц. данных. В этом случае необходим учёт одновмер. отражений, отклонений от идематичности дифракции, принятие во внимание динамич. поправок теории дифракции и др. тонких эффектов взаимодействия излучения с веществом. При уточнении структурных параметров используются метод ваям. квадратов, причём важнейшее значение имеет учёт корреляции между уточняемыми параметрами.

Р. с. а. используют для установления связи атомного строения с физ. свойствами сегнетоэлектриков,

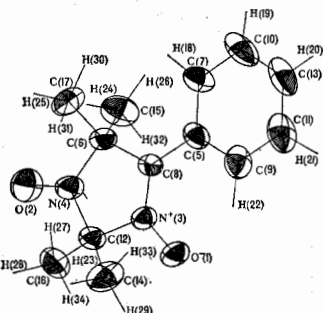


Рис. 7. Эллипсоиды анизотропных тепловых колебаний атомов стабильного нитроксильного радикала $C_{11}H_{17}N_3O_2$.

суперионных проводников, лазерных и пелипейшых оптич. материалов, высокотемпературных сверхпроводников и др. Методами Р. с. а. получены уникальные результаты при исследовании механизмов фазовых переходов в твёрдом теле и биол. активности макромолекул. Так, аниотропия поглощения акустич. волн в монокристаллах параллелурита $\alpha-TeO_2$ связана с анигармонизмом тепловых колебаний атомов Te (рис. 8). Упругие свойства тетрабората лития $Li_2B_4O_7$, открывающие для него перспективы применения в качестве детектора акустич. волн, обусловлены характером хим. связей в этом соединении. С помощью Р. с. а. исследуют распределение в кристалле валентных электронов, реализующих межатомные связи в звм. Эти связи могут исследоваться с помощью распределения деформаци. электронной плотности, представляющей собой разность

$$\delta\rho(x, y, z) = \rho(x, y, z) - \sum \rho_i(x - x_i, y - y_i, z - z_i),$$

где $\rho(x, y, z)$ — распределение электронной плотности в кристалле, $\sum \rho_i(x - x_i, y - y_i, z - z_i)$ — сумма сфе-

рически симметричных плотностей свободных (не вступивших в хим. связи) атомов данной структуры, к-рые расположены соответственно в точках с координатами x_i, y_i, z_i . При установлении по рентг. дифракц. данным деформац. электронной плотности наиб. сложен учёт

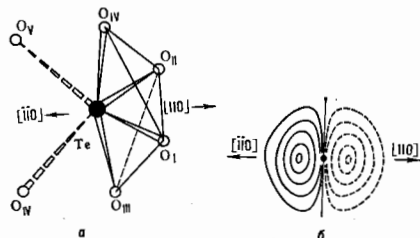


рис. 8. Ближайшее окружение теллура атомами O в структуре SrTeO₆ (а) и алгебраическая составляющая распределения плотности вероятности нахождения атома Te в данной точке пространства в процессе тепловых колебаний (б). Положительные (сплошные) и отрицательные (штриховые) линии равного уровня проведены через 0,02 А⁻⁴.

тепловых колебаний атомов, существ. образом коррелирующих с характером и направлениями хим. связей. Т. о., деформац. плотность $\delta\rho(x, y, z)$ отражает перераспределение в пространстве той части электронной плотности атомов, к-рая непосредственно участвует в образовании хим. связей (рис. 9).

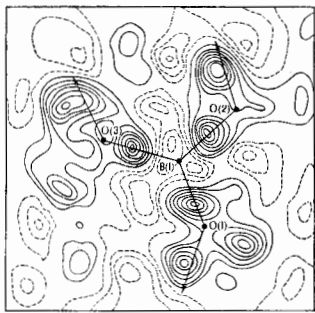


рис. 9. Сечение синтеза деформационной электронной плотности кристалла La₂B₄O₇ плоскостью, проходящей через атомы O треугольной группы BO₄, в центре которой находится атом В. Максимумы на отрезках В — O указывают на ковалентный характер связей между этими атомами. Штриховыми линиями выделены области, из которых электронная плотность переместилась на химические связи. Линии равного уровня проведены через 0,2 А⁻⁴.

Структурные исследования высокотемпературных сверхпроводников позволили установить их атомное строение и его связь с их физ. свойствами. Было показано, что в монокристаллах (La,Sr)₂CuO_{4-x} темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние T_c зависит не только от кол-ва Sr, но и от способа его статистич. размещения. Равномерное распределение атомов Sr в структуре является оптимальным для сверхпроводящих свойств. Концентрация Sr в определ. слоях структуры (рис. 10) ведёт к потере в этих слоях части кисло-

рода и к понижению T_c. Для кристаллов YBa₂Cu₃O_{7-x} методами Р. с. а. установлено упорядочение в размещении атомов O. В пределах одного кристалла установлено наличие ромбических по симметрии областей локального состава YBa₂Cu₃O₇ с T_c ~ 90 К и областей

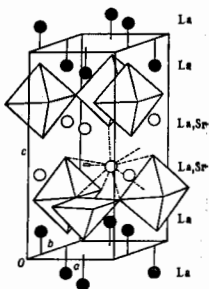


рис. 10. Упорядоченное размещение атомов Sr по позициям лантана в структуре (La,Sr)₂CuO_{4-x}. Атомы Cu находятся в [CuO₄]-октаэдрах. Дефектность по кислороду показана отсутствием у одного из Cu-полиэдров одной кислородной вершины. Позиция, полностью заселённая атомами La, показаны черными кружками. Светлые кружки — позиция лантана, в которых сконцентрированы и статистически размещены все атомы Sr.

YBa₂Cu₃O_{6,5} с T_c ~ 60 К. В кристаллах с кол-вом кислорода меньше чем 6,5 атома на элементарную ячейку, наряду с областями ромбич. симметрии локального состава Ba₂Cu₃O₆ появляются области тетрагональной симметрии локального состава YBa₂Cu₃O₈, к-рые не переходят в сверхпроводящее состояние.

Для решения мн. задач физики твёрдого тела, химии, молекулярной биологии и др. весьма эффективно совместное использование методов рентгеноструктурного анализа и резонансных методов (ЗПР, ЯМР и др.). При исследовании атомного строения белков, нуклеиновых к-т, вирусов и др. объектов молекулярной биологии возникает специфич. сложности. Макромолекулы или более крупные биол. объекты необходимо прежде всего получить в монокристаллич. форме, после чего для их исследования можно применить все методы Р. с. а., развитые для изучения кристаллич. веществ. Проблема фаз структурных амплитуд для белковых кристаллов решается методом изоморфных замещений. Наряду с монокристаллами исследуемого нативного белка получают монокристаллы его производных с тяжелоатомными ионами, изоморфными кристаллам исследуе-

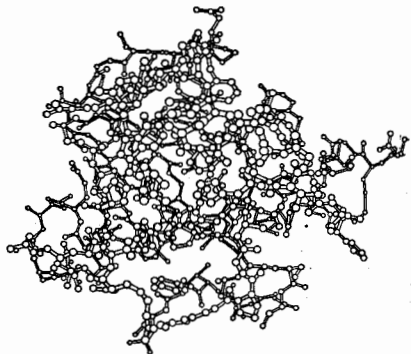


рис. 11. Атомная модель молекулы гуанин-специфичной рибонуклеозиды C_n, построенная на основе рентгеноструктурного исследования монокристаллов этого белка с разрешением 1,55 А.

мого белка. Разностные функции Патерсона для производных и нативного белка дают возможность локализовать в элементарной ячейке кристалла положенные тяжёлые атомы. Координаты этих атомов и выборы модулей структурных амплитуд белка и его тригемматов для производных используются в спец. алгоритмах для оценки фаз структурных амплитуд. В белковой кристаллографии применяются поганые методы установления атомного строения макромолекул с последоват. переходом от низкого к более высокому разрешению (рис. 11). Разработаны и спец. методы уточнения атомного строения макромолекул по рентг. дифракц. данным. Объёмы вычислений при этом столь велики, что эффективно могут быть реализованы только на самых мощных ЭВМ.

Вопросы Р. с. а., связанные с изучением реального строения твёрдого тела по дифракц. данным, рассмотрены в ст. *Рентгенография металлов*.

Лит.: Белов Н. В., Структурная кристаллография, М., 1951; Воиной Г. Б., Пораян-Кочин М. А., Рентгеноструктурный анализ, 2 изд., т. 1, М., 1964; Янсон Г. Кокрейн В., Определение структуры кристаллов, пер. с англ., М., 1969; Хейл Дж. М., Структура кристаллов и вторичное строение, пер. с англ., М., 1961; Гинье А., Рентгенография кристаллов. Теория и практика, пер. с франц., М., 1961; Стоун Г. Н., Делен Л. Н., X-ray structure determination, N. Y., L., 1968; Хейл Дж. М., Введение в рентгенометрию монокристаллов, Л., 1973; Бландей Т. Д., Джонсон Л., Кристаллография белка, пер. с англ., М., 1979; Вайнштейн В. К., Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии, М., 1979; Electron and magnetization densities in molecules and crystals, ed. by Becker, N. Y., L., 1980; Кристаллография и кристаллохимия, М., 1982; Structure and physical properties of crystals, Barcelona, 1981. В. И. Сильнов.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (рентгеновские лучи) — электромагнитное излучение, занимающее спектральную область между УФ- и гамма-излучением в пределах длин волн от 10^3 до 10^{-8} м (энергий фотонов от 10^3 до 10^6 эВ). Открыто в 1895 В. К. Рентгеном (W. K. Roentgen). Р. и. с $\lambda < 0,2$ м обладает значит. проникающей способностью и наз. жестким; при $\lambda > 0,2$ м Р. и. сильно поглощается веществом и наз. мягким.

Источники рентгеновского излучения. Наиб. распространённый источник Р. и. — рентг. трубка, в к-рой электроны, вырывающиеся из катода в результате термоэлектронной или автоэлектронной эмиссии, ускоряются электр. полем и бомбардируют металл. анод. Атомы анода, возбуждаемые электронным ударом, и электроны, теряющие кинетич. энергию при торможении в веществе, испускают Р. и. Излучение рентг. трубки наз. первичным и состоит из двух частей: линейчатой (характеристическое Р. и.) и непрерывной (тормозное Р. и.; см. *Рентгеновские спектры*). При действии первичного Р. и. на вещество последнее испускает флуоресценцию (вторичное Р. и.), состоящее только из линейчатой части. Если мишень бомбардировать протонами, α -частицами или более тяжёлыми ионами с энергией неск. МэВ на ядро, то мишень будет испускать Р. и. линейчатого спектра с очень слабым непрерывным излучением (контактность характеристич. линий такого Р. и. очень высокая). Для ускорения ионов используют электростатич. генераторы или циклотроны.

В качестве источников Р. и. могут служить также нек-рые радиоактивные изотопы; один из них непосредственно испускает Р. и. (напр., атом ^{90}Fe в результате К-захвата превращается в ^{91}Mn и испускает К-спектр Mn), ядра др. радиоактивных элементов (напр., ^{210}Po) испускают электроны или α -частицы, бомбардирующие мишень, к-рая испускает Р. и. Интенсивность излучения изотопных источников на неск. порядков ниже интенсивности излучения рентг. трубки, а их габариты, вес и стоимость значительно меньше, чем у установок с рентг. трубкой.

Излучение рентг. диапазона присутствует и в синхротронном излучении. Это Р. и. можно выделить монохроматором и использовать для разл. целей. Оно на неск. порядков величiny превосходит по интенсивности

излучение рентг. трубки. Ещё более интенсивную рентг. составляющую содержит *орднатное излучение*, к-рое на неск. порядков превосходит по интенсивности рентг. составляющую синхротронного излучения; в этих случаях энергия Р. и. столь велика, что кристалл-анализатор, используемый в *рентгеновской спектроскопии*, нагревается до неск. сотен $^{\circ}\text{C}$ и разрушается, если не приняты спец. меры защиты. Очень высокой интенсивностью обладает также рентг. составляющая *перезодного излучения*. Естественный источник Р. и. — Солнце и др. космич. объекты, в т. ч. Луна, поверхность к-рой бомбардирует частицы высокой энергии, испущенные Солнцем.

Характеристич. Р. и. поликристаллич. анода рентг. трубки распространяется в пространстве изотропно, тогда как распространение тормозного Р. и. анизотропно. При малых напряжениях на рентг. трубке (до 20–30 кВ) тормозное Р. и. имеет макс. интенсивность в направлениях, лежащих в плоскости, перпендикулярной направлению движения электронов, возбуждающих Р. и. При очень высоких напряжениях на рентг. трубке (более неск. сотен тысяч кВ) почти всё излучение распространяется в направлении движения пучка электронов и выходит наружу через пластинку анода. Рентг. составляющая синхротронного излучения поляризована и распространяется только в плоскости кольца синхротрона. Вертикальная расходимость этого излучения очень мала.

Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом. Существуют два осн. типа взаимодействия Р. и. с веществом: фотоэффект и рассеяние Р. и. При фотоэффекте атом поглощает фотон Р. и. и испускает электрон одной из своих внутр. оболочек. Такое возбуждённое состояние атома неустойчиво, и через 10^{-15} – 10^{-16} с он совершает переход в состояние с меньшей энергией; при этом электрон одной из более удалённых от ядра оболочек заполняет вакансию во внутр. оболочке. Избыток энергии либо испускается в виде рентг. фотона характеристич. излучения атома (излучат. переход), либо атом испускает ещё один электрон (безызлучат. переход, напр. при *ожг-эффекте*) и становится дважды ионизованным. Переход атома в осн. состояние после его внутр. ионизации сопровождается испусканием фотонов характеристич. излучения и ожг-электронов. (О зависимости вероятности поглощения Р. и. от энергии фотонов $h\nu$ и ат. номера Z атома вещества см. в ст. *Рентгеновские спектры*.)

В отличие от поглощения, при рассеянии Р. и. фотоны изменяют направление движения и могут потерять лишь часть своей энергии. При когерентном (упругом) рассеянии Р. и. энергия фотонов не изменяется, но после рассеяния они движутся в др. направлении (*рассеятое рассеяние*). Некогерентное (неупругое) рассеяние с уменьшением энергии фотонов Р. и. может быть двух типов: корпускулярное (см. *Комптона эффект*) и комбинационное. При корпускулярном рассеянии происходит обмен импульсами между электроном атома и фотоном, в результате чего энергия фотона уменьшается на величину, зависящую от угла рассеяния, а из атома вылетает электрон отдачи. При комбинац. рассеянии за счёт части энергии фотона атом испускает электрон. Потеря энергии фотона в этом процессе от угла рассеяния не зависит. Обычно вероятность комбинац. рассеяния значительно меньше вероятности корпускулярного рассеяния; однако если комбинац. рассеяние происходит на одном из электронов Л-оболочки, а энергия фотона совпадает с энергией электронов К-оболочки (с точностью до ширины К-уровня), то наблюдается резонансное комбинационное рассеяние Р. и., вероятность к-рого повышается на неск. порядков величiny и значительно превосходит вероятность корпускулярного рассеяния. В области малых $h\nu$ и Z преобладает когерентное рассеяние, при больших $h\nu$ и Z — некогерентное рассеяние. В результате интерференции когерентно рассеянного

атомами кристалла Р. и наблюдается дифракция рентгеновских лучей — рентг. пучок распадается, возникают дифракц. пучки (в направленных, определяемых Брэгга — Вульфа условиях). На этом явлении основан рентгеновский структурный анализ.

Р. и на границе раздела двух сред разл. диэлектрической проницаемости преломляется. Вследствие малости длины волны Р. и показатель преломления вещества в рентг. области спектра очень близок к единице (меньше единицы на $\sim 10^{-5}$ — 10^{-6}). В результате этого фазовая скорость Р. и в веществе превосходит скорость света в вакууме. При точных измерениях углов дифракции Р. и отличие показателя преломления от единицы приводит к усложнению вида условия Брэгга — Вульфа, к-рое установлено в предположении, что зависимость показателя преломления от λ можно пренебречь. Однако вблизи краёв поглощения атомов кристалла-анализатора наблюдаются аномалии а и а д и с п е р с и я, при к-рой отступления от условия Брэгга — Вульфа становятся значительными (см. *Дисперсионная поверхность*). В связи с тем, что для Р. и показатель преломления меньше единицы и вакуум (или воздух) является оптич. наб. плотной средой, при падении рентг. луча под малым углом скольжения на вакуум на гладкую поверхность вещества происходит полное внешнее отражение и исчезает этот луч. С возрастанием угла скольжения оно исчезает при нек-ром критич. значении угла θ_c . С возрастанием λ этот угол увеличивается. На явлении полного внеш. отражения основано устройство рентг. телескопов (см. *Рентгеновская астрономия*) и нек-рых рентгеновских микроскопов. Для отражения Р. и под большими углами (до угла скольжения $\sim 90^\circ$) используют спец. многослойные микроструктуры (зеркала); коэф. отражения такого зеркала достигает неск. десятков процентов.

Применение оптич. линз в рентг. области спектра невозможно вследствие большого поглощения Р. и в материале линз и незначит. отличия показателя преломления от единицы. Для фокусировки Р. и могут быть использованы зонные пластинки (см. *Рентгеновская оптика*). Однако в связи с малыми значениями длины волны Р. и размеры этих пластинок также очень малы (от 20 мкм до неск. мм); число их колец — неск. сотен, расстояние между соседними внеш. кольцами — десятые доли мкм. Такие пластинки изготавливают с помощью рентгеновской литографии.

Рентгеновский интерферометр также отличается от всех видов оптич. интерферометров. Он представляет собой параллелипед из монокристалла Si с двумя углублениями одинаковой ширины, параллельными двум противоположным сторонам параллелепипеда, т. е. образует 3 параллельные пластинки Si на общей основе (в виде буквы Ш), атомные плоскости к-рых строго параллельны, в частности перпендикулярны их поверхностям. Если под углом Брэгга к этим плоскостям направить на ниж. пластинку узкий луч Р. и, то он частично пройдёт эту пластинку в осев. направлении, частично дифрагирует в ней, изменяя направление, т. е. первичный луч разделится на два (пластинка наа, д е л и т е л е м л у ч е й). Оба луча затем попадут на ср. пластинку (зеркало) и дифрагируют в ней; на третьей же пластинке (т. д. а и а д и з а т о р е) лучи сойдутся в одну точку. Один из этих лучей проходит через анализатор, не изменяя своего направления, другой — дифрагирует в нём, после чего оба луча получают одно направление, интерферируют один с другим и регистрируются детектором. Если на пути одного из расщеплённых лучей поставить пластинку из исследуемого материала, то число длин волн этого луча внутри пластинок изменится, что кажется на числе максимумов интерференции выходящего луча. Таким методом можно измерить отличие показателя преломления от единицы с точностью до 4 значащих цифр. С помощью двух связанных

между собой интерферометров — рентгеновского и *интерферометра Фабри — Перо* было найдено значение 1-й усл. единицы измерения длины волны Р. и. — т. н. Х-единицы ($1 X = 1,0020802 \cdot 10^{-4}$ нм). Рентг. интерферометр позволяет выполнить особо точные измерения параметров кристаллич. структуры, определить малые механич. напряжения в кристаллах, показатели преломления Р. и в разл. веществах.

Для получения рентг. спектров используют дифракцию Р. и от монокристаллов; причём, согласно условию Брэгга — Вульфа, может быть получен рентг. спектр при $\lambda < 2d$ (где d — межплоскостное расстояние; применяемые в рентг. спектроскопии кристаллы имеют разл. значения $2d \leq 2,6$ нм); при $\lambda > 2,6$ нм могут быть использованы многослойные микроструктуры, к-рые, однако, обеспечивают лишь сравнительно незначит. разрешение. Дифрагирующим элементом для получения спектров с Р. и в области $1 < \lambda < < 100$ нм служат дифракционные решётки со скользящим падением Р. и под углом в неск. градусов. Такие решётки обычно изготавливают нарезанием штрихов профилюров. алмазным резцом, причём число штрихов доходит до 1200 на 1 мм. Резец передвигается от штриха к штриху с помощью прецизионных винтов, что неизбежно накладывает на решётку доплунт. периодичность, в результате чего в спектре появляются ложные линии, называемые д ў х а и я. Этого недостатка избегают решётки, изготовленные литографич. методами; с их помощью получают дифракц. решётки с числом штрихов до 6000 на 1 мм.

Характеристич. Р. и рентг. трубки не поляризовано, тормозное — частично поляризовано, причём вблизи квантовой границы его спектра коэф. поляризации приближается к 100%. При дифракции характеристич. Р. и в кристалле возникает поляризация, зависящая от угла Брэгга θ и приближающаяся к 100% при $\theta = 45^\circ$, т. е. когда угол между падающим и дифрагированным лучами равен 90° .

Регистрация рентгеновского излучения. Для регистрации Р. и используют чаще всего спец. рентг. фотоплёнку (см. *Рентгенограммы*). Т. к. жёсткое Р. и обладает значит. проникающей способностью, фотоплёнка содержит новын. кол-во AgBr и выполняется двусторонней. Для определения отношения интенсивностей линий спектра или распределения интенсивностей в дифракц. картинке по их фотоснимку используют микрофотометры и сенситометры, кривую зависимости логарифмич. фотоплотности от интенсивности Р. и. При больших интенсивностях их измеряют с помощью *циолизационной камеры*, при средних и малых интенсивностях — с помощью к.-л. пропорционального детектора. Амплитуда регистрируемого сигнала в последних пропорциональна энергии фотона, что позволяет использовать эти приборы в сочетании с многоканальным амплитудным анализатором импульсов в качестве рентг. спектрометров. Для регистрации Р. и служат (цифл.), отнесен. разрешение $\sim 50\%$ (в области $\lambda \approx 0,15$ нм), пропорциональные счётчики (отпаянного или проточного типа [при $0,1 < \lambda < 10$ нм]; отнесен. разрешение $\sim 15\%$ (в области $\lambda \approx 0,15$ нм)), вторично-электронные или каналовые электронные умножители открытого типа с входным фотокатодом (при $\lambda > 1$ нм), полупроводниковые детекторы [при $\lambda < 1$ нм]; кристаллы Si(Li) или Ge(Li), отнесен. разрешение $\sim 2,5\%$ (в области $\lambda \approx 0,15$ нм); см. *Детекторы частиц*. Используют также координатно-чувствительные детекторы типа микроканальных пластин или приборов с зарядовой связью, с помощью к-рых линейчатый спектр можно зарегистрировать на ленте самописца в виде записи с правильным отнесен. расположением линий и правильными отнесен. амплитудами этих линий.

Применение рентгеновского излучения. Наиб. широкое использование Р. и. нашло в медицине (для рентгенодиагностики) и рентгенотерапии нек-рых заболе-

ваши), дефектоскопии металлов, наделов и сварных швов, рентгенографии материалов, рентг. структурного анализа (для исследования атомной решетки кристаллов, фазового анализа сплавов, в частности сталей, определения внутр. механич. напряжений, выявления размеров частиц некр-ых материалов, в частности катализаторов с частицами коллоидного размера), в рентгеновской томографии, рентг. микроскопии, спектроскопии твердых тел и молекул, рентгеноспектральном анализе элементного состава материалов (например, поверхности Луны и планет), рентг. астрономии.

Лит.: Хараджа Ф., Общий курс рентгенофизики, 3 изд., М.—Л., 1966; Блохи И. М., Физика рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1957; е го же, Методы рентгеноспектрального исследования, М., 1958; Рентгеновские лучи, пер. с нем. и англ., М., 1960; Милрикс Л. И., Рентгеноструктурный анализ. Справочное руководство, М., 1976; Рентгенофизика. Справочник, под ред. В. В. Клыкова, т. 1—2, М., 1980; Блохи И. М., Шт в е й с е р И. Г., Рентгеноспектральный справочник, М., 1982; Рентгеновская оптика и микроскопия, под ред. Г. Шмэйля, Д. Рудольфа, пер. с англ., М., 1987.

М. А. Блохи.

РЕНТГЕНОГРАММА — зарегистрированное на фотопленке (фотопластинке) изображение объекта, возникающее в результате взаимодействия с ним рентг. излучения. При таком взаимодействии могут происходить поглощение, отражение и дифракция рентг. лучей. Пространственное распределение интенсивности излучения после взаимодействия, фиксируемое на Р., отражает строение объекта.

Абсорбционные Р. регистрируют «теневое» изображение объекта, возникающее вследствие неоднородного поглощения рентг. излучения разными участками объекта. Эти Р. применяют в медицине, биологии, дефектоскопии, рентг. микроскопии.

Дифракционные Р., регистрирующие дифракц. рассеяние рентг. излучения образцами, получают в рентг. камерах. Эти Р. используют для решения задач рентгеновского структурного анализа, рентгенографии материалов, рентгеновской томографии. В зависимости от типа исследуемого вещества (поли- или монокристаллы), характера излучения (линейчатый или непрерывный спектры), а также геом. условий съема дифракционных Р. разделяют на *дебаевские*, *лауэрамы*, *Р. качения* или *вращения* (получают при качении или вращении образца во время съема), *вайсенбергограммы* и *кфорограммы* (получают при синхронном вращении образца и перемещении фотопленки), *коселеграммы* (в широкоотрадиометрической пучке монохроматич. излучения), рентг. топограммы. К дифракционным относятся также Р. *малоуглового рассеяния*, регистрирующие распределение интенсивности рентг. излучения вблизи первичного луча.

Р., фиксирующие распределение интенсивности рентг. излучения, испытывающего полное внеш. отражение от поверхности исследуемого образца, используют в рентг. рефлектометрии для оценки параметров поверхностных слоев и тонких пленок.

Р. осуществляется на разл. светочувствит. материалах, выбор к-рых зависит от целей исследования. В том случае, когда Р. не требует дальнейшего оптич. увеличения, съёмка производится на рентгеновскую или полупроводниковую пленку с невысоким разрешением. Дифракционные и абсорбционные микрорентгенограммы и рентг. топограммы, нуждающиеся в последующем оптич. увеличении, снимают на мелкозернистые фотопленки и пластинки с высоким разрешением.

Е. П. Гостюкова.

РЕНТГЕНОГРАФИЯ МАТЕРИАЛОВ — область исследований, занимающаяся решением разнообразных задач материаловедения на основе рентг. дифракц. методов (см. Дифракция рентгеновских лучей, Рентгеновский структурный анализ). Р. м. исследует как равновесные, так и неравновесные состояния материалов, изучает их кристаллич. структуру, фазовый состав и его изменения, строит фазовые диаграммы, анализирует состояние деформированных (или под-

вергнутых к.-л. др. воздействиям) материалов, процессы упорядочения и явления ближнего порядка. Р. м. осуществляется с помощью получаемых в рентг. камерах рентгенограмм моно- или поликристаллич. образцов или регистрацией распределения рассеянного рентг. излучения в *рентгеновских дифрактометрах*. Среди методов Р. м. основными являются следующие.

Определение числа, размеров и разориентировки кристаллитов. Размеры кристаллитов поликристаллич. материалов существенно влияют на их механич. свойства. Число N достаточно крупных ($\sim 0,5$ —5 мкм) кристаллитов, участвующих в отражении рентг. лучей, определяется числом n точечных рефлексов, составляющих дебаевское кольцо рентгенограммы (см. Дебаев — Шеррера метод): $N = (2n/\lambda)\cos\theta$, где λ — постоянная величина (параметр аппаратуры), θ — брэгговский угол. Ср. объем кристаллита — отношение объема образца к N .

Углы разориентировки и размеры блоков мозаичной структуры. Блоки мозаичной структуры — области с правильным строением, поверхности одной относительно другой (разориентированные) на очень малые углы. Углы разориентировки и размеры блоков определяют прочность мозаичных материалов и связаны с плотностью дислокаций. О ср. размерах D блоков мозаики $\sim 0,05$ —0,1 мкм судят по размытию (уплощению) дебаевских колец:

$$D = (\lambda/\beta)\cos\theta,$$

где β — полуширина размытой линии. Ср. угол δ разориентировки блоков определяют по эффектам двойного рассеяния рентг. излучения в малоугловой области (при $e = 2\theta \leq 0,5^\circ$), когда первично отраженный луч отражается ещё раз от подходящим образом ориентированного блока в направлении исходного пучка. В окрестности первичного луча появляется дополнит. диффузное рассеяние, интенсивность к-рого $I(e)$ определяется б:

$$I(e) = Ae^{-1} \exp[-Be^2/\delta^2],$$

где A и B — пост. величины.

Определение остаточных напряжений. Рентгенография, определение механич. напряжений в простейшем случае сводится к измерению смещения дебаевской линии $\Delta\theta$. При нормальных напряжениях о смещении $\Delta\theta$ связано с σ выражением $\sigma = E\epsilon\lambda\theta/\mu$, где E — модуль Юнга, μ — коэф. Пуассона (см. Модуль упругости). Микронапряжения, как и измельчение блоков мозаики, приводят к уширению дебаевских линий. Если уширение обусловлено только микронапряжениями, то их ср. величина (для кристаллов кубич. симметрии) $\Delta\alpha/\alpha = (\beta/4)\lambda\theta\delta$.

Фазовый анализ. Р. м. позволяет производить качество и количества. Фазовый анализ гетерогенных смесей. Каждая фаза данного вещества даёт на рентгенограмме характерное отражение, что позволяет осуществлять качество. фазовый анализ. В количеств. фазовом анализе по отношению интенсивностей отражений определяемой фазы и эталона, находящихся в смеси, судят о концентрации фазы.

Р. м. применяют для исследования изменений в пресыщенном твёрдом растворе, обусловленных его распадом (старением) и, следовательно, возникновением новых фаз и (или) исчезновением старых. Распад твёрдых растворов сопровождается изменением их физ. и механич. свойств. Температурно-временная зависимость концентрации фаз даёт возможность изучать кинетику процессов и выбирать режимы термообработки, установить энергию активации процесса и т. п.

Определение типа твёрдого раствора и границы растворимости. Для установления типа твёрдого раствора определяют кол-во n атомов в элементарной ячейке раствора, используя рентгенографию. данные о её объёме Q и значении плотности раствора ρ : $n = (Q\rho/A) \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$, где A — ср. взвешенная ат.

масса. Сопоставляя n с числом атомов в элементарной ячейке растворителя N , выясняют тип раствора (при $n = N$ — раствор замещения, при $n > N$ — раствор внедрения, при $n < N$ — раствор вытеснения).

Для установления границы растворимости в твердом состоянии анализируют изменения периодов кристаллической решетки при повышении концентрации раствора. Концентрация, при n -ой период решетки (для двухкомпонентных растворов) перестает меняться с дальнейшим изменением состава, означает предельную растворимость для данной температуры. По найденным значениям предельной растворимости для разл. темп-р строят границу растворимости.

Исследование ближнего и дальнего порядков. В твердых растворах атомы компонентов распределены, как правило, не хаотично, а с нек-рой корреляцией (см. *Дальний и ближний порядки*). Когда корреляция существует только в ближайших координац. сферах, возникает либо ближнее упорядочение (напр., в сплавах Fe — Si и Fe — Al), либо ближнее расслоение (в Cr — Mo и Si — Ge). Рентгенографически это можно обнаружить по появлению дополнит. диффузного фона. С помощью Р. м. установлено, что при понижении температуры в твердых растворах с ближним расслоением происходит распад на два твердых раствора (напр., Al — Zn), а в растворах с ближним упорядочением при этом возникает дальний порядок (напр., Fe₃Al).

Измерение диффузного рассеяния рентгеновских лучей позволяет изучать тепловые колебания в кристаллах. Дисперсионные кривые, построенные по рентг. данным, дают возможность определить упругие константы кристалла, вычислить константы межатомного взаимодействия, рассчитать фононный спектр кристалла.

Исследование радиационных повреждений. Р. м. позволяет установить изменения структуры кристаллической решетки под действием проникающей радиации (напр., изменение периодов решетки, возникновение диффузных максимумов), а также исследовать структуру радиоактивных веществ. Дефекты в достаточно крупных и почти совершенных монокристаллах определяют методами рентг. топографии.

Лит.: Уманский Я. С., Рентгенография металлов, М., 1967; его же, Рентгенография металлов и полупроводников, М., 1969; Конобеевский С. Т., Действие облучения на материалы, М., 1967; Уатгер В. Б., X-туб дифракция, Reading (Mass.), 1969; Ивернова В. И., Рентгенография в Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978; Хачатурян А. Г., Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, М., 1974; Кринов Г. А. М., Применение рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов для исследования несовершенств в кристаллах, К., 1974; Уманский Я. С., Чириков Н. В., Диффузия и образование фаз, М., 1974; Schulze G. E., Metalphysik, 2 Aufl., В., 1974. Я. С. Уманский, Н. В. Чириков.

РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, возбуждаемая рентгеновским и γ -излучениями; частный случай *радиолюминесценции*. Р., с помощью k -рой были получены изображения на рентг. экранах, была первым техн. применением люминесценции вообще.

Лит.: Гурвич А. М., Рентгенолюминофоры и рентгеновские экраны, М., 1976.

РЕНТГЕНОМЕТРИЯ — раздел *дозиметрии*, занимающийся измерением экспозиционных доз рентгеновского и гамма-излучений (с энергией фотонов от 5 кэВ до 5 МэВ) в *рентгенах*. Р. возникла в 1920-х гг. в связи с развитием практич. применений рентг. излучения в науке, технике, медицине и необходимостью выбора физ. величин и её единиц измерения, характеризующей воздействие рентг. излучения на живые организмы.

На 2-м Междунар. конгрессе радиологов (1928, Стокгольм) было рекомендовано для этой цели применять единицу измерения рентген (Р), определяемую по ионизации воздуха рентг. излучением (воздух был выбран гл. обр. потому, что энергии, поглощаемые 1 г воздуха и 1 г живой ткани, находятся в простом соотношении, почти не зависящем от спектрального состава излучения). Т. к. образование одной пары ионов воздуха требует затраты энергии в 34 эВ, а образование суммар-

ного заряда ионов одного знака, равного единице заряда СГЭС, соответствует образованию 2,08·10⁸ пар ионов, то энергетич. эквивалент рентгена равен 2,08·10⁸·34 эВ = 0,114 эрг (в 1 см³ воздуха).

Физ. величина, единицей k -рой является рентген, четкое определение получила лишь значительно позднее. Она названа в к с по з и ц и о н н о й д о з о й D_k рентгеновского (или гамма-) излучения: $D_k = \Delta Q/\Delta m$, где ΔQ — суммарный заряд всех ионов одного знака, образующихся в воздухе массой Δm при его облучении рентгеновским (или гамма-) излучением.

В СИ единицей экспозиц. дозы является кулон на килограмм (воздуха): 1 Р = 2,58·10⁻⁴ Кл/кг.

В Р. ионизирующую способность излучения в воздухе измеряют с помощью свободно-воздушных ионизационных камер. В них ионизирующийся объем воздуха окружен слоем воздуха толщиной, равной максимальной свободному пробегу в нём электронов; в результате в ионизационной камере устанавливается т. н. электронное равновесие.

Установлено, что тератич. воздействие рентгеновского и гамма-излучений правильнее связывать не с экспозиц. дозой этого излучения в воздухе, а с поглощенной дозой излучения в тканях организма.

Лит.: Порошков И. В., Рентгенометрия, М.—Д., 1950.

РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ — элементный анализ вещества по его *рентгеновскому спектру*. Качественный Р. а. выполняют по спектральному положению линий характеристик. спектра исследуемого образца; его основа — *Мозли закон*. Количественный Р. а. осуществляют по интенсивности этих линий. Методы Р. а. могут быть определены все элементы с ат. номерами $Z > 9$ (в нек-рых случаях и более лёгкие).

Наиб. распространено возбуждение рентг. флуоресцентного спектра (вторичного спектра) образца падающим на него первичным излучением рентг. трубки. Предел обнаружения элементов по вторичным флуоресцентным спектрам составляет ~10⁻³—10⁻⁴%; при анализе по третичным спектрам (вторичной флуоресценции), а также при возбуждении рентг. излучения протонами с энергией 1—2 МэВ предел обнаружения элементов снижается до ~10⁻³—10⁻⁴%. Относит. точность количественного Р. а. вдали от предела обнаружения может достигать 1% и менее.

Анализ валового состава по флуоресцентному излучению образцов — высокопроизводительный (весь процесс анализа занимает 5—10 мин) и неразрушающий метод хим. анализа твердых тел. Р. а. производит по одной из наиб. интенсивных линий в спектре анализируемого элемента (т. е. аналитич. линии). Зависимость интенсивности I такой спектральной линии от содержания C_A элемента А в пробе (аналитич. график) может быть построена по стандартным образцам известного состава.

Исследуемая проба состоит из анализируемого элемента и матрицы — всей остальной части пробы. Вид аналитич. графика зависит от поглощат. способности

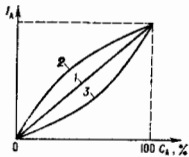


Рис. 1. Аналитический график при различных коэффициентах поглощения матрицы: 1 — выравню коэффициенту поглощения анализируемого элемента μ_A ; 2 — $\mu_M < \mu_A$; 3 — $\mu_M > \mu_A$.

матрицы и анализируемого элемента: если они одинаковы, график представляет собой прямую (рис. 1), если матрица поглощает больше (меньше), чем анализируемый элемент, то график — кривая, обращенная выпуклостью вниз (вверх). Интенсивность аналитич.

линии сильно зависят от состава матрицы и гетерогенности пробы (крупность зёрен). Существуют разл. методы преодоления этих трудностей, связанные в осн. со спец. приготовлением пробы.

Один из наиб. распространённых методов Р. в.— метод внутр. стандарта состоит в том, что в пробу добавляют известное кол-во элемента В, соседнего (по периодич. системе элементов) с анализируемым элементом А. Интенсивность аналитич. линий элементов А и В, расположенных в спектре близко один от другого, с изменением состава матрицы изменяется почти одинаково. Затем строят зависимость отношений интенсивностей линий А и В от отношения их концентраций. Существует также метод, основанный на введении в пробу неск. разл. добавок ΔC_A анализируемого элемента А, построении графика зависимости интенсивности I_A (за вычетом фона) от ΔC_A и экстраполяции его до абсциссы, т. е. до значения $I_A = 0$, для отсчитывания значения $-(\Delta C_A)_0$. Искомое значение $C_A = (\Delta C_A)^0$.

Метод разбавления пробы нейтральной средой заключается в том, что элементом, мало влияющим на интенсивность аналитич. линий, разбавляют пробу в 5—10 раз, тем самым снижая влияние мешающих элементов; его применяют в том случае, когда содержание определяемого элемента достаточно велико.

В лоточном проп-ве часто производят Р. а. на все элементы пробы, для чего служат методы внеш. стандарта, в к-рых по интенсивностям аналитич. линий и соответствующих линий стандартных образцов находят содержание элементов в пробе. Один из таких методов — метод множественной регрессии; в нём для определения концентрации C_M элемента М используют помимо:

$$C_M = a_{M,0} + \sum_Q a_{MQ} I_Q + I_M \sum_{Q \neq M} a'_{MQ} I_Q + \sum_Q a''_{MQ} I_Q^2 + \dots,$$

где I_Q и I_M — интенсивности линий Q-го и М-го элементов пробы. Коэф. $a_{M,0}$, a'_{MQ} , a''_{MQ} определяют по стандартным образцам, число к-рых достигает неск. десятков. Малые члены полинома не учитывают, расчёты осуществляют на ЭВМ. Возможности метода ограничены необходимостью большого числа стандартных образцов и зависимостью коэф. от области концентраций.

Метод теоретич. поправок предполагает аддитивность поправок, вносимых каждым элементом матрицы в интенсивность аналитич. линии. Если интенсивность аналитич. линии элемента А в пробе I_A , а в эталоне $I_{A,эт}$, то в первом приближении концентрация

$$C_A = C_{A,эт} (I_A / I_{A,эт}).$$

В том случае, когда концентрации элемента М в пробе и в эталоне мало отличаются одна от другой ($C_{M,пр} - C_{M,эт} \sim 1\%$), концентрацию C_A находят по ф-ле:

$$C_A = C_{A,0} \left[1 + \sum_M a_{AM} (C_{M,эт} - C_M) \right],$$

где a_{AM} — поправка на элемент М; такие поправки могут быть найдены теоретически для каждой пары АМ элементов. Концентрацию C_A находят с помощью последоват. приближений, в расчётах используют ЭВМ.

В методе фундам. параметров используют точную аналитич. зависимость интенсивности аналитич. линии элемента от осн. физ. параметров пробы, найденную для смешанного характеристич. и тормозного первичного излучения рентг. трубки.

Предел обнаружения концентраций $C_{мин}$ при флуоресцентном Р. а. зависит от ат. номера Z элемента и от серии (К и L), к к-рой принадлежит аналитич. линия (рис. 2). Методы флуоресцентного Р. а. были приме-

нение на обогатит. фабриках цветной металлургии (для экспрессного анализа продуктов флотации, определения меди в шлаках), в чёрной металлургии (для анализа руды, кокса, слывов, сталей разных марок), на цементных заводах (для анализа сырьевых смесей)

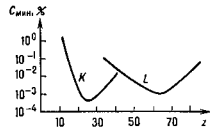


Рис. 2. Зависимость предела обнаружения $C_{мин}$ от атомного номера элемента Z при анализе по линиям К и L-серии.

и т. д. Разработаны также методы Р. а. с возбуждением спектра радиоактивным излучением (рентгено-радиометрич. анализ); соответствующая аппаратура малогабаритна, её вес невелик. Эти методы используют в полевых условиях, с их помощью осуществляют каротаж скважин. Методами флуоресцентного Р. а. определяют состав и толщину тонких плёнок, для чего разработано неск. итерационных методов. Анализ жидкости (напр., нефти на содержание серы) осуществляют по поглощению ею рентг. излучения, к-рое измеряют рентг. фотометром.

Рентгеновский микроанализ (локальный анализ) участков пробы $\sim 1-3$ мкм² выполняется с помощью электронного зонда в микроанализаторе. Электронный зонд формируют с помощью электростатич. и магн. фокусировки до сечения диам. ~ 1 мкм. Анализ осуществляют по рентг. излучению образца, к-рое разлагают в спектр с помощью рентг. спектрометра. В этом методе вводят поправки на Z определяемого элемента, поглощение его излучения в пробе и его флуоресценцию, возбуждаемую тормозной компонентой излучения и характеристик. излучениями др. элементов в пробе. Микроанализ применяют при исследованиях взаимной диффузии 2- и 3-компонентных систем, процессов кристаллизации, локальных флуктуациях состава слывов и т. д.

Лит.: В о х и м М. А., Методы рентгеноспектрального исследования, М., 1959; Л о с е в Н. Ф., Количественный рентгеноспектральный флуоресцентный анализ, М., 1969; П о т о н и к о в Р. И., П ш е н и ч и н ы Г. А., Флуоресцентный рентгенорадиометрический анализ, М., 1973; Физические основы рентгеноспектрального локального анализа, пер. с англ., М., 1975; Электронно-зондовый микроанализ, пер. с англ., М., 1974; А ф о н и н В. П., Г у н и ч е в а Т. Н., Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ горных пород и минералов, Новосибир., 1977; Л о с е в Н. Ф., С м а г а н о в а А. И., Основы рентгеноспектрального флуоресцентного анализа, М., 1982; Рентгенофлуоресцентный анализ, под ред. Р. Орхардта, пер. с нем., М., 1985; Б а х т и а р о в А. В., Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ в геологии и геохимии, Л., 1985; Рентгенофлуоресцентный анализ, под ред. Н. Ф. Лосева, Новосибир., 1991. М. А. В о х и м.

РЕНТГЕНСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ — см. Рентгеновский структурный анализ.

РЕНТГЕНОЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (электронная спектроскопия для химического анализа) (РЭС, ЭСХА) — совокупность методов определения строения хим. соединений, состава и структуры поверхности твёрдых тел на основе анализа фотоэлектронов, вылетающих из вещества под воздействием рентг. излучения.

Кинетич. энергия фотоэлектронов $\epsilon_{кин}$ выбитых рентг. квантом $h\nu$ (ν — частота рентг. излучения) с внутр. или внеш. облучек атома, равна

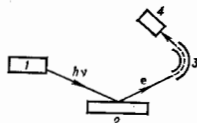
$$\epsilon_{кин} = h\nu - \epsilon_{св},$$

где $\epsilon_{св}$ — энергия связи электрона в образце, определяемая энергией электрона в атоме и взаимодействиями атома с др. атомами (хим. связь в молекуле и взаимодействием с атомами др. молекул). Т. о., анализ кинетич. энергии вылетающих из вещества электронов позволяет получить информацию об элементном составе образца, распределении хим. элементов по по-

верхности твёрдого тела, характере хим. связей и др. взаимодействий атомов образца.

В электронных спектрометрах (рис. 1), используемых в Р. с., на образец воздействуют излучением рентг.

Рис. 1. Схема электронного спектрометра: 1 — источник излучения; 2 — образец; 3 — электронный энергoанализатор; 4 — детектор.



трубки (обычно линии $AlK\alpha$ или $MgK\alpha$ с энергиями квантов соотв. 1486 и 1254 эВ) или рентг. *синхротронным излучением*. Выбитые электроны попадают в электронный энергoанализатор, к-рый разделяет их по $\epsilon_{св}$. Монохроматич. пучки электронов попадают в детектор, измеряющий интенсивность пучков. Т. о. получают рентгеноэлектронный спектр — распределение рентг. фотоэлектронов по их кинетич. энергиям, максимумы в нём — спектральные линии — отвечают определ. атомам (рис. 2); максимумы иногда сдвигаются. Отд. линии обозначают символом элемента,

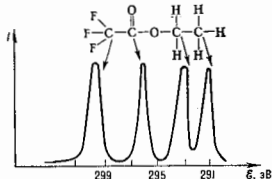


Рис. 2. Рентгеноэлектронный спектр $Ca 1s$ фторидфторида.

рядом с к-рым указывают уровень энергии фотоэлектрона (напр., линия $Ca 1s$ означает: электроны вылетают с уровня $1s$ углерода).

Р. с. позволяет исследовать все элементы (кроме H) при содержании их в образце $\sim 10^{-5}$ г (пределы обнаружения элемента с помощью РЭС $10^{-7} - 10^{-8}$ г). Относит. содержание элемента может составлять доли процента. Образцы могут быть твёрдыми, жидкими или газообразными.

Величина $\epsilon_{св}$ электрона внутр. оболочки атома A в хим. соединении определяется эфф. зарядом Z_A этого атома и электростатич. потенциалом U , создаваемым всеми др. атомами соединения:

$$\epsilon_{св} = kZ_A + U$$

(k — коэф. пропорциональности). Значение $\epsilon_{св}$ сравнивают с энергией связи аналогичного электрона в стандартном веществе (кристаллич. модификация данного элемента) и вводят понятие хим. сдвига $\Delta\epsilon_{св}$. Знак $\Delta\epsilon_{св}$ определяет знак эфф. заряда Z_A атома A в хим. соединениях; значение $\Delta\epsilon_{св}$ пропорционально Z_A . Поскольку эфф. заряд Z_A зависит от степени окисления атома A, характера соседних атомов и геом. структуры соединения, по $\Delta\epsilon_{св}$ можно также определять природу функциональных групп, степень окисления атома, способ координации лигандов и т. д.

Энергия связи электронов атомов функциональных групп практически не зависит от типа хим. соединения, в к-ром находится данная функциональная группа. В табл. приведены значения $\epsilon_{св}$ для нек-рых функциональных групп и лигандов. Относит. интенсивность максимумов, соответствующих разл. функциональным группам (или лигандам), пропорциональна числу таких групп в соединении. Напр., в $Na_2[Fe(CN)_6]$ интенсивность линии $N1s$ группы CN в 5 раз выше, чем линии $N1s$ группы NO, что может быть использовано

Энергия связи электронов центрального атома в некоторых функциональных группах и лигандах

Тип соединения	Уровень энергии	$\epsilon_{св}$, эВ
RC(O)OH	C1s	289,5
RC(O)OM	—	289,0
R ₂ COH	—	286,7
R ₂ CO	—	288,0
M ₂ CO	—	289-290
Карбиды	—	282-283
Бориды	B1s	188-189
MNO ₂	N1s	408-407
MNO	—	403,8-404,8
RNO ₂	—	406,0
R ₂ N ⁺	—	401-402
NH ₃	—	400,4
MNO ₂	—	298,5
MCN	—	390,2-399
Итриды	—	397-398
M ₂ SO ₄	S2p	169-170
M ₂ SO ₃	—	167-168
Сульфиды	—	161-162
M ₂ PO ₄	P2p	133
—	—	128-130
MClO ₂	Cl2p	206-207
M ₂ O ₂	—	208-209
Хлориды	—	198-200
Силициды	Si2p	99-100

для определения числа разл. функциональных групп (лигандов) в соединении. Значения $\epsilon_{св}$ в самом лиганде закономерно зависят от особенностей хим. соединения; напр., в случае аниона $\epsilon_{св}$ его внутр. электронов растёт с увеличением электроотрицательности связанного с ним катона. Хим. сдвиг $\Delta\epsilon_{св}$ увеличивается с ростом степени окисления атома.

Увеличение (уменьшение) $\epsilon_{св}$ электронов внутр. оболочек соответствует уменьшению (увеличению) электронной плотности на рассматриваемом атоме. Так, следует ожидать повышения энергии связи электронов в атомах-донорах, поскольку электронная плотность донора смещается к атомам координа. сферы, атом-акцепторы, напротив, принимают часть электронной плотности от центр. атома, вследствие чего $\epsilon_{св}$ его электронов уменьшается.

Р. с. — один из осн. методов определения состава поверхности, он широко используется при изучении адсорбции, катализа, коррозии и т. д. Применение РЭС для этих целей основано на прямой зависимости интенсивности I_A линий изучаемых атомов A от их концентрации C_A в поверхностном слое толщиной 2-3 нм, состоящей с длиной свободного пробега λ электрона в веществе без взаимодействия с др. электронами:

$$I_A = C_A \sigma_A \lambda,$$

где σ_A — сечение фотоионизации с соответствующего уровня энергии, определяющее вероятность ионизации этого уровня в атоме A. Для уровня энергии I атомов A и уровня k атомов B в справедливо соотношение:

$$\frac{C_A}{C_B} = \frac{I_{A0}/\sigma_{A0}\lambda}{I_{B0}/\sigma_{B0}\lambda} k$$

Величины σ_{A0} , λ , σ_{B0} , λ_k можно рассчитать теоретически и на основе измеренных значений I_{A0} . I_{B0} определить C_A/C_B . Надёжнее, однако, измерить отношение I_{A0}/I_{B0} для нескольких известных значений C_A/C_B и экспериментально определить величину пост. множителя ($\sigma_{A0}\lambda/\sigma_{B0}\lambda_k = \text{const}$), а затем определять отношение концентраций по измеренным значениям I_{A0}/I_{B0} . Этот приём наз. методом градуировочных кривых.

Методами РЭС можно установить распределение концентрации элемента по глубине образца, для чего применяют, напр., травление поверхности пучками ионов Ar^+ , Kr^+ . С их помощью в течение 1 мин с поверхности образца удаляется слой толщиной до веск.

деснтос им. Через определ. промежутки времени проводят рентгеноэлектронный анализ поверхности и получают зависимость интенсивностей определ. линий от времени травления (или от глубины, если известна скорость травления). Т. о. можно проводить последний анализ на глубину до неск. мкм. Используя зависимость интенсивности линий фотоэлектронного спектра от угла α , определяют изменения состава образца по глубине до 10 нм без его разрушения.

Р. с. — единств. метод, позволяющий определить толщину d и качество монокристаллич. плёнок толщиной 0,5—3,0 нм. Метод основан на экспоненц. зависимости I от d и α :

$$I_A(d) = I_{A(0)} \exp(-d/\lambda \sin \alpha),$$

где $I_A(d)$ и $I_{A(0)}$ — интенсивности линий элемента А соответственно при наличии и подложке плёнки толщиной d и без неё; λ — длина свободного пробега фотоэлектронов в плёнке. Для расчёта d достаточно измерить $I_{A(0)}$ при двух разл. значениях угла α .

Вследствие дифракции фотоэлектронов адсорбиров. молекулы на атомах адсорбента-монокристалла интенсивность рентгеноэлектронного спектра зависит от углов между потоком фотоэлектронов и разл. направлениями в монокристалле. Эта зависимость позволяет определить способ координации адсорбиров. молекулы.

Лит.: Немощкаленко В. В., Алешин В. Г., Электронная спектроскопия кристаллов, 2 изд., К., 1983; М и и в ч е в Х. М., А н т о н о в а Т. В., Ш и р о в Е. С., Фотоэлектронная спектроскопия и её применение в анализе, М., 1981; Нефедов В. И., Черепин В. Т., Физические методы исследования поверхности твёрдых тел, М., 1983; Нефедов В. И., Рентгеноэлектронная спектроскопия химической связи, М., 1984.

РЕНТГЕНОЭМУЛЬСИОННАЯ КАМЕРА — координатный детектор частиц высоких энергий, позволяющий определить энергию частицы ($\mathcal{E} \approx 1-2$ ТэВ) и параметры её траектории, используя образование в плотной среде электронно-фотонных каскадов. Последние развиваются в результате процессов тормозного излучения и образования электрон-позитронных пар (см. *Электронно-фотонные линии*).

Электронно-фотонные каскады регистрируются по суммарному фотогр. действию пучка каскадных электронов на рентг. плёнку, помещённую на нек-рой глубине t в плотном поглотителе (обычно Рб или Fe). При достаточной большой энергии первичной частицы \mathcal{E}_0 и достаточной степени развития каскада число каскадных электронов N на глубине t бывает столь велико (рис. 1), что вызванное ими скрытое изображение после проявления даёт пятно потемнения,

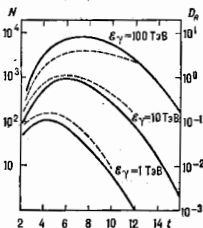


Рис. 1. Каскадные кривые; зависимость числа частиц N (сплошные линии, левая шкала) и интегрального потемнения D_R (пунктирные линии, правая шкала) в круге радиуса $R = 50$ мкм от глубины t в синтетическом поглотителе для разных значений энергии γ -кванта \mathcal{E}_0 .

видимое невооруж. глазом. Размеры пятна определяют и пространственную разрешающую способность Р. к. для регистрации отд. частиц, к-рая в ср. ~ 100 мкм. Видимое пятно потемнения позволяет не только легко обнаружить место происхождения частицы, но и определить \mathcal{E}_0 фотометрированием, т. к. степень его потемнения зависит от числа каскадных электронов, а следовательно и от величины \mathcal{E}_0 .

Количественной мерой потемнения при фотометрировании служит величина $D = \lg I_0/I$, где I_0 и I — ин-

тенсивности светового пучка, проходящего через диафрагму фотометра без пятна потемнения и с ним. Существует неск. методов определения энергии \mathcal{E}_0 по фотометрич. измерениям. Наиб. широко используется интегральное потемнение $D_R(\mathcal{E}_0, t)$ на глубине t , измеренное с помощью круговой диафрагмы радиуса R (шляда применяются диафрагмы с прямоуг. щелью). Связь между D_R и \mathcal{E}_0 определяется свойствами эмульсии, к-рые характеризуются кривой почернения $D(n)$ — зависимостью потемнения малого элемента площади от плотности n электронов, прошедших через этот элемент, и пространственным распределением плотности электронов $n(\mathcal{E}_0, t, r, \varphi)$ в каскаде на глубине t (r — расстояние от оси каскада, φ — азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной оси каскада). Интегральное потемнение D_R при вертикальном падении равно:

$$D_R(\mathcal{E}_0, t) = -\lg \left\{ \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \exp[-\ln 10 D(n(\mathcal{E}_0, t, r, \varphi))] \times \right. \\ \left. \times r dr d\varphi \right\}. \quad (*)$$

Для определения \mathcal{E}_0 экспирим. значения D_R сопоставляются с вычисленными по Ф-ле (*), в к-рой $n(\mathcal{E}_0, t, r, \varphi)$ рассчитывается теоретически, а кривая почернения аппроксимируется Ф-цией $D(n) = D_{\max} [1 - \exp(-ns)]$, где s — зфф. площадь зерна эмульсии, D_{\max} — макс. потемнение, до к-рого может быть засвещена плёнка (при бесконечно большой экспозиции). Т. к. с ростом n при переходе к области насыщения погрешность определения n , а следовательно, и \mathcal{E}_0 резко возрастает, для расширения диапазона измеряемых энергий иногда используют одновременно рентг. плёнки двух типов — большой (1) и малой (2) чувствительности (рис. 2).

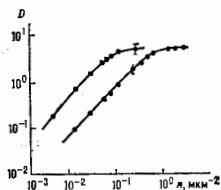


Рис. 2. Кривые почернения для рентгеновских плёнок RT-6M (верхняя кривая) и RT-СШ (нижняя).

В случае $\mathcal{E}_0 \geq 10$ ТэВ при вычислении $n(\mathcal{E}_0, t, r, \varphi)$ следует учитывать влияние многократного рассеяния на сечения осн. процессов (тормозное излучение, образование электрон-позитронных пар), ответственных за развитие каскада в области больших энергий (эффект Ландау — Померанчука — Мигдала). Использование рентг. плёнок для количественных измерений требует введения поправок, учитывающих конструкцию реальных Р. к., стоимость поглотителей, воздушный зазор между Рб и фотоэмульсией и др. Точность определения энергии частиц Р. к. $\sim 15-50\%$.

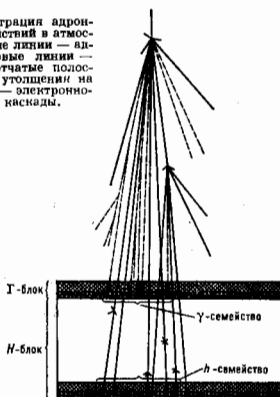
Р. к. помимо энергии частицы позволяет определить угол падения каскада. Рентг. плёнка покрыта с двух сторон слоями эмульсий, разделёнными расстоянием 200—250 мкм, поэтому угол падения можно определить по относит. смещению пятен в эмульсионных слоях. Возможно и использование двух разл. плёнок, разделённых нек-рым промежутком с точным фиксированием их взаимного расположения. Точность измерения азимутного угла $\sim 3^\circ$ и азимутального $\varphi \sim 15^\circ$.

Наряду с интегральным потемнением D_R для определения \mathcal{E}_0 используют сканирование области потемнения фотометрич. ячейкой малого размера с последующей обработкой сканограммы на ЭВМ.

Метод Р. к. позволяет создавать детекторы большой светосилы с высокими пространственным и угловым разрешениями, площадью в сотни и тысячи м^2 и временем непрерывного набора статистики $\sim 1-2$ года. Р. к. применяют в экспериментах с космическими лучами, где интенсивность первичных частиц мала и быстро падает с энергией.

Р. к. можно разделить на 3 типа: Р. к. для регистрации γ -квантов, электронов и позитронов; Р. к. для регистрации адронов; Р. к. для мюонов. Р. к. 1-го типа (т. н. Г-блок) представляют собой свинцовые фильтры, под к-рым помещаются один или неск. слоёв рентг. плёнки. Толщина фильтров подбирается так, чтобы слой плёнок находился вблизи максимума каскадных кривых для изучаемого диапазона энергии (рис. 1).

Рис. 3. Регистрация адронных взаимодействий в атмосфере; сплошные линии — адроны, штриховые линии — γ -кванты; клетчатые полосы — свинец; утолщения на концах линий — электронно-фотонные каскады.



В Р. к. для изучения адронов (Н-блок) включён слой лёгкого вещества (обычно С), в к-ром не происходит заметного развития электронно-фотонного каскада, но адроны испытывают ядерные взаимодействия, а возникающие при этом γ -кванты (в осн. от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) детектируются в расположенном ниже регистрирующем блоке, авалогичном Г-блоку. Для эфф. регистрации адронов толщина Р. к. должна составлять не менее 1—2 пробегов до взаимодействия, т. е. Р. к. должна быть достаточно глубокой. При исследовании адронных взаимодействий именно служит либо вещество самой Р. к., либо слой плотного вещества, либо слой атмосферы над Р. к. (выбор мипени определяется интервалом изучаемых энергий). В последнем случае обычно используются сочетания Г-блока и расположенного ниже Н-блока (рис. 3). Продукты взаимодействия энергичной частицы с ядром атома воздуха представляют собой смесь заряд. адронов и γ -квантов (с примесью электронов), приходящих практически параллельным пучком в регистрируемых в Р. к. в виде группы пятен потемнения («семейств», рис. 4). Т. к. время экспози-



Рис. 4. «Семейство» пятен потемнения в Р. к. в виде группы пятен потемнения («семейств», рис. 4). Т. к. время экспози-

ция велико, то в случае необходимости временной селекции «семейств» или др. событий применяется Р. к. в к-рой на одной глубине используются 2 слоя плёнки, один из к-рых через определ. интервалы времени передвигается относительно другого с соответствующей «меткой» времени.

Для регистрации мюонов больших энергий в Р. к. используются γ -кванты тормозного излучения, т. к. в тяжёлом веществе, где $Z^2/A \gg 1$, их испускание — осн. процесс передачи энергии мюона γ -квантам. Тормозное излучение с большой точностью описывается квантовой электродинамикой, поэтому можно уверенно и однозначно переходить от энергии и угл. распределения фотонов к распределениям для мюонов. Сечение тормозного излучения мюона мало, поэтому детектор представляет собой глубокую ($\geq 40-60$ см) свинцовую Р. к. с мн. слоями (через 1—2 см) рентг. плёнки. Такно многослойные Р. к. только на свинец служат и для регистрации адронов, однако в этом случае (в отличие от Н-блока со слоем С) объём используемой плёнки и обработки возрастает, хотя информация оказывается более детальной.

Лит.: Аминов В. П. и др., Исследование мюонов сверхвысоких энергий. Метод рентгеномульсионных камер, М., 1976; Байбурина С. Г. и др., Исследование ядерных взаимодействий в области энергий $10^{14}-10^{16}$ эВ методом рентгеномульсионных камер в космических лучах (эксперимент «Аммер»), «Труды ФИАН», 1984, т. 154, с. 3. В. М. Максимова.

РЕОЛОГИЯ (от греч. rheos — течение и logos — учение) — наука о деформациях и течении реальных сплошных сред (напр., ньютоновских жидкостей со структурной вязкостью, дисперсных систем, обладающих пластичностью). Р. рассматривает процессы, связанные с необратимыми остаточными деформациями вещества (релаксацию напряжений, последствие упругое, ползучесть материалов и т. п.). В основе Р. лежат осн. законы гидромеханики и теории упругости и пластичности (в т. ч. законы И. Ньютона о сопротивлении движению вязкой жидкости, Навье — Стокса уравнения движения несжимаемой вязкой жидкости, Гука закон сопротивления упругого тела и др.).

Р. может рассматриваться как часть механики сплошных сред. В Р. устанавливаются зависимости между действующими на тело механич. напряжениями, вызываемыми ими деформациями и их изменениями во времени. При обычных в механике сплошных сред допущениях об однородности и сплошности материала в теоретич. Р. решают крайние задачи деформирования и течения твёрдых и жидких тел. Осн. внимание обращается на сложное реологич. поведение вещества (напр., когда одновременно проявляются свойства вязкие и упругие или вязкие и пластические). Общее реологич. ур-ние состояния вещества вряд ли может быть установлено из-за сложности различия свойств разнообразных материалов, но имеются ур-ния для многих частных случаев. При описании реологич. поведения материалов пользуются механич. моделями, для к-рых составляют дифференциальные или интегральные ур-ния, куда входят разл. комбинации упругих и вязких характеристик. Реологич. моделими пользуются также при изучении механич. свойств полимеров, внутреннего трения в твёрдых телах и др. свойств реальных тел.

Для одномерных задач служат след. реологич. (механич.) модели: упругий элемент (рис. 1, а) в виде пружины, к-рый отображает упругие свойства; жид-

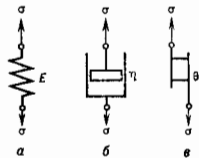


Рис. 1. Механические модели реологических сред: а — упругое тело Гука; б — вязкая жидкость Ньютона; в — жесткоупругое тело Сен-Венана.

костный элемент (рис. 1, б; демпфер, гидравлич. амортизатор), характеризующий вязкие свойства материала. Действующая на упругий элемент сила моделирует напряжение и обозначается σ . Деформация пружины определяет деформацию рассматриваемого реального материала и обозначается ϵ . Жёсткость пружины моделирует модуль упругости E реального материала. Связь между упругой деформацией и напряжением определяется законом Гука: $\sigma = E\epsilon$. Ньютоновская жидкость характеризуется соотношением $\tau = \eta\dot{\epsilon}$ (см. *Ньютона закон трения*).

На рис. 1, в представлена модель жёсткопластич. тела Сен-Венана, изображаемая в виде узла сухого трения. Элементы этого узла (на рис. — вертикальные черточки) смещаются один относительно другого, передавая пост. силу θ , независимую от скорости. Если приложенное напряжение $\sigma < \theta$, смещения нет. Т. о., для тела Сен-Венана деформация ϵ и скорости деформации $\dot{\epsilon}$ равны нулю, пока напряжения σ меньше предела текучести θ ($\sigma < \theta$). При $\sigma = \theta$ начинается деформирование, ϵ и $\dot{\epsilon}$ при этом становятся отличными от нуля. Т. о., элемент сухого трения (рис. 1, в) моделирует предел текучести.

Приведённые элементарные модели обычно рассматриваются в Р. как составные части более сложных механизмов, моделей, отображающих реологию, поведение материала. Для того чтобы построить такие модели, эти элементы соединяют параллельно или последовательно. Так, двухэлементная модель Фойгта (рис. 2) качественно описывает явление упругого пос-

Рис. 2. Механическая модель Фойгта, состоящая из параллельно соединённых пружины E и поршня в цилиндре η , заполненном вязкой жидкостью.

действия, при к-ром деформация равняется с запаздыванием по отношению к приложенному напряжению. Модель Максвелла (рис. 3) удобна для качественного описания процессов релаксации напряжений. Обе эти модели линейны в том смысле, что для них удовлетворяется принцип суперпозиции, но они не обладают достаточной общностью, чтобы определить влияние предистории состояния на поведение тела, т. е. не описывают явление памяти.

Для более точного описания наследств. свойств линейных материалов применяют более сложные модели. Вязкоупругое тело — твёрдое тело,

Рис. 3. Модель Максвелла с последовательным соединением пружины и поршня в цилиндре.

вводящее запаздывающую упругость, можно описывать моделью Кельвина (рис. 4); при деформировании такого тела часть энергии необратимо рассеивается в виде теплоты. Вязкопластичное тело, к-рое не деформируется при напряжениях, меньших некого критич. значения, а при больших — течёт как вязкая жидкость, описывается моделью Бингама (рис. 5), представляющей собой параллельное соединение элементов Ньютона и Сен-Венана.

Течение вязкопластич. тела описывается ур-ниями $\dot{\epsilon} = 0$, $\epsilon = 0$, если $\sigma \leq \theta$, и $\dot{\epsilon} = (\sigma - \theta)/\eta$, если $\sigma > \theta$.

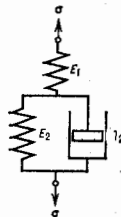


Рис. 4. Модель Кельвина: последовательное соединение элементов Гука и Фойгта.

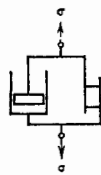


Рис. 5. Модель Бингама: параллельное соединение вязкого элемента (поршень в цилиндре) и тела Сен-Венана.

С проблемами Р. приходится встречаться при разработке технологии разнообразных производств. процессов, при проектных работах и конструкторских расчетах, относящихся к разл. материалам (особенно при высоких темп-рах): полимерам, композиционным материалам, бетонам, силикатам, пищевым продуктам и др. Методы Р. стали применяться для целей оперативного управления технологич. процессами. При этом осуществляются непрерывные или периодич. измерения одного или неск. реологич. свойств сырья и (или) продукта по заданной программе, иногда с применением ЭВМ; с использованием обратной связи проводится корректирование в заданных пределах параметров сырья, процесса или дозирование поступающих ингредиентов.

Определяющие соотношения гидродинамики имеют ограниченное применение в Р., поскольку реальные среды обладают аномалией вязкости (напр., вязкость зависит от давления и темп-ры среды, скорости её течения). Проявляется также зависимость напряжённо-деформированного состояния среды в данный момент времени от всей предистории напряжений (или деформаций). Предметом изучения Р. выступают такие явления, приводящие к аномалиям вязкости, как тиксотропия — способность нек-рых дисперсных систем (напр., коагуляц. структур) обратно разжижаться при достаточно интенсивных механич. воздействиях (перемешивании, встряхивании) и отвердевать (терять текучесть) при пребывании в покое; реопексия — ускорение нарастания прочности и структурирования дисперсных систем при приложении небольших напряжений и деформировании с небольшой скоростью; дилатация (у концентрированных дисперсных систем тина паст) — возрастание эффективного коэф. вязкости $\eta_{эф} = \tau/\dot{\epsilon}$ (где τ — касат. напряжение, $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации сдвига) с увеличением скорости деформирования, сопровождающееся нек-рым увеличением объёма, занимаемого системой (твёрдые частицы при деформировании образуют более рыхлый каркас, и имеющийся жидкой среды оказывается недостаточно, для того чтобы обеспечить системе подвижность).

Экспериментальная Р. (реометрия) определяет разл. реологич. свойства вещества с помощью спец. приборов и испытат. машин. Микрореология исследует деформации и течение в микрообъёмах, напр. в объёмах, сопоставимых с размерами частиц дисперсной фазы в дисперсных системах или с размерами атомов и молекул. Биореология изучает течение разнообразных биол. жидкостей (напр., крови, синовиальной и интервальной жидкостей), деформации разл. тканей (мышц, костей, кровеносных сосудов)

у человека и животных. Изучение взаимоотношения реологии, течения с электр. и магн. полями, к-рые могут воздействовать на потоки как активно, так и путем их влияния на реологию. характеристики вещества, составляет предмет электрореологии и магнитореологии.

Лит.: Реология, пер. с англ., М., 1962; Рейнер М., Реология, пер. с англ., М., 1966; Додж А. С., Эластичные жидкости. Введение в реологию жидкодеформируемых полимеров, пер. с англ., М., 1969; Виноградов Г. В., Малкин А. Я., Реология полимеров, М., 1977; Шульман С. П., Кордонский В. И., Магнитореологический эффект, Минск, 1982; Голдберг Ю. Н., Дарьяевский А. А., Светлов В. В., Физическая кинетика макромолекул, Л., 1886. Н. И. Малыхин.

РЕПЛИКА (от лат. *replico* — отражаю, повторю), 1) в оптике — копия с дифракционной решетки, получаемая изготовлением отпечатка решетки на желатине или спец. пластмассе; 2) в электронной микроскопии — копия-отпечаток (в виде тонкой пленки углерода, коллоида и др.) поверхности исследуемого объекта, к-рую рассматривают в электронном микроскопе вместо самого объекта.

РЕТРАНСЛЯЦИЯ (от лат. *retranslatio* — приставка, здесь означающая поверхность, и *translatio* — передача) — передача радиосигналов на расстояния, превышающие расстояние прямой видимости, с помощью одного или неск. приёмно-передающих пунктов (ретрансляторов) в пределах зоны прямой видимости отл. пар корреспондирующих пунктов (см. Загоризонтное распространение радиоволн; Радиопередающие устройства; Радиоприёмные устройства).

РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ (от лат. *reflecto* — отражаю и греч. *metreo* — измеряю) — совокупность методов исследования плоских границ раздела сред путем анализа зеркально отражённых от изучаемой границы пучков молекул, атомов, частиц или эл.-магн. излучения. Наиб. разработана нейтронная Р., потому в узком смысле Р. — совокупность методов изучения плоских границ раздела сред, в основе к-рых лежит зеркальное отражение пучка инкогерентч. нейтронов ($\leq 10^{-4}$ эВ), падающих под малыми углами скольжения ($\sim 10^{-3}$ — 10^{-2} рад) в плоскости границы. Р. разделяют по типу изучаемых объектов на Р. немагнитных и Р. магнитных сред. В первом случае используются пучки неполяризованных, во втором — поляризованных нейтронов (по Ю. Ризац. Р.). Методами Р. изучают профиль ядерного нейтронно-оптич. потенциала (см. Нейтронная оптика) вдоль нормали к границе на глубинах до неск. тысяч ангстрем, а предметом изучения являются поверхности жидкостей, кристаллических или аморфных тел (массивные пластины, тонкие плёнки на подложках), а также внутр. границы в системах жидкость — жидкость, жидкость — твёрдое тело, плёнка — подложка. С помощью поляризац. Р. изучается поведение вектора локальной намагниченности по глубине, в частности особенности магн. свойств поверхностной (толщиной ≈ 10 А) области ферромагнетиков или идеальных диамангнетиков — сверхпроводников. Объектами изучения в этом случае являются, как правило, массивные пластины или тонкие плёнки на подложках.

Р. получила развитие как один из методов исследования по физике конденсиров. сред на импульсных источниках нейтронов. На рис. 1 и 2 показаны принципиальные схемы рефлектометров по методу времени пролёта. Полюхотматич. пучок тепловых нейтронов от импульсного источника, сформированный с помощью поглощающих диафрагм (коллиматоров) 1, 2 (рис. 1), падает на поверхность или внутр. границу раздела образца 3 под углом скольжения $\theta \sim 10^{-4}$ — 10^{-2} рад (угол θ имеет разброс $\Delta\theta/\theta \sim (1-5) \cdot 10^{-4}$). Зеркально отражённые нейтроны регистрируются детектором нейтронов 4 и одновременно анализируются по скорости (длине волны) с помощью электронного устройства (временного анализатора), по времени регистрации, т. е. по времени пролёта нейтроном расстояния от источника до детектора. В поляризац. рефлектометре (рис. 2)

падающий пучок предварительно поляризован с помощью поляризатора нейтронов 1, а образец 6 размещён в зазоре эл.-магн. системы 5 (напр., системы колеб. Гельмгольца), позволяющей создавать на образце магн. поле, изменять его направление и (или) величину.

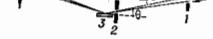


Рис. 1. Схема нейтронного рефлектометра: 1, 2 — диафрагмы; 3 — образец, поверхность которого облучается узкоколлимированным пучком тепловых нейтронов P от источника; 4 — детектор, регистрирующий нейтроны, зеркально отражённые от поверхности образца; θ — угол скольжения. Типичное расстояние от диафрагмы 1 до детектора 6 — 10 м.

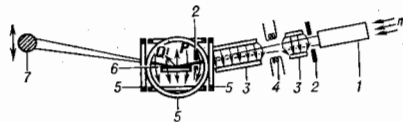


Рис. 2. Схема поляризованного нейтронного рефлектометра: 1 — поляризатор поляризованных тепловых нейтронов; 2 — диафрагмы; 3 — постоянные магниты для адиабатической проводки спина нейтрона; 4 — спин-флиппер, обеспечивающий при включении реверс вектора поляризации P относительно ведущего магнитного поля; 5 — система колеб. Гельмгольца, задающая направление вектора H относительно плоскости образца; 6 — образец; 7 — детектор, регистрирующий зеркально отражённый пучок.

лечину. Эл.-магн. система обеспечивает две задачи ф-ции: а) воздействует магн. полем на образец; б) задает определ. направление вектора поляризации P падающих нейтронов относительно поверхности образца. Последнее обеспечивается благодаря адиабатич. проведению спина нейтронов в магн. полях установок. Спец. эл.-магн. устройство — спин-флиппер 4 обеспечивает изменение знака поляризации в падающем пучке. Изменение угла θ производится с помощью механизма поворота образца. Подвижный детектор позволяет измерять как отражённый, так и падающий пучки. Разность координат детектора, соответствующих положениям максимумов прямого и отражённых пучков, позволяет определить угол 2θ с высокой точностью. Совершенствование рефлектометров идёт по пути применения однокоординатных позиционно-чувствит. детекторов нейтронов высокого разрешения ($\Delta x \leq 1$ мм), а также применения многопучкового способа облучения образца, т. е. формирования не одного, а двух или более разнесённых по углу θ узких пучков с раздельной регистрацией каждого из них после отражения.

В Р. результаты измерения представляются в виде коэф. отражения $R(k_z)$ (рис. 3), связанного с интенсив-



Рис. 3. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения $R(k_z)$ ($\Delta x = 2\pi/k_z$) от поверхности одного и того же образца стекла (пластина), получаемого излучением на низком слове; 1, 2 — коэффициенты отражения от поверхности, граничащих с оловом и воздухом соответственно. На вставках: пространственная зависимость потенциалов $U(z)$, обеспечивающая подложку кривых $R(k_z)$. Загнтрированы области шероховатости.

ностями падающего $I_0(k_z)$ и зеркально отражённого $I(k_z)$ пучков соотношением

$$R(k_z) = I(k_z)/I_0(k_z).$$

Здесь k_z — нормальная к границе раздела компонента волнового вектора падающего нейтрона k ($k_z = k \sin \theta$). Теоретич. интерпретация ф-ции $R(k_z)$ основывается на решении стационарной квантово-механич. задачи об отражении скалярной плоской нейтрон-волны $\exp(ik_z z)$ от границы одномерного потенциала

$$U(z) = -4\pi(\hbar^2/2m)N(z)b(z)$$

[$U(\infty) \sim 10^{-7}$ эВ — типичное значение; $N(z)$, $b(z)$ — локальные (средние по плоскости xy) плотности рассеивающих ядер и их нейтронов для рассеяния]. Т. о., форма потенциала $U(z)$ определяется пространственным (вдоль z) особенностями плотности и состава среды в микроскопич. уровне.

Причины, приводящие к разному потенциалу $U(z)$ в приграничных областях (~ 100 Å), в основном следующие: на поверхности — микрошероховатость, отличие поверхностной плотности от объёмной, примеси; на внутр. межслойных границах, кроме перечисленных, — взаимная диффузия.

Теоретич. значение $R(k_z)$ получают методами численного решения стационарного Шрёдингера уравнения с модельным потенциалом $U(z)$. Для модели полубесконечной среды (массивная пластина) в области $R(k_z) \ll 1$ [$k_z \gg k_0 = (U(\infty)/(\hbar^2/2m))^{1/2}$], где применимо *близкое приближение*, задача имеет аналитическое решение:

$$R(k_z) = R_0(k_z) \int_0^\infty \frac{1}{U(\infty)} \frac{dU(z)}{dz} \exp(ik_z z) dz^2,$$

где $R_0(k_z)$ — коэф. отражения от потенциала с абсолютной резкой границей:

$$R_0(k_z) = |k_z - k'_z|^2 / |k_z + k'_z|^2,$$

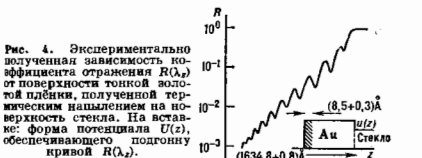
а $k'_z = k_z [1 - U(\infty) \cdot 2m/(\hbar^2 k^2)]^{1/2}$ — компонента волнового вектора нейтрона в среде; m — масса нейтрона. Если распределение градиента потенциала является гауссовым (см. Гаусса распределение):

$$\frac{1}{U(\infty)} \frac{dU(z)}{dz} = (1/2\sigma^2) \exp(-z^2/2\sigma^2) \quad (*)$$

(случай шероховатой границы), то при всех $k_z \geq 1/k_0$ коэф. $R(k_z)$ с хорошим приближением описывается ф-лой

$$R(k_z) = R_0(k_z) \exp(-4k_z k'_z \sigma^2).$$

Нижние значения параметра шероховатости σ , извлекаемые из эксперим. значений $R(k_z)$, лежат в области ~ 100 ангстрем. При отражении нейтронов от тонких ($\sim 1000 \div 3000$ Å) плёнок, имеющих потенциал, отличный от потенциала подложки, зависимость R от k_z приобретает осциллирующий характер (рис. 4)



следствие интерференции волн, отражённых от поверхности и от границы с подложкой. В результате средняя по площади толщина плёнки в неск. тысяч Å определяется с точностью в неск. Å.

Ферромагн. среды обладают способностью поляризовать тепловые нейтроны, зеркально отражённые от их поверхности. Это объясняется тем, что потенциал $U_m = -4\pi \mu_n M$ взаимодействия магн. момента нейтрона μ_n с вектором локальной намагниченности образца M имеет, как правило, значения, сравнимые с нейтронно-оптическим ядерным потенциалом U . Количественной мерой процесса поляризации пучка при зеркальном отражении служит вектор поляризующей способности среды $Q(k_z)$, k -рый задаёт величину и направление поляризации, возникающей в отражённом пучке. Между вектором $Q(k_z)$ и вектором $M_z(z)$ [проекция вектора $M(z)$ на плоскость xy] имеется взаимно однозначное соответствие, на основе к-рого из $Q(k_z)$ устанавливают распределение $M_z(z)$. Это позволяет применять поляризац. P в качестве метода изучения структуры намагниченности тонких ферромагн. плёнок с неколлинеарным по глубине осн. состоянием либо возникающим из коллинеарного под действием внеш. магн. поля. Эта возможность — уникальное свойство нейтронной поляризац. P , поскольку др. методы исследования (электропная макроскопия и методы на основе Керра эффекта) не позволяют для таких структур получать полной информации.

В поляризац. P последовательно измеряют интенсивности отражённых пучков: положительно поляризованного $I_+(k_z)$ (спин-флиппер выключён) и отрицательно поляризованного $I_-(k_z)$ (спин-флиппер включён). Знак поляризации пучка задаётся относительно вектора H ведущего магн. поля установки. Направление H в месте расположения образца определяет пространственное направление вектора P поляризации падающего пучка. Величины $I_+(k_z)$ и $I_-(k_z)$ связаны со скалярным произведением векторов P и $Q(k_z)$ соотношением

$$P \cdot Q(k_z) = \frac{I_+(k_z) - I_-(k_z)}{I_+(k_z) + I_-(k_z)}.$$

Т. о., для определения $Q_{\text{изм}}$ компонент вектора $Q(k_z)$ конкретного образца достаточно измерить $I_{\pm}(k_z)$ для направлений P вдоль x , y , z осей соответственно.

Поляризац. P используют как прямой метод изучения распределения по глубине диамагн. момента сверхпроводящего образца в приповерхностной области с целью определения лондоновской *слабым проникновением* магн. поля в сверхпроводник, находящийся в междисперской фазе. Формализм описания процесса отражения, служащий для ферромагнетиков, легко переносится на сверхпроводники — идеальные диамагнетики. Для изучения обычных диамагнетиков R не применяется.

Литм.: 1) P e l c h e r G. P. и др., Polarized neutron reflectometer. A new instrument to measure magnetic depth profiles, *J. Rev. Sci. Instrum.*, 1987, т. 58, № 4, p. 609; 2) P e l c h e r G. P. и др., Investigation of magnetism at surfaces by polarized neutron reflection (*invited*), *J. Appl. Phys.*, 1985, т. 57, № 3, p. 378; 3) P e n f o l d J., T h o m a s R. K., The application of the specular reflection of neutrons to the study of surface and interfaces, *J. Phys. Condens. Matter*, 1990, т. 2, p. 1369; 4) К о р н е в с е л Л. А., Излучение неупорядоченных магнитных плёнок с помощью поляризованных нейтронов. «Поверхность. Физика, химия, механика», 1989, № 2, с. 13; 5) К о р н е в Д. А., Ч е р н е н к о Л. П., Нейтронная дифракционная оптика ограниченных сред со сложной магнитной структурой, препринт ОИЯИ Р-4-89—709; 6) Г а н о н о в С. В. и др., Определение глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводящую тонкую монокристаллическую плёнку $YBa_2Cu_3O_7$ методом отражения поляризованных нейтронов, «Письма в ЖЭТФ», 1989, т. 49, в. 5, с. 277. Д. А. Корнев.

РЕФЛЕКТОР — телескоп, у к-рого объективом является одно вогнутое зеркало (параболическое, гиперболическое или эллиптическое) или система зеркал, включая и плоское. Существует неск. оптич. схем P , к-рые можно взаимно заменять и работать с разными зеркалами.

P . свободны от хроматич. и сферич. aberrаций (см. *Аберрации оптических систем*), что является одним из преимуществ перед рефракторами: повышается светосила и, как следствие, уменьшается длина трубы. В P .

с большим относительным отверстием кома исправляют дуклинновым, почти афокальным корректором, установленным в сходящемся пучке лучей перед гл. фокусом. Д. Д. Максуготов выполняет меншковой телескоп, в к-ром используется меншковая система, состоящая из сферич. зеркала (более простого в изготовлении, чем параболическое) и линзы.

К зеркальным поверхностям Р. предъявляются более высокие требования, чем к линзовым; допусаются погрешности одиночного зеркала $\approx 1/8$. Зеркала Р. изготавливают из пирекса, кварца, ситала, нержавеющей стали и др. металлов. Поверхник кружка рассеяния для Р. не должен превышать долей угл. секунды. См. также *Оптический телескоп*.

Лит.: Максуготов Д. Д., *Астрономическая оптика*, 2 изд., Л., 1979.

РЕФРАКТОМЕТР (от лат. refractus — преломленный и греч. μέτρον — измеряю) — прибор для измерения показателя преломления n веществ (жидких, твердых, газообразных). Существует неск. видов Р., принцип действия к-рых основан на следующих методах: методе прямого измерения углов преломления света при прохождении им границ раздела двух сред; методе, основанном на явлениях *полюсного внутреннего отражения* (ПВО) света; интерференц. методе (см. *Интерференция света*).

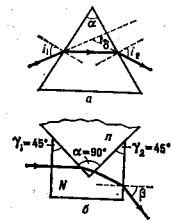


Рис. 1. Схема измерения n по углу преломления.

(рис. 1, б). При $\alpha = 90^\circ$ и $\gamma_1 = \gamma_2 = 45^\circ$ величина n жидкости связана с измеряемым углом выхода β соотношением

$$n = \sqrt{N^2 + \sin^2 \beta} / \sqrt{N^2 - \sin^2 \beta}$$

Точность определения n этим методом $\sim 10^{-5}$, минимальные измеряемые разности n двух веществ $\sim 10^{-7}$.

При использовании для измерения n явления ПВО образец измеряемого материала приводится в оптиче-

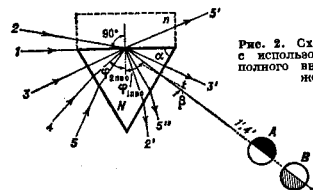


Рис. 2. Схема измерения n с использованием явления полного внутреннего отражения.

ский контакт с эталонной призмой из материала с высоким n и заранее точно известным показателем преломления N (рис. 2). Свет может направляться как со стороны образца, так и со стороны призм. В обоих случаях в определенном и очень узком интервале уг-

лов падения пучка лучей на границу раздела образца и призмы в поле зрения наблюдательной зрительной трубы появятся граница, разделяющая темный и светлый участки поля и соответствующая предельному, или критическому, углу падения луча: $1 - 1', 2 - 2'$ — ход лучей при освещении со стороны исследуемого образца; $1 - 1'$ — предельный луч, соответствующий углу $\Phi_{\text{пво}}$ в материале призм; $3 - 3', 4 - 4', 5 - 5'$ — ход лучей при освещении со стороны призм; $4 - 4'$ — предельный луч, при падении к-рого под углом $\Phi_{\text{пво}}$ на границу раздела призм и образца происходит ПВО; А и В — схематич. изображения поля зрения наблюдат. труб; n связан с измеряемым углом β между направлением предельного угла и нормалью к грани призм Φ -лой

$$n = \sin \alpha \sqrt{N^2 - \sin^2 \Phi} + \cos \alpha \sin \beta,$$

где α — преломляющий угол призм. Точность метода, использующего ПВО, $\sim 10^{-5}$. Примером Р., основанного на ПВО, является *Аbbe рефрактометр*.

В интерференц. методах разность Δn сравниваемых сред определяется по числу порядков интерференции лучей, прошедших через эти среды. На рис. 3 дана схема, поясняющая принцип действия интерференц. Р.

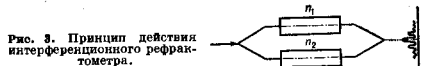


Рис. 3. Принцип действия интерференционного рефрактометра.

Две части светового луча, проходя через кюветы длиной l , заполненные веществами с различными n , приобретают разность хода Δn , сведенные вместе, дают интерференц. картину (схематически показана справа). Разность $\Delta n = n_2 - n_1 = k\lambda/2$, где λ — длина волны света, k — число интерференц. порядков. Точность этих методов достигает $10^{-7} - 10^{-8}$. Их применяют, напр., при измерениях n газов и разбавленных растворов. Примерами Р., основанных на интерференц. методе, являются *интерферометр Жамена*, *интерферометр Ралей*.

Р. широко применяют в физ. химии для определения состава и структуры вещества, а также для контроля качества и состава разл. продуктов в хим., фармацевтич., пищевой и др. отраслях промышленности. Звонкие градиенты n позволяют производить расчёт градиентов плотности и концентрации. Р. используют при проверке однородности твердых образцов и жидкостей в аэро- и гидродинамич. исследованиях. Особое значение имеют Р. в оптич. промышленности, т. к. n и дисперсия стекла и др. оптич. материалов являются их важнейшими характеристиками.

Лит.: Иоффе В. В., *Рефрактометрические методы химии*, 2 изд., Л., 1974; Шварцловский А. А., *Прикладная физическая оптика*, М., 1961.

РЕФРАКТОМЕТРИЯ — раздел оптич. техники, посвященный методам и средствам измерения показателя преломления n твердых, жидких и газообразных сред в разл. участках спектра оптич. излучения. Приборы для определения n наз. рефрактометрами. О методах Р. см. в ст. *Рефрактометр*.

РЕФРАКЦИЯ ВОЛН — см. *Преломление волн*.
РЕФРАКЦИЯ ЗВУКА (от лат. refractio — преломление) — изменение направления распространения звука в неоднородной среде (атмосфера, океан, толща земли), скорость звука в к-рой является Φ -цией координат. Ход лучей в данном случае определяется уравнением *геометрической акустики*. Звуковые лучи поворачивают всегда к среде с меньшей скоростью звука. Р. з. выражена тем сильнее, чем больше отстоит. градиент скорости звука.

Р. з. в атмосфере обусловлена пространственными изменениями темп-ры воздуха, скорости и направления

ветра. С высотой темп-ра воздуха обычно понижается (до высоты 10—15 км), поэтому скорость звука в верхних слоях воздушной среды меньше, чем в нижних, и лучи от источника звука, находящегося вблизи земной поверхности, загнуты кверху. Звук, начиная с некоего расстояния, перестаёт быть слышим у земной поверхности (зона молчания, или звуковой тени, рис. 1, а). Если темп-ра воздуха с высотой увеличивается (т. е. температурная инверсия, часто возникающая ночью), то лучи поворачивают книзу и звук распространяется на большие расстояния (рис. 1, б). Дальность слышимости при этом может значительно увеличиться за счёт многократных отражений, если звук распространяется над хорошо отражающим участком земной поверхности, напр. над водой (рис. 1, в).

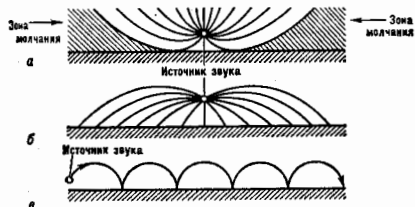


Рис. 1. Ход звуковых лучей: а — при убывании, б — при возрастании температуры с высотой, в — ход луча над хорошо отражающей поверхностью при температурной инверсии.

Приземный слой, в к-ром концентрируется звуковая энергия, является природным *волноводом акустическим*. Повышение темп-ры с высотой в слоях, лежащих выше 20 км, при нормальном её ходе в нижних слоях может привести к образованию зоны аномальной слышимости, расположенной на большем расстоянии от источника звука, чем зона молчания. Может быть неск. следующих друг за другом зон молчания и зон аномальной слышимости.

В приземном слое атмосферы скорость ветра с высотой увеличивается. Поэтому при распространении звука против ветра лучи загнуты кверху, а при распространении по ветру — к земной поверхности, что значительно улучшает слышимость во втором случае (рис. 2). Распределение ветра оказывает также существ.

Рис. 2. Влияние ветра на ход звуковых лучей.



мяние на формирование зон молчания и зон аномальной слышимости.

Р. з. в океане обусловлена пространственными изменениями темп-ры, солёности и гидростатич. давления. Относит. градиенты скорости звука по глубине (максимальные) прибл. в 1000 раз больше, чем в горизонтальном направлении, поэтому горизонтальная Р. з. выражена значительно слабее, чем вертикальная, и может заметно проявиться лишь при распространении звука на очень большие расстояния или в областях сдвижения тёплого и холодного течений, а также в окрестностях айсбергов и зонах внутр. волн и синоптич. вихрей. Вертикальная Р. з. в океане обуславливает ряд явлений: волновое распространение и фокусировка звука, образование зон геом. тени и вторичный выход к поверхности океана звуковых лучей, вы-

шедших из излучателя книзу и распространяющихся первоначально в глубинных слоях (см. *Гидроакустика*). Последнее явление аналогично образованию зон аномальной слышимости в атмосфере.

Лит.: Эммерт К., Гидродинамика океана и атмосферы, пер. с англ., М., 1953; Акустика океана, под ред. Л. М. Врежовских, М., 1974; Госсард Э., Хук У., Волны в атмосфере, пер. с англ., М., 1978; Врежовских Л. М., Лисаевский Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982.

РЕФРАКЦИЯ КОНИЧЕСКАЯ — см. *Коническая рефракция*.

РЕФРАКЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНАЯ — см. *Молекулярная рефракция*.

РЕФРАКЦИЯ РАДИОВОЛН (преломление радиоволн) — изменение направления распространения радиоволн в неоднородной среде, показатель преломления к-рой зависит от координат и времени. На плоской границе раздела двух однородных сред с показателями преломления n_1 и n_2 плоская волна преломляется по *Снелла закону* преломления $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, где θ_1 — угол падения, θ_2 — угол преломления волны. Амплитуда преломлённой волны зависит от её поляризации и определяется *Френеля формулами* (см. *Отражение радиоволн*).

Наиб. практич. интерес представляют законы Р. р. в неоднородных атмосферах планет и их спутников. Показатели преломления атмосфер непрерывно меняются в пространстве, и траектории радиоволн в них определяются ур-ниями *геометрической оптики*. Существует неск. типов и видов Р. р., к-рые характеризуются местоположением излучателя и приёмника и свойствами среды распространения. При расположении приёмника на поверхности планеты, а излучателя — в атмосфере планеты или за её пределами возможны 3 типа Р. р.: истинная, фотограмметрическая и полная рефракция (соответствующие углы преломления δ , ψ и α , к-рые лежат в вертикальной плоскости, проходящей через излучатель, приёмник и центр планеты). Истинная и фотограмметрич. рефракция определяются соответственно углами, лежащими между прямой «передатчик — приёмник» и касательными к траектории луча в точках излучения и приёма. Полная рефракция характеризуется углом между касательными и траекторией луча в точках расположения излучателя и приёмника. Углы α , δ и ψ связаны между собой простым соотношением $\alpha = \delta + \psi$.

Каждый тип Р. р. делится на неск. видов: оптич. рефракция, радиорефракция, тропосферная, ионосферная, регулярная, случайная, к-рые определяются диапазоном эл.-магн. волн, характером элентрич. свойств среды распространения и её пространственными и временными изменениями. Характер Р. р. в сферически-слоистых атмосферах планет определяется величиной отношения радиуса кривизны траектории луча r к радиусу планеты a_1 : $R_n = \rho/a_1 = -a_1^{-1} (dn/dh)^{-1}$, где dn/dh — высотный градиент показателя преломления атмосферы. Если n уменьшается с высотой ($dn/dh > 0$), то $R_n < 0$. Такая Р. р. наз. положительной, и в этом случае траектории волн обращены вогнутой к планете. Если n растёт с высотой, то $dn/dh < 0$, а $R_n < 0$. Такая Р. р. наз. отрицательной, и в этом случае траектории волн обращены к планете своей выпуклостью. Границей между положительной и отрицательной рефракциями служит прямая линия $R_n = \pm \infty$, к-рая характеризует отсутствие рефракции в однородной атмосфере ($dn/dh = 0$). Положительная Р. р. делится на разл. виды в зависимости от конкретного значения dn/dh и R_n . Так, траектории, для к-рых $R_n = +4$ ($dn/dh = -4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$), характеризуют нормальную рефракцию, а траектории с $R_n = +1$ ($dn/dh = -15,7 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$) — критическую. Траектории, соответствующие $R_n > 4$, определяют пониженную Р. р., а траектории с $1 < R_n < 4$ — повышенную. Наконец, тра-

ектории, для k -ых $R_{\text{ц}} < 1$, характеризуют с вер- ху ф р а к ц и ю.

Приведенная классификация типов и видов Р. р. соответствует нек-рым ср. условиям изменения показателя преломления с высотой. В реальной атмосфере планеты n меняется с высотой по более сложному закону и, кроме того, зависит от горизонтальных координат. В этом случае искривление траектории волны будет происходить как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости и будет определяться вертикальными и горизонтальными углами Р. р. Эффекты Р. р. в атмосферах планет подробно изучены, и результаты теоретич. и эксперим. исследований широко используются в практич. приложениях, в частности при определении координат естеств. и искусств. излучателей.

Лит.: Колосов М. А., Арманд Н. А., Яковлев О. И., Распространение радиоволн при космической связи, М., 1968; Колосов М. А., Шабельников А. В., Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса, М., 1976. А. В. Шабельников.

РЕФРАКЦИЯ СВЕТА — изменение направления световых лучей в среде с изменяющимся в пространстве показателем преломления n . Обычно термином «Р. с.» пользуются при описании распространения оптич. излучения в неоднородных средах с плавно меняющимся n от точки к точке (траектории лучей света в таких средах — плавно искривляющиеся линии). Резкое изменение направления лучей на границе раздела двух однородных сред с разными n обычно наз. *преломлением света*. В атм. оптике, очковой оптике траектории используют именно термин рефракция. Т. к. атмосфера является неоднородной средой, то вследствие Р. с. происходит смещение видимого положения небесных светил относительно истинного, что необходимо учитывать в астрономии. Р. с. в атмосфере должна учитываться и при геодезич. измерениях. Р. с. является причиной миражей. Явление Р. с. позволяет визуализировать оптич. неоднородности в твердых, жидких и газовых средах (см., напр., *Гильберта эффект*).

РЕЧЬ в акустике — последовательность звуков речи, произносимых, как правило, слитно, с паузами только после отд. слов или групп звуков. Слитность произношения звуков Р. вследствие непрерывности движений артикуляц. органов Р. вызывает взаимное влияние смежных звуков друг на друга. Артикуляц. органы имеют неодинаковые размеры у разных людей, и для каждого человека характерна своя манера произношения звуков Р., поэтому звуки Р. каждого человека имеют индивидуальный характер. Но при всем многообразии звуков они являются физ. реализациями (произносимым) небольшого числа фонем (наименьшая звуковая единица данного языка, существующая в Р. в целом ряде конкретных звуков). В русской Р. их насчитывается 41: 6 гласных («а», «о», «у», «я», «и», «е», «э»), 2 твердые согласные («ж», «ш», «ц»), 2 мягкие («ч», «щ») и 15 в твердом и мягком видах; звуки Р. «я», «ю», «е», «э» относятся к составным («йа», «йу», «йэ», «йю»).

Звуки Р. неодинаково информативны. Точность передачи Р. (напр., в системах связи) оценивают с помощью артикуляц. метода: передают набор элементов Р. (напр., слов или слогов), отражающий состав звуков Р. данного языка, и определяют относ. кол-во принятых элементов. Разборчивость Р. при этом в значит. мере определяется разборчивостью глухих согласных.

Импульсы потока воздуха, создаваемые голосовыми связками при произношении звуков Р. с достаточной точностью могут считаться периодическими. Соответствующий период колебаний наз. периодом осн. тона голоса, а обратная величина — частотой осн. тона (она лежит обычно в пределах от 70 до 450 Гц). При произнесении звуков Р. частота осн. тона изменяется. Это изменение наз. интонацией. У каждого человека свой диапазон изменения осн. тона (обычно немного более октавы) и своя интонация. Последняя имеет большое значение для узнаваемости голоса. Им-

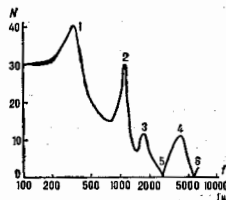
пульсы осн. тона имеют пилообразную форму, а поэтому при их периодич. повторении получается дискретный спектр с большим числом обертонов, или гармоник. При произнесении взрывных и щелевых звуков Р. поток воздуха проталкивается через узкие участки (щели) речевого тракта, поэтому образуются завихрения, создающие шумы с широкополосным сплошным спектром. Т. о., при произнесении Р. через речевой тракт проходит сигнал с тональным, или шумовым, или с тем и др. спектром.

Речевой тракт представляет собой сложную акустич. фильтр с рядом резонансных полостей, создаваемых артикуляц. органами Р., поэтому выходной сигнал, т. е. произносимая Р., имеет спектр с отгибающей сложной водообразной формы (рис.). Максимумы концентрации энергии в спектре звука Р. наз. формантами, а резкие провалы — антиформантами. В речевом тракте для каждого звука Р. есть свои резонансы и антирезонансы, поэтому спектральные отгибы этого звука имеют индивидуальную форму. Для большинства гласных звуков Р. характерно своё расположение формант и соотношение их уровней; для согласных важен также ход изменения формант во времени (формантные переходы).

Звонкие звуки Р., особенно гласные, имеют высокий уровень интенсивности, глухие — самый низкий. Поэтому при произнесении Р. громкость её непрерывно изменяется, особенно резко при произнесении взрывных звуков. Диапазон уровней Р. находится в пределах 35—45 дБ. Гласные звуки Р. имеют длительность в среднем ок. 0,15 с, согласные — ок. 0,08 с, звук «ш» — ок. 0,03 с.

Образование звуков Р. происходит в результате подачи команд в виде электрич. биосигналов мышцам артикуляц. органов Р. от речевого центра мозга. Этих сигналов не более 10, они изменяются медленно (в темпе смены звуков Р., т. е. от 5 до 20 звуков в секунду), и общий поток их составляет до 100 информ. единиц (бит/с), тогда как весь речевой сигнал имеет поток в 1000 раз больше. Объясняется это тем, что речевой сигнал представляет собой своего рода модуляров. широкополосную несущую (см. *Модуляция колебаний*). Вся информация заключается в спектральной модуляции (в изменении формы отгибающей спектра и уровней Р.), а в самом несущем колебании информация о смысле Р. содержится только в интонации.

Осн. назначение Р. — передача информации от человека к человеку как при их непосредств. общении, так и с помощью средств связи. Т. к. для передачи натуральной Р. требуется пропускная способность канала связи ок. 50 000—70 000 бит/с, то с целью её экономии и соответственно увеличения кол-ва возможных переговоров стремятся сжимать поток речевого сигнала на передающем конце канала с последующим его расширением на приёмном конце. Напр., ослабляя уровень громких звуков Р., уменьшают разность уровней между громкими и слабыми звуками (сжимают динамич. диапазон). Так же можно сжимать частотный диапазон речевого сигнала. Наконец, можно исключить из Р. участки сигнала, не несущие информации (ср. участки длит. звуков), т. е. компрессировать Р. во времени. На приёмном конце соответственно восстанавливают диапазоны и заполняют исключённые участки звуков. Если отделить модулирующий сигнал от несущей, то потребуется ещё меньшая пропускная способность канала связи для передачи Р. По-



добную задачу в системах связи решают т. н. в кодерах.

В совр. исследованиях по общению человека с машиной решаются две проблемы: автоматич. управление машинами и процессами с помощью Р. (устный ввод в ЭВМ, автоматич. пишущая машинка и т. п.) и синтез Р. по разл. кодовым сигналам (устный вывод из ЭВМ, говорящие машины для чтения текста слепым и т. п.).

Исследования механизмов слухового и фонетич. анализа Р. относятся к акустике, психоакустике и фонетике.

Лит.: Сапожков М. А., Речевой сигнал в кибернетике в связи, М., 1963; Файн Г. Г., Акустическая теория речеобразованья, пер. с англ., М., 1968; Файн Г. Г. и Гавин Д. Л., Анализ, синтез и восприятие речи, пер. с англ., М., 1968; Физиология речи. Восприятие речи человеком, Л., 1976. М. А. Спасская.

РЕШЕТКА ВИХРЕЙ АБРИКОСОВА — двумерная решётка квантовых вихрей в сверхпроводниках второго рода (СВР). Теоретически предложена А. А. Абрикосовым (1957) для объяснения магн. свойств СВР. Вихри, образующие Р. в А., характеризуются остовом с радиусом порядка длины когерентности ξ . В центре остова (на оси вихря) плотность сверхпроводящих электронов равна нулю. Вокруг остова на расстояниях порядка глубины проникновения магн. поля λ циркулирует сверхпроводящий ток, распределённый так, что создаваемый им магн. поток равен кванту магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*). Схематич. поведеие магн. поля и плотности сверхпроводящих электронов изолиров. вихря изображено на рис. 1. В интервале полей $H_{c1} < H < H_{c2}$ (см. *Критическое магнитное поле*) такие вихри в результате взаимодействия

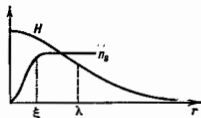


Рис. 1. Распределение плотности сверхпроводящих электронов n и магнитного поля изолированного вихря в зависимости от расстояния до оси вихря r .

друг с другом (отталкивания) образуют регулярную (в однородном материале) решётку. Минимум свободной энергии отвечает треугольной решётке, однако в нек-рых сверхпроводящих материалах, обладающих тетрагональной симметрией, можно наблюдать также квадратную решётку. Характерное расстояние между вихрями определяется приложенным магн. полем. По мере приближения H к H_{c2} остова вихрей сближаются, начинают перекрываться и сверхпроводимость подавляется, пока полностью не разрушится при $H = H_{c2}$. Р. в А. обладает жёсткостью, значения модулей упругости Р. в А. выражаются через параметры кривой намагничивания сверхпроводника. Причиной вихря. сопротивления Р. в А. может нарушаться за счёт дефектов структуры материала, приводящих к лининию вихревых нитей (см. *Критический ток*),

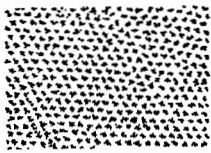


Рис. 2. Воспроизведение структуры решетки Абрикосова в сплаве $Pb - 6,3 \text{ ат. \% In}$, $H \approx 80 \text{ Э}$.

захвату магн. потока в образце и необратимости процесса намагничивания СВР. Р. в А. можно непосредственно наблюдать по рассеянию нейтронов, а также в электронном микроскопе с помощью техники декорирования ферромагн. порошком (рис. 2).

Лит.: Абрикосов А. А., О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 1442; Сап

Жам Д., Сарма Г., Томас В., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970. Н. В. Попков.

РЕШЕТКИ МЕТОД в квантовой теории поля (КТП) — метод проведения численных вычислений и анализа качественных свойств разл. моделей в осн. в теориях калибровочных полей, включая *квантовую хромодинамику* (КХД), основанный на аппроксимации непрерывного пространства-времени дискретной совокупностью точек — решёткой. Наиб. часто используется кубич. решётка, точки к-рой (наз. узлами) расположены в вершинах кубов, заполняющих пространство. Кратчайший промежуток между двумя соседними узлами наз. ребром, а длина ребра — шагом решётки.

Простейшим примером КТП на решётке является теория скалярного поля, для к-рой рассматриваются лишь его значения в узлах решётки, а входящие в у-ния движения производные аппроксимируются конечными разностями. Значения полей в узлах решётки являются динамич. переменными задачи. Поскольку во всех практич. приложениях рассматриваются решётки конечного размера, то КТП на решётке превращается в теорию с конечным числом степеней свободы, определяющимся числом узлов. Для удовлетворит. описания непрерывных конфигураций поля необходимо, чтобы шаг решётки был гораздо меньше характерного масштаба изменения полей (в случае гладких конфигураций этого всегда можно добиться, достаточно уменьшив шаг решётки). При решетчатой формулировке спинорового поля его значения также приписываются узлам решётки, в то время как значения *векторного поля* приписываются ребрам.

Для вычисления средних по квантовым флуктуациям полей используется либо гамилтонов метод, когда время остаётся непрерывным, либо евклидова формулировка (см. *Евклидова квантовая теория поля*), для к-рой решётка вводится и по четвёртой оси. Гамильтонов метод даёт возможность описывать пространственно-временную динамику разл. процессов, а евклидова формулировка очень удобна для расчётов стационарных (не зависящих от времени) величин, таких, как массы частиц или потенциалы их взаимодействия, и позволяет воспользоваться для нахождения средних представлением функционального интеграла в КТП (см. *Функциональный интеграл в КТП*).

Возникающие в Р. м. функциональные интегралы можно вычислять аналитически в т. в. области сильной связи, когда шаг решётки гораздо больше, чем характерный масштаб квантовых флуктуаций полей (равный 10^{-13} см для КХД), а не меньше его, как нужно для непрерывного предела. Переход к непрерывному пределу осуществляется путём уменьшения шага решётки. При этом типичные флуктуации становятся распределёнными сразу по многим узлам (для калибровочных полей — по многим ребрам) и возникает задача вычисления интегралов большой кратности, к-рая решается с помощью численного *Монте-Карло метода*.

Поскольку метод Монте-Карло применим лишь к интегралам конечной кратности, рассматривается решётка с конечным числом узлов по каждой из четырёх осей и накладываются, как правило, периодич. граничные условия (т. е. противоположные узлы отождествляются). Как свидетельствуют результаты численных расчётов, в КХД непрерывный предел для глюонных полей наступает довольно рано, когда шаг решётки составляет ок. 10^{-14} см. Это даёт возможность получать относительсн к непрерывному пределу результаты уже на решётке протяжённостью 8–10 узлов по каждой оси. Наиб. решётка, к-рая использовалась при численных вычислениях, составляла 32^4 узла, что с учётом спина и цвета глюона приводит к интегралу кратности более $3 \cdot 10^7$.

Решетчатая формулировка КХД была предложена в 1974 К. Г. Вильсоном (К. G. Wilson) в связи с проблемой конфайнмента (мезонетания) кварков (см. *Удёр-*

жание цвета). Каллибровочные теории на решётке об- суджались независимо также Ф. Вегнером (F. Wegner, 1974) и А. М. Подляком (1974). Гамилтонов метод для КХД на решётке разработан Дж. Когутом (J. Kogut) и Л. Саскиндом (L. Susskind) в 1975. Численное изучение свойств решетчатых калибровочных теорий было инициировано работой А. А. Мигдала (1975). Методика вычислений по методу Монте-Карло разработа- на Л. Джейкобсом (L. Jacobs), М. Кройцем (M. Creutz) и К. Ребба (C. Rebbi) в 1979. В основном расчёты методом Монте-Карло в КХД проводились в т. н. приближении валентных кварков, когда пренебрегают рождением из вакуума виртуальных кварк-антикварковых пар. Выполнены также расчёты, к-рые свидетельствуют о том, что учёт виртуальных кварк-антикварковых пар не меняет существенно большинство результатов, полученных в этом приближении.

В приближении валентных кварков было показано (М. Кройц, 1979), что конфайнмент кварков, имеющий место в области сильной связи, остаётся и при уменьшении шага решётки; проводились вычисления зависи- мости потенциала между тяжёлыми кварками от рас- стояния между ними, значения масштабного массового параметра КХД, спектр масс *глюонов* и *мезонов*, масс разл. мезонов и бариев и нек-рых констант, описы- вающих их распады. Особое место занимают вычисле- ния в КХД при конечной темп-ре, где были рассчитаны значение темп-ры (ок. $2.5 \cdot 10^{12}$ К), при к-рой конфайн- мент исчезает и происходит фазовый переход от дрво- лов к *кварк-глюонной плазме*; температура зависи- мости плотности энергии системы и её кол-во, погло- щаемое при фазовом переходе, а также значение темп-ры, при к-рой разрушается кварковый конденсат.

Хотя вычисления в КХД методом Монте-Карло значе- ния физ. величин и находятся в согласии с опытом (когда тако сравнение можно провести), неопределе- нность расчётов пока довольно велика, напр. для масс дрвонов она превышает 100 МэВ/c. Ведутся работы, направленные на то, чтобы уменьшить эту неопреде- ленность за счёт уменьшения статистич. погрешности, увеличения размера решётки и учёта вклада виртуаль- ных кварков. В частности, создаются процессоры, спе- циально предназначенные для выполнения численных расчётов в КХД.

Лит.: W i l s o n K. G., Confinement of quarks, «Phys. Rev.», 1974, v. D10, p. 2445; C r e u t z M., J a c o b s L., R e b b i C., Monte-Carlo computations in lattice gauge theories, «Phys. Repts», 1983, v. 95, p. 201; K o g u t J., The lattice gauge theory approach to quantum chromodynamics, «Rev. Mod. Phys.», 1983, v. 55, p. 775; M a k e s и К о Ю. М., Метод Монте-Карло в каллибровочных теориях на решётке, «УФН», 1984, т. 143, в. 2, с. 161; К р о й ц М., Кварки, глюоны и решетки, пр. в англ., М., 1987.

РЕШЕТОЧНАЯ ТЕПЛОЕМОСТЬ — теплоёмкость твёрдого тела, обусловленная атомной подсистемой, в частности кристаллич. решёткой. Р. т. является частью теплоёмкости твёрдого тела. Термин «Р. т.» может относиться не только к идеальным кристаллам, но и к кристаллам с дефектами решётки или примесями, к некристаллич. твёрдым телам (аморфным веществам, стеклам).

Различие между Р. т. при пост. давлении (C_p) и при пост. объёме (C_v) мало: $C_p - C_v \ll C_v$. При $T = 0$ К это является следствием теоремы Нернста (см. *Третье начало термодинамики*), а при произвольных T обусловлено малостью тепловой энергии (kT) относительно энергии связи атомов в твёрдом теле. Величина и тем- пературная зависимость Р. т. C определяются энерге- тич. спектром (ϵ_j) колебаний атомной подсистемы (см. *Колебания кристаллической решётки*):

$$C = \frac{dQ}{dT} = T \frac{\partial S}{\partial T}, \quad S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, \\ F = -kT \ln \sum \exp(-\epsilon_j/kT). \quad (1)$$

Здесь S — энтропия, F — Гельмгольцева энергия. Вели- чина $\partial S/\partial T$ вычисляется при пост. давлении либо при пост. объёме, в зависимости от того, какая из величин C_p или C_v подлежит определению.

Спектр колебаний атомной подсистемы зависит от её хим. состава и структуры и для реальных твёрдых тел сложен. Теория Р. т. основана на упрощающих пред- положениях о виде колебат. спектра. При высоких T , когда возбуждены все $3N$ степеней свободы твёрдого тела, содержащего N атомов, на теоремы о равнорас- пределении энергии следует, что на каждую колебат. степень свободы приходится энергия kT , и потому $C = 3Nk$. Этот результат соответствует эксперим. данным для простых кристаллич. решёток (элементы и простые соединения, см. *Дюлонга и Пти закон*). Для сложных соединений предельное значение $C = 3Nk$ с повышением T обычно не достигается, т. к. раньше происходит их плавление или разложение.

При понижении темп-ры Р. т. убывает, благодаря «вымораживанию» колебаний с энергиями $\epsilon_j \gg kT$. Простейшей моделью, описывающей этот процесс, яв- ляется модель Эйнштейна, в к-рой всем степеням сво- боды твёрдого тела сопоставляются одомодовые гар- монич. осцилляторы с частотой ω . В этом случае

$$C = 3Nk \left(\frac{\theta_a}{2T} \right)^3 \left(\text{sh} \frac{\theta_a}{2T} \right)^{-3}. \quad (2)$$

Величину $\theta_a = \hbar \omega_a/k$ называют Эйнштейн-ской темп- ратурой.

В области низких T играют роль лишь колебания с малыми энергиями $\epsilon_j \sim kT$, т. е. с малыми частотами $\omega_j = \epsilon_j/\hbar \sim kT/\hbar$. Это звуковые колебания, длина волны к-рых заметно превышает постоянную решётки a при условии $T \ll \hbar u/a$, где u — скорость звука. Число длинноволновых звуковых колебаний в интер- вале частот $d\omega$ в объёме V трёхмерного кристалла равно

$$g(\omega) V d\omega = - \frac{3\omega^2}{2\pi^2} V d\omega, \quad (3)$$

где $\bar{\omega}$ — среднее по различным кристаллографич. на- правлениям, g — плотность распределения колебаний по частотам. С учётом (3) из (1) следует:

$$C = \frac{2\pi^2}{5(4\pi)^3} k^3 T^3 V. \quad (4)$$

Р. т., пропорциональная T^3 , наблюдается при низких темп-рах для многих твёрдых тел (см. *Дебай закон теплоёмкости*). Этот закон фактически начинает вы- полняться при $T \ll 10$ К для простых решёток и при значительно меньших T для тел со сложной решёткой.

Интерполяция между пределами низких и высоких темп-р в кристаллах даёт *Дебай теорию* твёрдого тела. Она основана на предположении, что частоты рас- пределены по закону (3) на всем протяжении спектра, к-рый образуется при нек-рой максимальной дебаевской частоте $\omega_D = u(6\pi^2 N/V)^{1/3}$. При этом соотношение (1) даёт:

$$C = 3Nk \left[D \left(\frac{\theta_D}{T} \right) - \frac{\theta_D}{T} D' \left(\frac{\theta_D}{T} \right) \right], \quad (5)$$

где $\theta_D = \hbar \omega_D/k$ — *Дебай температура*, $D(x) = 3x^{-3} \int_0^x (e^t - 1)^{-1} dt =$ — ф-ция Дебая (рис. 1). Критерием применимо- сти этой теории для Р. т. является соотноше- ние T и $\theta_D/4$. Р. т. можно считать постоянной при $T \gg \theta_D/4$ и про- порциональной T^3 при $T \ll \theta_D/4$. Ф-ла (5) пере- даёт ход $C(T)$ лишь для простых решёток; к те- лам с более сложной

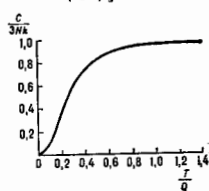


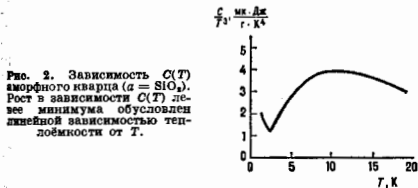
Рис. 1. Зависимость решетоной теплоёмкости от температуры в модели Дебая.

структурой она неприменима, т. к. их спектр колебаний сложен.

В кристаллах «слоистости» или «цепочечности» типа (квазиодномерные соединения и квазидвумерные соединения) спектр звуковых колебаний характеризуется не одной, а несколькими, различными по порядку величины. Закон T^3 для P . т. имеет при этом место лишь при T , малых по сравнению с наименьшей из дебаевских темп-р, в промежуточных же областях T возникают др. законы. Если обозначить через η отношение энергии связи между слоями к энергии связи между атомами в слоях, то закон T^3 для P . т. будет иметь место лишь при $T \ll \eta \theta_D^M$, где θ_D^M — наибольшая из θ_D . В области $\eta \theta_D^M \ll T \ll \eta \theta_D^L$ имеют место зависимости: $C \propto T^2$ для слоистых и $C \propto T^{1/2}$ для цепочечных кристаллов. При $\eta \theta_D^L \ll T \ll \theta_D^M$ имеют место зависимости $C \propto T$ и $C \propto T^{1/2}$.

Влияние дефектов. Величина и температурная зависимость P . т. кристаллов зависит от наличия дефектов и примесей. К увеличению низкотемпературной P . т. при $T \sim \omega_p/h$ могут привести резонансные квазилокальные колебания с частотами $\omega_p \ll \omega_D$, к-рые возникают благодаря введению тяжелых примесей или дефектов. Локальные ВЧ-колебания ($\omega_p > \omega_D$) слабо влияют на P . т. Заметный вклад в низкотемпературную P . т. могут давать также т. н. ориент. дефекты (дислокационные центры) и нецентральные ионы.

Решеточная теплоемкость некристаллических веществ (аморфных или стеклообразных твердых тел, полимеров, ионных суперпроводников) при низких T кардинально отличается от P . т. кристаллов. При $T < 1$ К P . т. этих веществ существенно превышает P . т. кристаллов и зависит от T приблизительно линейно. При $T \sim 10$ К в зависимости $C(T)$ появляется максимум, свидетельствующий об избыточности (по сравнению с дебаевской) теплоемкости (рис. 2). Такое поведение и ве-



личина P . т. слабо зависит от хим. состава и типа проводимости некристаллич. веществ, являясь в этом смысле универсальными. Так, зависимость $C \propto T$ наблюдается не только в диэлектрических и полупроводниковых *стеклах*, но и в *металлических стеклах*. В последнем случае она экспериментально отделяется от *электронной теплоемкости* по наблюдению и сверхпроводящем состоянии, когда электронная теплоемкость пренебрежимо мала.

Линейная зависимость от темп-ры $C \propto T$ объясняется моделью двухуровневых систем, отвечающих туннельным состояниям атомов в двухъямных потенциалах, существование к-рых связано с неупорядоченностью системы (см. *Неупорядоченные системы*). Постулируется равномерное распределение энергий с плотностью $g(\mathcal{E}) = \text{const}$. Это приводит к соотношению

$$C = \int_0^{\mathcal{E}_{\text{макс}}} d\mathcal{E} g(\mathcal{E}) V \left(\frac{\mathcal{E}}{2kT} \right)^2 \left(\text{ch} \frac{\mathcal{E}}{2kT} \right)^{-2} \approx \frac{\pi}{6} k g V T. \quad (6)$$

Предполагается, что верхняя граница спектра $\mathcal{E}_{\text{макс}} \gg kT$. Тепловое возбуждение двухуровневых систем происходит за время релаксации, величина к-рого

экспоненциально зависит от параметров барьера в двухъямном потенциале. Разброс значений этих параметров в некристаллич. веществе приводит к появлению экзотично широкого спектра времен релаксации. В результате возникает логарифмически слабая зависимость измеряемой P . т. от времени эксперимента.

Лит.: Ланг и дау Л. Д., Ли флизи Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1978; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Amorphous solids. Low-temperature properties, ed. by W. A. Phillips, В. — in. o. l. 1981.

РИГИ — ЛЕДУКА ЭФФЕКТ — заключается во влиянии магн. поля на теплопроводность электронных полупроводников. Открыт практически одновременно в 1887 А. Риги (A. Righi) и С. Ледюком (S. Leduc). Обусловлен, как все *гальваномагнитные явления* и *термогальваномагнитные явления*, искривлением траектории носителей заряда в магн. поле. Для наблюдения P . — Л. в. используют след. геометрию: проводник, в к-ром вдоль осей есть градиент темп-ры $\partial T/\partial x$ и поток тепла $\mathbf{W} = (W, 0, 0)$, помещают в магн. поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, перпендикулярное \mathbf{W} ; вдоль осей y (перпендикулярно \mathbf{W} и \mathbf{H}) появляется градиент темп-ры

$$\frac{\partial T}{\partial y} = A_{RL} H \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Коэф. Риги — Ледюка A_{RL} дается ф-лой (по порядку величин)

$$A_{RL} = \sigma \tau / m c.$$

Здесь τ — время свободного пробега носителя заряда (время релаксации импульса), m — их афф. масса. Для электронов $A_{RL} < 0$, для дырок $A_{RL} > 0$. Существует приближенное соотношение между A_{RL} константой Холла R (см. *Холла эффект*) и уд. проводимостью σ :

$$A_{RL} = \sigma R.$$

Лит.: см. при ст. *Термогальваномагнитные явления*. **РИДБЕРГ** (Ry) — внесистемная единица энергии, применяемая в атомной физике и оптике. Названа в честь Й. Ридберга (J. R. Rydberg). $1 \text{ Р.} = 13,60 \text{ эВ}$, т. е. энергии связи электрона в атоме водорода в основном состоянии (см. *Атом*). $1 \text{ Р.} = 2,1798 \cdot 10^{-18} \text{ эрг} = 1/137$ единицы энергии в *Хартри системе единиц*. **РИДБЕРГА ПОСТОЯННАЯ**, R_∞ — *фундаментальная физическая константа*, входящая в выражения для расчета уровней энергии и частот излучения атом. Введена Й. Ридбергом (J. R. Rydberg) в 1890. Если принять, что масса атомного ядра бесконечно велика по сравнению с массой электрона (ядро неподвижно), то, согласно квантомеханич. расч.у, $R_\infty = 2\pi^2 m e^4 / c h^3 = 10973731,534(13) \text{ м}^{-1}$ (1986), где e и m — заряд и масса электрона, $R_\infty h c = 13,8065884(10) \text{ эВ}$. При учете движения ядра масса электрона замещается на приведенную массу электрона и ядра; в этом случае $R_1 = R_\infty / (1 + m/M_1)$, где M_1 — масса ядра. **РИДБЕРГОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ** — состояния атомов, ионов и молекул с большими значениями главного квантового числа l (высокособужденные состояния). Названы в честь Й. Ридберга (J. R. Rydberg), впервые экспериментально исследовавшего атомные спектры волизи границы ионизации [1].

P . с. атомов и ионов характеризуются чрезвычайно малыми (по атомным масштабам) волнам, потенциалами, большими временами жизни (т. к. вероятность излучат. квантовых переходов с них мала) и большими радиусами орбит высокособужденного (ридберговского) электрона. P . с. подобны состояниям атома водорода. Переходы между соседними P . с. лежат в радиодиапазоне. Большое значение l позволяет применять для описания P . с. квазиклассич. приближение и использовать для них понятия классич. механики. Большие размеры орбит и малые энергии связи ридберговского электрона обуславливают высокую чувствительность P . с. к воздействию электрич. и магн. полей и большие

эф. сечения взаимодействия атомов в Р. с. с заряженными частицами.

В табл. 1 приведены значения осн. характеристик атомов и атомных ионов, находящихся в Р. с.

Табл. 1.

Физическая величина	Физическая зависимость	Численное значение для $n=100$; $Z=1$
Энергия связи ридберговского электрона:	$Z^2 R_{\infty} / n^2$	$1,36 \cdot 10^{-4}$ эВ
Характерный радиус ридберговской орбиты ¹	$n^2 a_0 / Z$	$0,53 \cdot 10^{-4}$ см
Геометрическое сечение	$\pi a_0^2 n^2 / Z^2$	$0,88 \cdot 10^{-4}$ см ²
Частота переходов между соседними ридберговскими состояниями	$2 R_{\infty} Z^2 / n^3$	$4,13 \cdot 10^7$ с ⁻¹
Радиационное время жизни ридберговского состояния ²	$n^3 (31n - 0,25) / Z^2 A_0$	17 с
Напряженность атомного электрического поля, действующего на ридберговский электрон ³	$E_0 Z^2 / n^4$	$51,4$ В·см ⁻¹
Напряженность электрического поля, соответствующая порогу ионизации атома на ридберговского состояния	$E_0 Z^2 / 16 n^4$	$3,2$ В·см ⁻¹

¹ $R_{\infty} = 1/16 \cdot m e^4 / h^2 \approx 13,6$ эВ — Ридберга постоянная (m, e — масса и заряд электрона), Z — спектральный символ, $a_0 = m^2 c^3 / 4 \pi^2 e^2 \approx 0,53 \cdot 10^{-4}$ см — Бора радиус. ² $A_0 = 16 \pi^2 R_{\infty} / 3 \sqrt{3} \approx 8 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $\tau_0 = 1/A_0 \approx 1,25 \cdot 10^{-11}$ с — атомная единица времени (τ_0 — скорость электрона в атоме водорода). ³ $E_0 = e / a_0 = 5,14 \cdot 10^7$ в. CGSE = $5,14 \cdot 10^7$ В·см⁻¹ — атомная единица напряженности электр. поля.

Систематич. изучение Р. с. стало возможным с нач. 1970-х гг. благодаря успехам лазерной спектроскопии, позволяющей исследовать в лаб. условиях Р. с. с $l \sim 300$, а также радиоастрономии, т. к. в межзвездных облаках были обнаружены линии поглощения между Р. с. с $n \geq 700$.

Волновые функции и энергия ридберговских состояний атомов. Волновые функции Р. с. с хорошей точностью могут быть представлены как произведение волновых ф-ций ридберговского электрона и оставшейся атомной системы — атомного остатка. Свойства атома в Р. с. в основном определяются волновой ф-цией высоковозбужденного электрона, к-рая является совств. ф-цией гамильтошиана:

$$H_0 = p^2 / 2m + U(r), \quad (1)$$

где $p = i\hbar \nabla$ — оператор импульса, $U(r)$ — потенциальная энергия взаимодействия ридберговского электрона с атомным остатком. При расстояниях r электрона от атомного ядра, много больших размеров атомного остатка, $U(r)$ переходит в кулоновский потенциал: $U(r) = Z e^2 / r$.

Энергии Р. с. изолиров. атома, отсчитанные от границы ионизации, определяются ф-лой Ридберга:

$$\epsilon_{nl} = \frac{R_{\infty} (1 - m/M)}{(n - \delta_l)^2}, \quad (2)$$

где M — масса атомного остатка, δ_l — квантовый дефект, слабо зависящий от n и для орбитального квантового числа $l > 2$ очень быстро уменьшающийся с ростом l . Величины δ_l для S-, P- и D-состояний атомов щелочных металлов приведены в табл. 2.

Вероятности излучат. квантовых переходов атома на Р. с. быстро падают с ростом n и l . Для изолиров. атома в Р. с. с данными n и l в первом жизни $\sim n^2 P$. Если распределение атомов по l термодинамически равновесное $\sim (2l + 1)$, то вероятность $A_{n, n-1}$ излучат. перехо-

Табл. 2.

Серия ридберговского состояния	Li	Na	K	Rb	Cs
$nS_{1/2}$	0,4	1,348	2,18	3,131	4,040
$nP_{1/2}$	0,047	0,855	1,714	2,655	3,592
$nP_{3/2}$	0,047	0,855	1,711	2,641	3,559
$nD_{3/2}$	0,0021	0,0155	0,277	1,347	2,475
$nD_{5/2}$	0,0021	0,0155	0,277	1,347	2,466

дов между Р. с. с n и n' определяется ф-лой Крамерса (с ошибкой не более 20%):

$$A_{n \rightarrow n'} = \frac{2A_0}{n^2} Z^4 \frac{(e^2)^{2n}}{e - e'}; \quad e = \frac{\epsilon_n}{Z^2 R_{\infty}}; \quad e' = \frac{\epsilon_{n'}}{Z^2 R_{\infty}}, \quad (3)$$

где $\epsilon_n, \epsilon_{n'}$ — энергии уровней, отсчитанные от границы ионизации. Ср. вероятность перехода с данного уровня на все др. уровни энергии есть величина, обратная ср. времени жизни системы на данном уровне.

Ридберговские состояния в электрическом поле принципиально нестационарны — происходит ионизация атома полем. Однако для слабых полей вероятность автоионизации (ионизации полем) экспоненциально мала и Р. с. можно считать квази стационарными. В электр. поле высоковозбужденные уровни энергии испытывают спарковское расщепление и сдвиг (см. Штарк эффект), их волновые ф-ции являются совств. ф-циями гамильтошиана:

$$H = H_0 + eEr, \quad (4)$$

где H_0 — гамильтошиан (1) атома в отсутствие поля. Если потенциальная энергия $U(r)$ имеет кулоновскую природу (т. е. H_0 — гамильтошиан водородоподобного иона), то ур-ние Шредингера, соответствующее гамильтошиану (4), разделяется в параболич. координатах. Проекция магн. момента на направление поля по-прежнему является интегралом движения. С точностью до второго порядка теории возмущений энергии стационарных состояний, отсчитанная от границы ионизации, дается выражением

$$\epsilon = \left\{ \frac{1}{n^2} - 3n(n_1 - n_2) \frac{F}{F_0} + \frac{1}{8} n^4 [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19] \right\} R_{\infty} \quad (5)$$

(n_1, n_2 — параболич. квантовые числа, удовлетворяющие условию: $n_1 + n_2 + 1 = n - m$, m — магн. квант.)

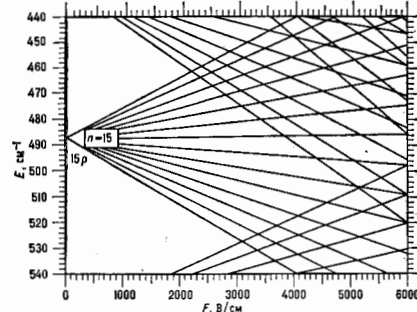


Рис. 1. Схема уровней энергии атома Li в электрическом поле для $n \sim 15$ ($|m| = 1$).

товое число). Выражение k -го порядка теории возмущений приведено в [2]. Ф-ла (5) справедлива и для Р. с. в неводородоподобных атомах, если масштаб штарковского расщепления, определяемый вторым слагаемым, превышает разность энергий между состояниями с разными $l \sim 2d_1 R_{\infty} / n^2$. На рис. 1 в качестве примера приведена схема уровней Li в электрич. поле.

Вероятность ионизации атома в Р. с. определается асимптотич. ф-лой [2]:

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{4E_0}{En^2} \right)^{2n_1+m+1} \times \exp \left[3(n_1-n_2) - \frac{2E_0}{3En^2} \right] \frac{1}{n^2 n_1 (n_1+m)}. \quad (6)$$

Вероятность ионизации атома в Р. с. резко возрастает, когда напряженность электрич. поля E приближается к значению $E_{кр} = E_0/16n^2$, при к-ром возможна автоионизация в рамках классич. механики.

Ридберговские состояния в магнитном поле. В отличие от обычных слабовозбужденных состояний, для к-рых осн. роль играет парамагн. взаимодействие атома с магн. полем (см. *Земана эффект*, *Папена — Вака эффект*), для атомов в Р. с. важную роль играет диамагн. взаимодействие, очень быстро растущее с увеличением l . Р. с. в магн. поле описывается гамилтонианом:

$$H = H_0 + \mu_B (L + 2S)B + \frac{1}{2} (\mu_B B)^2 \sin^2 \theta, \quad (7)$$

где L и S — полный момент и спин атома соответственно, B — магн. индукция, $\mu_B = eh/2mc$ — магнетон Бора, θ — угол между радиус-вектором ридберговского электрона и вектором напряженности магн. поля. Второе слагаемое описывает парамагнитное, третье — диамагнитное взаимодействие. Для Р. с. диамагн. взаимодействие растёт $\propto n^4$ и для высоких l становится определяющим. В слабых полях осн. роль играет второе слагаемое, к-рое даёт расщепление по m -компонентам с характерной величиной $\mu_B B$, качественно такое же, как и для слабо возбужденных состояний. С ростом напряженности поля увеличивается вклад диамагн. взаимодействия, к-рое связывает состояния с одинаковыми m_l и $\Delta l = 0, \pm 2$. [Для состояний $4p$ ($m = 1$) в атоме водорода диамагн. и парамагн. взаимодействия выравниваются при $B = 2 \cdot 10^7$ Гс. Каждый уровень с квантовыми числами l и m расщепляется на $l - |m|$ компонент. С дальнейшим увеличением напряженности поля начинают перемещаться уровни с разными l и спектр водорода в магн. поле (рис. 2) становится похожим на спектр атома в элек-

трич. поле. В случае предельно сильных полей осн. роль играет взаимодействие с магн. полем и Р. с. являются состояниями Ландау (см. *Ландау уровни*). Кулоновское взаимодействие при этом можно рассматривать как возмущение.

Взаимодействие атомов в ридберговском состоянии с заряженными частицами. Эфф. сечения σ квантовых переходов в атомах, находящихся в Р. с. при столкновениях с заряженными частицами (электронами, ионами), растут как геом. сечение $\sim n^2$. Для переходов с малыми $\Delta l = |l' - l|$ осн. роль играет дальнедействующее дипольное взаимодействие, к-рое приводит к $\sigma \sim \ln^2 n^2 / (\Delta n)^4$, а при больших энергиях внеш. частицы σ зависимость от энергии даётся множителем $(\ln n)^2 / \sigma$ (квантовый логарифм). С ростом Δl всё большую роль начинает играть короткодействующее взаимодействие, позволяющее пренебречь полем атомного остатка в процессе столкновения, а само столкновение рассматривать в рамках классич. механики. Этот подход, называемый классич. бинарным приближением, позволяет получить $\sigma \propto \ln^2 n^2 / (\Delta n)^2$; при больших энергиях $\sigma \propto 1/\epsilon$. В приближении Бора сечение перехода $l \rightarrow n'$ при столкновении с электронами определяется ф-лой (3):

$$\sigma_{n \rightarrow n'} = \frac{\pi a_0^2}{Z n^2} \left(\frac{\pi n'}{\Delta n} \right) \left(\frac{Z^2 R_{\infty}}{\epsilon} \right)^2. \quad (8)$$

Ф-ция \mathcal{F} для $\lambda = 100$ приводится в табл. 3.

Табл. 3.

Δn	$\sqrt{\sigma/\sigma^0}$	1,6	3,2	20	100
1	0,9	1,4	2,75	3,8	
2	0,9	1,3	2,05	2,6	
3	0,9	1,2	1,64	2,0	

Переходы между Р. с. при столкновениях с электронами являются осн. причиной дополнительного (по мимо доплеровского) неупругого уширения *рекомбинационных радиолний*, наблюдаемых от ряда астрофиз. объектов (планетарных туманностей, межзвёздной среды, зон НII и т. д.).

В столкновении, переходах между Р. с. с одинаковым l осн. роль, как правило, играют ионы. Наиб. велики сечения для переходов между соседними уровнями ($l \rightarrow l \pm 1$), обусловленные дипольным взаимодействием. Они на порядок и более превосходят геом. сечение $(\pi a_0 n^2)$.

Взаимодействие атомов в ридберговском состоянии с нейтральными атомами. Если l достаточно велико, то сечение процесса взаимодействия атомов в Р. с. с нейтральными атомами выражается через амплитуду рассеяния свободного электрона на нейтральном атоме и амплитуду рассеяния атома на положительном заряженном атомном остатке. Напр., в результате взаимодействия с нейтральными атомами Р. с. испытывают уширение γ и сдвиг Δ , пропорциональные концентрации возмущающих частиц N :

$$\gamma = K_\gamma N, \quad \Delta = K_\Delta N;$$

коэф. K_γ , K_Δ выражаются через амплитуду упругого рассеяния электрона на атоме и параметры взаимодействия нейтрального атома с атомным остатком [3] и для достаточно больших l стремятся к константам; в промежуточной области их поведение может быть весьма сложным и зависит от конкретного вида возмущающих частиц. Для атомов Cs в Р. с. возмущающих, напр., атомами Ar, асимптотич. значения $K_\gamma = 5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \cdot \text{см}^3$, $K_\Delta = 30 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-1} \cdot \text{см}^3$; если возмущающими атомами являются атомы Cs, то K_Δ

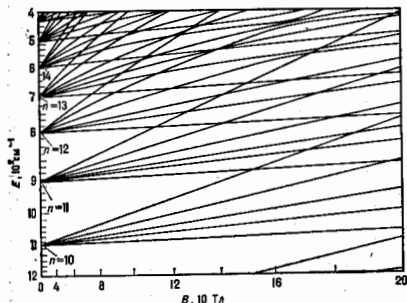


Рис. 2. Схема уровней энергии атома H в ридберговских состояниях в магнитном поле ($m = 1$, чётные состояния).

увеличивается в 20 раз, а K_2 — на 2 порядка. Асимптотич. значеиый коэф. K_1 и K_2 достигают при взаимодействии с атомами инертных газов при $n \approx 20$, а при взаимодействии с атомами щелочных металлов при $n \approx 50$. Поведение сечений др. процессов взаимодействия атомов в Р. с. с нейтральными атомами (перемешивание состояний по l , дезориентация и др.) качественно аналогично поведению сечений ищирения.

Лабораторные эксперименты. Р. с. в лаб. условиях создаются чаще всего возбуждением атома из осн. состояния одним или неск. световыми пучками большой интенсивности (до крайней мере на первом этапе возбуждения —лакачке). Для накачки обычно используются N_2 -лазер или вторая (третья) гармоника лазера на неодимовом стекле. Чтобы получать Р. с. с заданными квантовыми числами n, l, m , на втором этапе атомную систему возбуждают излучением мощных перестраиваемых лазеров на красителях.

Для регистрации Р. с. наиб. распространение получили флуоресцентный метод и метод ионизации электрич. полем. Флуоресцентный метод основан на анализе каскадного испускания света при переходах атома из Р. с. Этот метод обладает селективностью, однако интенсивность регистрируемого излучения в видимой области в этом случае мала. Флуоресцентный метод используют, как правило, для исследования Р. с. с $n \leq 20$.

В методе ионизации электрич. полем регистрируются электроны, освобождающиеся в результате ионизации атома в Р. с. при воздействии на него электрич. поля. В этом случае селективность обеспечивается чрезвычайно резкой зависимостью вероятности ионизации от квантовых чисел n и l . Чаще всего этот метод используется в режиме с временным разрешением: после импульсного возбуждения Р. с. подается пилообразный импульс электрич. поля. Каждое Р. с. в разноричном по времени иониз. сигнале даёт тип через строго определённое время от момента включения поля. Метод отличается простотой, высокой чувствительностью и в отличие от флуоресцентного метода особенно эффективен при исследовании Р. с. с большими n , когда для ионизации не требуется высоких напряжений электрич. поля.

Спектры атомов и ионов в Р. с. исследуются разл. методами. С помощью обычных многомоновных лазеров достигается спектральное разрешение порядка доплеровской ширины уровня, что позволяет исследовать Р. с. с $n \leq 50$. Если требуется более высокое разрешение, то используют метод скрещенных атомно-лазерных пучков, дающий разрешение в несколько МГц, или методы нелинейной лазерной спектроскопии. Напр., методом двухфотонной спектроскопии был получен спектр с разрешением порядка КГц. В тех случаях, когда интерес представляют интервалы между соседними Р. с., более удобны методы радиоспектроскопии, квантовых биеий и пересечения уровней (см. Интерференция состояний) [2]. Вместо настройки частоты излучения на частоту перехода между Р. с., на заданную внеш. полем частоту можно настраивать сами Р. с. В этом случае Р. с. позволяют улавливать слабый микроволновый сигнал. Этим методом получена чувствительность $\sim 10^{-17}$ Вт·Гц $^{-1/2}$ в миллиметровом диапазоне; есть основания ожидать повышение чувствительности ещё на 2 порядка.

Особый интерес представляют эксперименты с атомами в Р. с. в резонаторах. Для $n \sim 30$ переходы между Р. с. лежат в миллиметровом диапазоне, для к-рого существуют резонаторы с очень высокой добротностью. То же время влияние электрич. поля на атомы в Р. с. более значительно, чем, напр., для молекулярных вращат. уровней энергии, поэтому с помощью Р. с. впервые удалось продемонстрировать ряд эффектов квантовой электродинамики, предсказанных в 50—60-е гг.: подавление спонтанного радиац. перехода в резонаторе, нутацию Раби — взаимодействие с полем

одного фотона в резонаторе, кооперативные эффекты Дикке для неск. атомов (см. Сверхизлучение) и др. [4]. Астрофизические приложения ридберговских состояний. Первые наблюдения излучат. переходов между Р. с. от астрофиз. объектов (линии 90а и 104а) были выполнены в СССР [5]. Радиолинии излучения, соответствующие переходам между Р. с., наблюдаются вилоте до $l \sim 300$ от галактич. зон Н II, планетарных туманностей, центральных областей пашей Галактики и векрых др. галактик. Обнаружены также линии He I, He II, C II. Осн. механизм образования Р. с. в астрофиз. объектах является фоторекомбинация, поэтому радиолинии излучения наз. также рекомбинац. радиолиниями. Радиолинии между Р. с. играют важную роль в диагностике астрофиз. объектов. Для $n < 100$ ширина таких линий обусловлена эффектом Доплера и позволяет судить о ионной темп-ре носийт. плазмы. Для более высоких n в ширине космич. вклад стелкновения с электронами, и т. о. по ширине радиолиний можно оценить также плотность электронов. Отношение интенсивностей радиолиний и континуума даёт электронную темп-ру.

В межзвёздных облаках обнаружены радиолинии поглощения, принадлежащие иону С II и соответствующие переходам между Р. с. с $n > 700$.

Лит.: 1) Rydberg J. R., «Z. Phys. Chem.», 1890, Bd 5, S. 227; 2) Ридберговские состояния атомов и молекул, пер. с англ., М., 1985; 3) Вайнштейн Л. А., Соболев А. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и ищирение спектральных линий, М., 1979; 4) Hargreaves S., Raymond J. M., «Adv. in Atom. and Molec. Phys.», 1985, v. 20, p. 347; 5) Сорочанко Р. Л., Рекомбинационные радиолинии, в кн.: Физика космоса, 2 изд., М., 1986. И. И. Вейцман, Ридберговские состояния молекул. Высоковозбуждённые электронные состояния М., так же как и атомные, подобны серии состояний атома водорода. Ридберговские орбитали молекул обозначаются главными n и орбитальными l квантовыми числами и типом симметрии группы симметрии молекулы (напр., $1s_{g1}$, $1p_{g1}$). Энергия Р. с. (отсчитываемая от границы ионизации молекулы) определяется ф-лой Ридберга (2). Для молекулы, состоящей из атомов первого периода, величина квантового дефекта b для nd -орбитали очень мала ($\approx 0,1$), для np -орбитали несколько выше (0,3—0,5), а для ns -орбитали значительно больше (0,9—1,2). Стабильность Р. с. молекул зависит от стабильности осн. состояния или низлежащего возбуждённого состояния молекулярного иона, получающегося при удалении ридберговского электрона, т. е. ридберговская орбиталь, вообще говоря, является несвязывающей. Стабильность иона зависит от того, удаляется ли электрон со связывающей, разрыхляющей или несвязывающей молекулярной орбитали осн. состояния нейтральной молекулы. Напр., для H_2O из занятых молекулярных орбиталей в осн. состоянии самой верхней является несвязывающая молекулярная орбиталь $1b_1$. Поэтому осн. состояние иона H_2O^+ , получающегося при удалении электрона с этой орбитали, столь же стабильно, как и осн. состояние молекулы H_2O : практически все Р. с. молекулы H_2O , сходящиеся к осн. состоянию иона H_2O^+ , стабильны.

Если электрон переходит с низлежащей на более высокую молекулярную орбиталь с тем же n , то получается состояние наз. с убр д р и д б е р г о в с к и м. Т. к. l не является вполне определённым квантовым числом для низких молекулярных орбиталей, субридберговские состояния мало отличаются от Р. с. молекул, хотя субридберговские орбитали могут быть и связывающими.

Р. с. молекул отличаются от Р. с. атомов гл. обр. благодаря колебаниям, вращениям и возможности диссоциации ионного остова молекулы. Если ионный остов находится в возбуждённом колебат. состоянии, то ридберговский электрон при проникновении в ионный остов (что происходит довольно редко, с вероятностью $\sim l^{-2}$) может испытать неупругое столкновение с остовом, приобрести достаточную кинетич. энергию за счёт

колебат. энергии остова и привести к ионизации молекулы, наз. колебательной автоионизацией. Процесс автоионизации возможен также за счёт вращения. Высоковозбуждённые Р. с. молекул обычно лежат так близко, что энергетич. интервал между ними бывает такого же порядка или даже меньше, чем квант колебат. или вращат. энергии молекулы. Поэтому часто разделение электронного и ядерного движений, принятое в приближении Борна — Опенгеймера, для молекул в Р. с. становится непригодным.

Лит.: Герцберг Г., Электронные спектры и строение многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1969; Ридбергские состояния атомов и молекул, под ред. Р. Стеббинга, Ф. Даньянга, пер. с англ., М., 1985.

РИМАНА ВОЛНЫ — нелинейные волны в гиперболич. системах вида

$$(v_i)_t + \sum_{j=1}^n a_{ij}(v_k)(v_j)_x + b_i(v_k) = 0, \quad (1)$$

где v_i — набор n вещественных переменных; коэффициенты a_{ij} и b_i могут не только зависеть от переменных v_k , но также явно зависеть от x и t . Система (1) является гиперболической, если ур-ние для характеристик скоростей, $\det(a_{ij} - c\delta_{ij}) = 0$, имеет n веществ. корней $C^{(i)}$, $i = 1, \dots, n$. Каждой характеристич. скорости соответствует характеристика на плоскости (x, t) , ур-ние к-рой $dx/dt = C^{(i)}$. Вдоль каждой характеристич. волны поля эволюционируют согласно ур-ниям

$$\sum_{i=1}^n I_i^{(v)}(v_k) \frac{dv_i}{dt} + \sum_{i=1}^n I_i^{(v)}(v_k) b_i(v_k) = 0, \quad (2)$$

где $I_i^{(v)}(v_k)$ — собств. векторы матрицы a_{ij} , соответствующие её собств. значениям $\lambda^{(i)}$.

В том случае, когда для каждого значения μ можно найти ф-цию $r^{(\mu)}$ такую, что $\sum_{i=1}^n I_i^{(v)}(v_k) dv_i \equiv dr^{(\mu)}$, ур-ния (2) упрощаются:

$$\frac{dr^{(\mu)}}{dt} + \sum_{i=1}^n I_i^{(v)}(r^{(\mu)}) b_i(r^{(\mu)}) = 0. \quad (3)$$

В частности, если $b_i = 0$, каждая величина $r^{(\mu)}$ сохраняется вдоль соответствующей характеристики; в этом случае величина $r^{(\mu)}$ наз. инвариантами Римана. Если $n = 2$, а также для линейных систем (1). В случае $n \geq 3$ инварианты Римана существуют только при выполнении специальных ограничений на производные матрицы $a_{ij}(v_k)$. Инварианты впервые были введены Б. Риманом (B. Riemann) в 19 в. при рассмотрении ур-ний газовой динамики. В общем случае, когда $b_i \neq 0$, величина $r^{(\mu)}$ наз. временными Римана.

Следует отметить, что Р. в. существуют, пообщее говоря, в течение ограниченного времени из-за пересечения характеристик, определяемых начальными условиями (см. Самовоздействующие волны).

Лит.: Уилкс Д. Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977.

РИМАНА ТЕНЗОР — то же, что кривизны тензор. РИМАНОВА ГЕОМЕТРИЯ — геометрия риманова пространства. Осн. понятия Р. г. являются обобщением понятий евклидовой геометрии на пространства с произвольным метрическим тензором g_{ij} .

Скалярное произведение касательных векторов $\xi = (\xi^1, \dots, \xi^n)$, $\eta = (\eta^1, \dots, \eta^n)$ в точке x определяется ф-лой $(\xi, \eta) = g_{ij}(x) \xi^i \eta^j$. Это позволяет определить длины векторов ($|\xi| = \sqrt{(\xi, \xi)}$) и углы между векторами a и b данной точки. Длина (s) кривой, $x^i = x^i(t)$, $i = 1, \dots, n$; $a \leq t \leq b$, определяется ф-лой

$$s = \int_a^b |\dot{x}| dt,$$

где $\dot{x} = (x^1, \dots, x^n)$ — вектор скорости.

Расстояние $\rho(x, y)$ между точками x и y определяется как минимум длины кривых, соединяющих точки x и y . Ф-ция $\rho(x, y)$ задаёт метрику в римановом пространстве.

Объём области U риманова пространства определяется ф-лой

$$V(U) = \int_U \sqrt{|\det(g_{ij})|} dx^1 \dots dx^n.$$

На k -мерной поверхности, заданной в римановом пространстве в параметрич. виде, $x^i = x^i(u^1, \dots, u^k)$, $i = 1, \dots, n$, возникает метрич. тензор

$$h_{\alpha\beta} = \frac{\partial x^i}{\partial u^\alpha} \frac{\partial x^j}{\partial u^\beta} g_{ij}, \quad \alpha, \beta = 1, \dots, k,$$

наз. первой квадратичной формой поверхности. Длины кривых, углы и объёмы k -мерных областей на поверхности вычисляются в терминах внутренней геометрии, т. е. через первую квадратичную форму. Р. г. двумерных поверхностей в трёхмерном евклидовом пространстве широко применяется в механике оболочек. Большое внимание уделяется изучению минимальных поверхностей, т. е. экстремальной функционала k -мерного объёма. Простейшей их физ. реализацией (при $k = 2$) являются мыльные плёнки. Считается, что двумерные минимальные поверхности в пространстве Минковского описывают классич. динамику струны релятивистской.

Дифференц. исчисление тензоров в римановом пространстве основано на введении симметричной связности, согласованной с метрикой g_{ij} . Её Кристоффеля символы имеют вид

$$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{kl} \left(\frac{\partial g_{il}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{jl}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} \right).$$

Кривизны тензор R_{ijkl} этой связности определяет кривизну риманова пространства, характеризующую его отличие от евклидова.

Движения риманова пространства определяют как преобразования, сохраняющие метрику. Однородными группами движений определяются в евклидовой геометрии группы Клиффорда $\xi^i(x)$, удовлетворяющим соотношениям: $\nabla_i \xi_j + \nabla_j \xi_i = 0$, где $\xi_i = g_{ik} \xi^k$, ∇_i — ковариантная производная. Сдвиги

вдоль траекторий системы, $\dot{x}^i = \xi^i(x)$, $i = 1, \dots, n$, определяют движения пространства. Движения n -мерного риманова пространства образуют группу Ли размерности $n(n-1)/2$. Для общих римановых пространств эта группа тривиальна; примерами пространств с группой движений макс. размерности служат евклидово пространство, сфера (метрика $g_{ij} = 4\delta_{ij}[1 + \sum (x^k)^2]$, δ_{ij} — Кронекера символ), пространство Лобачевского (метрика $g_{ij} = 4\delta_{ij}[1 - \sum (x^k)^2]$). Если группа движений достаточно богата, так что с помощью движения любую точку x можно перевести в заданную точку y , то риманово пространство наз. однородным. Если для любой точки существует движение, являющееся симметрией пространства с центром в этой точке, то однородное пространство наз. симметрическим и чётким. Локально симметрические пространства выделяются условием отсутствия кривизны, $\nabla_i R_{ijkl} = 0$. Теория симметрических и римановых однородных пространств сочетает применённо Р. г. и методов теории групп Ли. Идея и методы этой теории используются при изучении однородных космологических моделей общей теории относительности.

Конформными наз. такие преобразования риманова пространства, при к-рых метрика подвергается растяжению, $g_{ij}(x) \rightarrow \lambda(x)g_{ij}(x)$. Конформные преобразования n -мерного риманова пространства при $n \geq 3$ образуют группу Лн, размерность к-рой не превосходит $(n+1)(n+2)/2$. Инвариантностью относительно конформных преобразований обычно обладают теории безмассовых частей.

Геодезическая линия — экстремаль функционала длин, рассматриваемого на кривых с закрепленными концами. Ур-ния геодезических имеют вид

$$\ddot{x}^i + \Gamma_{jk}^i(x)\dot{x}^j\dot{x}^k = 0.$$

Геодезические могут быть получены также как экстремаль функционала действия:

$$S = \int_a^b |\dot{x}|^2 dt = \int_a^b g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j dt.$$

Близкие точки x, y риманова пространства всегда можно соединить локально единственной геодезической, длина к-рой и будет равна расстоянию $\rho(x, y)$. Риманово пространство наз. геодезически полными, если любая геодезическая $x^i(t)$ неограниченно продолжится по t . В полном римановом пространстве любые две точки можно соединить геодезической (вообще говоря, не единственной). Изучение глобальных свойств геодезических риманова пространства составляет важный раздел вариационной исчисления в целом. Поскольку многие ур-ния классич. механики могут быть записаны в виде ур-ний геодезических, методы теории геодезических применимы для получения качеств. информации о характере механич. движения. В общей теории относительности, где массивные частицы движутся по времениподобным (а безмассовые — по изотропным) геодезическим *индифинитной метрики*, в основном изучаются именно такие геодезические. Некоторые глобальные свойства допускают физ. интерпретацию. Так, наличие замкнутых геодезических означает нарушение причинности. Геодезич. неполнота трактуется как наиб. универсальный способ определения сингулярности пространства-времени.

Важная задача Р. г. — установление зависимости между геометрией риманова пространства и его *топологией*. Простейшим примером такой зависимости является ф-ла Гаусса — Боппе, справедливая для замкнутой двумерной поверхности:

$$\frac{1}{4\pi} \oint K d\sigma = 1 - g,$$

где K — гауссова кривизна поверхности, $d\sigma$ — элемент площади, g — топологич. характеристика поверхности, равная числу ручек (напр., для сферы $g = 0$, для тора $g = 1$). Для многомерных римановых пространств строятся более сложные топологич. характеристики (характеристич. классы), вычисляемые в виде интегралов от инвариантов тензора кривизны. Известны также теоремы, выводящие топологич. ограничения на риманово пространство из соотношений типа неравенств для его кривизны. Простейшим примером является такое утверждение: полное односвязное (т. е. любой замкнутой путь стягивается в точку) риманово пространство отрицат. кривизны топологически евклидово.

Комплексный аналог Р. г. — теория пространств с эрмитовой метрикой, записываемой в комплексных координатах x^1, \dots, x^n в виде $ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j$ (черта означает комплексное сопряжение), причём $g_{ji} = g_{ij}$. В частности, двумерная метрика может быть записана в комплексном виде $ds^2 = g(x, y)dx dy$, если ввести изотермич. координаты x^1, x^2 , также, что $g_{ij} = g\delta_{ij}$, и положить

$z = x^1 + ix^2, \bar{z} = x^1 - ix^2$ (здесь i — комплексная единица). Конформные преобразования сводятся тогда к комплексно-аналитич. заменам, $z \rightarrow w(z), dw/dz = 0$, и сопряженно $z \rightarrow \bar{z}$.

Большинство методов Р. г. переносится на псевдориманово пространство, в к-рых задана индефинитная метрика, и поэтому являются осп. аппаратом *общей теории относительности*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Рахевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Фок В. А., Теория пространств, времени и гравитации, 2 изд., М., 1981; Дубровин В. А., Новиков С. П., Фомин С. А., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; и ж. е., Современная геометрия. Методы теории гомологии, М., 1984. Б. А. Дубровин.

РИМАНОВА ПОВЕРХНОСТЬ — поверхность, локально устроенная как область комплексной плоскости \mathbb{C} (комплексное аналитич. многообразие). Если X — некая поверхность (многообразие), представляемая в виде объединения открытых подмножеств $\{U_i\}$, каждое из к-рых эквивалентно век-рой области Ω_i в \mathbb{C} , то говорят, что на X задана структура Р. п. Др. словами, существуют ф-ции f_i , непрерывно и взаимно однозначно отображающие Ω_i на U_i , причём для любой пары индексов i и j ф-ции перехода $f_j^{-1} \circ f_i$ являются *аналитическими функциями*, взаимно однозначно отображающими $f_i^{-1}(U_i \cap U_j)$ на $f_j^{-1}(U_i \cap U_j)$. Пара (U_i, f_i) наз. к а р т о й, а совокупность всех карт, покрывающих X , — атласом. Ниже приведены примеры Р. п.

1. Всякая область Ω в \mathbb{C} является Р. п. При этом атлас можно выбрать состоящим из одной карты, положив $U = \Omega$ и f , равной тождеств. отображению.

2. Расширенная комплексная плоскость (сфера Римана) \mathbb{C} , получающаяся добавлением к \mathbb{C} бесконечно удалённой точки, является Р. п. В этом случае атлас можно выбрать состоящим из двух карт, положив, напр.,

$$U_1 = \{z \in \mathbb{C} : |z| < 2\}, f_1(z) = z,$$

$$U_2 = \{z \in \mathbb{C} : |z| > 1\}, f_2(z) = 1/z.$$

Ф-ция f_1 отображает круг $\{|z| < 2\}$ на себя, а ф-ция f_2 отображает внешность единичного круга на единичный круг. При этом бесконечно удалённая точка переходит в нуль.

3. Р. п. аналитич. ф-ции. Если ф-ция $f(z)$, первоначально заданная в нек-рой окрестности точки z_0 , допускает *аналитическое продолжение* вдоль к.-л. замкнутого контура, причём в результате этого продолжения тождество ф-ция с др. значениями в окрестности z_0 , то точку z_0 до обхода этого контура и ту же точку после его обхода естественно считать разл. точками. Проводя эту процедуру со всеми точками первонач. области определения ф-ции, получаем в результате неограниченную область, имеющую структуру Р. п. и называемую Р. п. ф-ции $f(z)$. При обходе вдоль контура описанной выше точки говорят о переходе Р. п. на другой лист. Р. п. аналитич. ф-ций позволяет рассматривать *многозначные функции* в \mathbb{C} как однозначные ф-ции на своих Р. п.

4. Пусть Ω — нек-рая область в \mathbb{C} и Γ — нек-рая группа взаимно однозначных аналитич. отображений Ω в себя, причём совокупность точек, получающихся из $z \in \Omega$ при действии Γ , образует дискретное множество в Ω . Отжидаясь точки Ω , переходящие друг в друга при преобразованиях из Γ , можно определить поверхность (многообразие), к-рая имеет структуру Р. п. и обозначается Ω/Γ . Напр., преобразования $z \rightarrow z + z_0$, где z_0 — фиксиров. число, приводят к поверхности, топологически эквивалентной цилиндру.

Согласно теореме об униформизации, любая связная Р. п. эквивалентна либо \mathbb{C} , либо \mathbb{C}/Γ , либо S^2/Γ , где $S^2 = \{z = x + iy : y > 0\}$ — верхняя полуплоскость. Др. словами, существует аналитич.

ф-ция, взаимно однозначно отображающая связную Р. п. на одну из перечисленных.

Р. п. применяются в разл. областях теории ч. и матем. физики. В частности, в квантовой теории поля часто изучаемые величины (амплитуды рассеяния, формфакторы и т. д.) являются многозначными аналитич. ф-циями. При этом переход с одного листа Р. п. на другой обычно интерпретируют как переход от реальных состояний частиц к виртуальным и наоборот. Др. примеры могут служить плоскость Лобачевского и фазовые пространства динамических систем.

Лит. см. при ст. Аналитическая функция. В. И. Завьялов. **РИМАНОВО ПРОСТРАНСТВО** — пространство, точки к-рого однозначно задаются координатами $x = (x^1, \dots, x^n)$ (быть может, локально) и в к-ром определён метрический тензор g_{ij} . Число n наз. размерностью пространства. В случае, когда Р. п. не допускает введения единой системы координат (напр., её нет на сфере), предполагают, что на нём задана структура многообразия. Это означает, что Р. п. разбито на области U_1, U_2, \dots , причём в каждой области U_p заданы свои координаты x^p_1, \dots, x^p_n , требуется, чтобы для пересекающихся пар областей U_p, U_q координаты x^p_1, \dots, x^p_n гладко выражались через координаты x^q_1, \dots, x^q_n и наоборот. В каждой области U_p задётся метрич. тензор $g^p_{ij}(x_p)$, причём на пересечении U_p и U_q компоненты g^p_{ij} и g^q_{kl} связаны тензорным законом преобразования:

$$g^p_{ij}(x_p(x_q)) \frac{\partial x^p_i}{\partial x^q_k} \frac{\partial x^p_j}{\partial x^q_l} = g^q_{kl}(x_q).$$

Простейшим примером Р. п. является *евклидово пространство*, где в примот. координатах метрич. тензор $g_{ij}(x) = \delta_{ij}$ (δ_{ij} — Кронекера символ). Если тензор g_{ij} задаёт *инфинитесим. метрику*, то пространство наз. севдоримановым. Простейшим примером таких пространств является четырёхмерное пространство-время специальной теории относительности (пространство Минковского). Геометрия Р. п. составляет предмет *римановой геометрии*. Севдоримановы пространства изучаются общей *относительности теорией*.

Лит.: Фок В. А., Теория пространств, времени и тяготения, 2 изд., М., 1964; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоминко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986.

РИЧЧИ ТЕНЗОР — дважды ковариантный симметрический тензор $R_{ij}(x)$, служащий одной из характеристик кривизны *риманова пространства* (или севдориманова пространства). Введён Г. Риччи (G. Ricci) в 1903–1904. Если g_{ij} — метрический тензор этого пространства, R^{ikl} — соответствующий кривизны тензор, то компоненты Р. т. определяются свёрткой:

$$R_{ij} = R^{kl}{}_{ik} = g^{kl} R_{likj},$$

где g^{kl} — контравариантные компоненты метрич. тензора. Свёртка $R = g^{ij} R_{ij}$ является скаляром (не зависит от выбора координат) и наз. скалярной кривизной. Для двумерных пространств справедливо соотношение $R_{ij} = (1/2)Rg_{ij}$; скалярная кривизна R связана с гауссовой кривизной соотношением $R = 2K$. Для трёхмерного пространства тензор кривизны выражается алгебраически через Р. т. и метрику:

$$R_{ijkl} = R_{iklj} - R_{iljk} + R_{jlki} - R_{jkli} + (R/2)(g_{ik}g_{jl} - g_{il}g_{jk}).$$

В общей *относительности теории* через Р. т. записывают ур-ния гравит. поля. В пустом пространстве эти ур-ния принимают вид: $R_{ij} - (1/2)Rg_{ij} = 0$ или $R_{ij} = 0$; четырёхмерные римановы пространства, удовлетворяющие этому соотношению, наз. простран-

ствами Эйнштейна. Скалярная кривизна R является плотностью *лагранжиана* Гильберта — Эйнштейна ур-ний общей теории относительности.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоминко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986.

РККИ-ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (взаимодействие Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды) — косвенное обменное взаимодействие между магн. ионами, осуществляемое через коллективизиров. электроны проводимости. РККИ-о. в. возникает в металлах и полупроводниках, где коллективизиров. электроны проводимости выступают посредниками обменного взаимодействия (ОВ) ионов, обладающих локализов. спинами, незаполненных d - и f -оболочек. В частности, РККИ-о. в. наблюдается в редкоземельных металлах и их сплавах. Благодаря сильной локализации электронов $4f$ -оболочек перекрытие волновых ф-ций электронов соседних ионов слишком мало и прямое ОВ в таких веществах не может обеспечить наблюдаемое магн. упорядочение.

Идея косвенного ОВ посредством коллективизиров. носителей магн. момента высказана М. Рудерманом и Ч. Киттелем [1] в работе, посвящённой теории *сверхтонкого взаимодействия*. Т. Касуя [2] и К. Иосида [3] предположили, что механизм возникновения эффективного ОВ между магн. моментами ионов аналогичен механизму возникновения эфф. взаимодействия между ядерными спинами.

Локализов. спии, погружённый в «облако» электронов проводимости, создаёт спиновую поляризацию этого облака, причём поляризация носит осциллирующий (в пространстве) характер. Спины электронов проводимости стремятся экранировать локализов. спии, подобно тому как заряд электронов стремится экранировать положит. заряд погружённого в их облако иона. Аналогично тому, как при экранировании положит. заряда в облаке электронов возникает довольно слабо затухающие с расстоянием осцилляции концентрации электронов, возникают и слабо затухающие осцилляции спиновой поляризации. Эти осцилляции воспринимаются другими локализов. спинами в той области пространства, где они локализованы, и в результате появляются осциллирующий потенциал взаимодействия между спинами.

Интеграл эффективного РККИ-о. в. можно рассчитать в рамках микроскопической $s-f$ -обменной модели. Локализованные на фоне электронов частично заполненные оболочки описываются локализованными (атомными) волновыми ф-циями (f -подсистема), электроны проводимости описываются блоховскими функциями (s -подсистема) и на *благосклонных электронах*. Прямые $f-f$ ОВ можно пренебречь, т. к. расстояние между соседними ионами превышает радиус f -оболочки. Гамильтониан системы можно записать в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_s + \mathcal{H}_{sf},$$

где \mathcal{H}_s — гамильтониан подсистемы электронов проводимости, а \mathcal{H}_{sf} — гамильтониан $s-f$ -ОВ:

$$\mathcal{H}_{sf} = \sum_{i,n} I(r_j - R_n) (s_j S_n),$$

а здесь $I(r_j - R_n)$ — интеграл ОВ s -электрона со спином s_j , находящегося в точке с радиусом-вектором r_j , с f -электронами n -го иона, обладающего результирующим спином S_n и локализованного в точке с радиусом-вектором R_n . Оценки величины I показывают, что $I \sim 10^{-14} - 10^{-13}$ эрг, в то время как *ферми-энергия* для электронов проводимости $\epsilon_F \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ эрг, т. о., параметр I/ϵ_F можно считать малым. Применения *возмущенной теории* по этому малому параметру, можно рассчитать эфф. интеграл ОВ. Поправка к энергии в

первом порядке по теории возмущений не возникает, если предположить, что в основном состоянии электронов проводимости находится в неполяризованном состоянии, т. е. имеется равное число электронов со спинами, направленными вдоль и против намагниченности. Поправка второго порядка имеет вид

$$\delta^2 = \frac{I_{nm}^2}{2N^2} \sum_{k, k'} \sum_{n, m} \frac{\theta(|k-k_F|)\theta(k'-|k-k'|)}{\epsilon(k')-\epsilon(k)} \times \exp(-i(k-k')(R_n-R_m)) / (S_n \cdot S_m) / I,$$

где N — число ионов, θ — ступенчатая тета-функция Дирака, $\epsilon(k)$ — дисперсия закон электронов проводимости (ϵ — энергия, k, k' — волновые векторы), k_F — значение волнового вектора на Ферми-поверхности ($\epsilon(k_F) = \epsilon_F$ — Ферми-энергия), $|j\rangle$ — вектор состояния, описывающий основное состояние j -подсистемы. Эта поправка соответствует эфф. гамма-лучевой гейзенберговского типа (см. Гейзенберга модель):

$$\mathcal{H}_{\text{эфф}} = - \sum_{n, m} I_{nm}^{\text{РККИ}} (S_n \cdot S_m).$$

Число j -электронов и, следовательно, величина спина S_n одинаковы для всех ионов. Зависимость интеграла $I_{nm}^{\text{РККИ}}$ от расстояния между магн. ионами $R_{nm} = |R_n - R_m|$ определяется законом дисперсии электронов проводимости $\epsilon(k)$ и степенью заполненности проводимости зоны. Строгий расчёт $I_{nm}^{\text{РККИ}}$ осложнён учётом вклада от электронов, лежащих глубоко под поверхностью Ферми, где их нельзя считать квази-свободными при любом законе дисперсии. Эфф. гамма-лучевая можно определить, предположив квадратичный закон дисперсии электронов проводимости

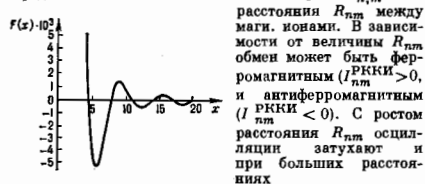
$$\epsilon(k) = \hbar^2 k^2 / 2m^*,$$

где m^* — эффективная масса s -электрона. Тогда

$$I_{n, m}^{\text{РККИ}} = \frac{I_{nm}^*}{\epsilon_F} \frac{N^2 V}{N^2(2\pi)^3} F(2k_F R_{nm}),$$

здесь V — объём тела, $F(x) = (\sin x - x \cos x) / x^3$

(график этой ф-ции изображён на рис.). Ф-ция $F(2k_F R_{nm})$ определяет зависимость обменного интеграла $I_{nm}^{\text{РККИ}}$ от



$$I_{nm}^{\text{РККИ}} \sim R_{nm}^{-3}.$$

В отличие от короткодействующего прямого ОВ, РККИ-о. в. имеет большой радиус. Интеграл $I_{nm}^{\text{РККИ}}$ сильно зависит от концентрации свободных носителей варада n_s . Т. к. $k_F = (3\pi^2 n_s)^{1/3}$, $I_{nm}^{\text{РККИ}} \sim n_s^{1/3}$. Поэтому в диэлектриках, где концентрации свободных носителей варада очень мала, РККИ-о. в. можно не учитывать.

РККИ-о. в. позволяет объяснить существование ряд. магн. структур. Так, если ближайшие магн. соседи расположены на расстояниях, при к-рых $I_{nm}^{\text{РККИ}} > 0$, то существуют ферромагн. упорядочение, если $I_{nm}^{\text{РККИ}} < 0$, —

то антиферромагнитное. Более сложные магн. структуры, напр. геликоидальные, можно также объяснить с помощью существования аналогичного ОВ.

Лит.: 1) R u d e r m a n M. A., K i t t e l C., Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons, «Phys. Rev.», 1954, v. 96, p. 99; 2) K a s u y a T., A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on Zener's model, «Prog. Theor. Phys.», 1956, v. 16, p. 45; 3) У о и д а К., Magnetic proper... of Cu-Mn alloys, «Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 583; 4) У а й т Р. М., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1965. А. В. Вебер, О. А. Котляковский.

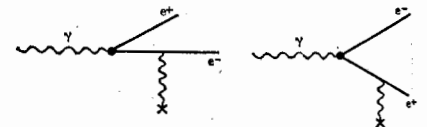
РОДИЙ (Rhodium), Rh, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 45, ат. масса 102,9055, входит в платиновую группу *благородных металлов*. В природе представлен стабильным ^{103}Rh . Металлич. радиус 0,134 нм, радиус иона Rh^{3+} 0,075 нм, Rh^{4+} 0,065 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4d^8 4s^2 5s^2$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7,46; 18,08; 31,06 эВ. Значение электроотрицательности 1,45.

В свободном виде серебристо-белый металл с кубич. гранецентрир. кристалл. структурой, сё постоянная $a = 0,379$ нм. Плотн. 12,41 кг/дм³, $t_{\text{пл}} = 1963$ °C, $t_{\text{кип}} = 3627-3700$ °C. Уд. теплота плавления 20 кДж/моль, испарения 494 кДж/моль, уд. теплоёмкость $c_p = 25,0$ Дж/(моль·К). Темп-ра Дебая 362–480 К. Темп-ра перехода на сверхпроводящее состояние 0,002 К. Работа выхода электрона 4,75 эВ. Термич. коэф. линейного расширения $(8,45-8,5) \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (при 283–313 К). Уд. электрич. сопротивление 0,0394 мОм·м (при 273 К). Термич. коэф. электрич. сопротивления $4,57 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (при 273–373 К). Теплопроводность 152 Вт/(м·К) (при 300 К). Тв. по Бриллеу 540–1360 МПа, модуль упругости 275–315 ГПа, модуль сдвига 150 ГПа. Обладает высокой отражат. способностью и видовой области спектра.

Химически малоактивен, в соединениях проявляет степень окисления +3. Заметно адсорбирует водород. Р. применяется для покрытия зеркал, в качестве катализатора хим. реакций (в сплавах с др. платиновыми металлами), служит припоём при пайке Mo и W. Сплавы Rh с Pt и Ir — материал для высокотемпературных термостов. Нуклиды $^{103\text{m}}\text{Rh}$ (изомерный распад, β^- -распад, $T_{1/2} = 56,1$ мин) и $^{106\text{m}}\text{Rh}$ (β^- -распад, $T_{1/2} = 130$ мин) могут использоваться в качестве радиоакт. индикаторов. С. С. Верхоусов.

РОЖДЕНИЕ ПАР — часть а — это часть а — один из видов взаимопревращения элементарных частиц, в к-ром в результате эл.-магн. или к.-л. др. взаимодействия одновременно возникают частица и античастица. Возможности Р. п. (как и аннигиляция пар) предсказывалась как следствие релятивистского Дирака уравнения. В 1933 И. и Ф. Жолио-Кюри (I. и F. Joliot-Curie) с помощью камеры Вильсона, помещённой в магн. поле, наблюдали рождение электрон-позитронных пар γ -квантами от радиоакт. источника.

Согласно законам сохранения энергии-импульса, Р. п. одиночным фотоном невозможно. Процессы Р. п. фотоном в кулоновском поле (на рис. пометено крестиком) ядра и атомных электронов при энергии фотона



ϵ_{γ} , превышающей удвоенную энергию покоя электрона, и при ϵ_{γ} больше 10–30 МэВ (в зависимости от вещества), являются гл. механизмом потери энергии γ -квантов при их прохождении через вещество (см. Гамма-излучение). Возможен также процесс Р. п. виртуальным фотоном γ^* (см. Виртуальные частицы), образова-

рым в процессе столкновения или распада частиц. Такой механизм Р. п. наз. также конверсией фотона. Если энергия фотона (реального или виртуального) очень велика, то он может породить любую пару частица — античастица, напр. мюонов $\mu^+\mu^-$. Если при эл.-магн. переходе в ядре образование реального фотона запрещено законом сохранения полного момента, то такой переход происходит только за счёт процесса конверсии *внутренней* μ -кванта или (при достаточно большой энергии) за счёт конверсии γ -кванта в электрон-позитронную пару (парная конверсия).

В столкновениях частиц высоких энергий наблюдаются также рождение мюонных пар. В адронных столкновениях Р. п. $\mu^+\mu^-$ связывают с эл.-магн. аннигиляцией кварков и антикварков, входящих в состав адронов, или с процессами конверсии фотонов тормозного излучения, образованных при столкновениях кварков с кварками или глюонами. Поэтому процессы Р. п. $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- с большими поперечными (по отношению к оси соударения) импульсами анализируют в рамках *квантовой хромодинамики* и кварк-партоновой модели (см. *Партоны*). В Р. п. $\mu^+\mu^-$ с малыми поперечными импульсами важную роль могут играть эл.-магн. распады адронов (напр., $\eta \rightarrow \gamma + \mu^+ + \mu^-$, $\omega \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \mu^-$).

Изучение процессов Р. п. (конверсии) в эл.-магн. распадах адронов позволяет получить информацию об эл.-магн. факторах адронов. Процессы Р. п. новых тяжёлых частиц — *c*- и *b*-кварков или *tau*-лептонов и их последующие лептонные распады являются источником пар т. н. прямых лептонов в адронных столкновениях.

В общем случае любой процесс образования пары частиц с противоположными лептонными или барьонными зарядами можно рассматривать как процесс Р. п. лептонов или кварков, напр. e^+e^- , *и др.*

Лит.: Тянг С., Открытие *j*-частиц, пер. с англ., «УФН», 1978, т. 125, в. 2, с. 227.

R-ОПЕРАЦИЯ в квантовой теории поля — матем. процедура, применяемая к коэффициентным ϕ -функциям (см. *Операторное разложение, Производящий функционал*) матричных элементов матрицы рассеяния с целью устранения из них ультрафиолетовых расходимостей.

В простых случаях процедуру перенормировок удобно и наглядно проводить с помощью контурных. Однако для коэффициентных ϕ -функций высших порядков, отвечающих *Фейнмана диаграммам* сложной топологии, напр. содержащим т. н. перекрывающиеся расходимости, операция вычитания расходимостей требует чёткой и однозначной формулировки. Такая формализация в импульсном представлении была получена в сер. 1950-х гг. Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком в виде теоремы о перенормировках (см. *Боголюбов — Парасюк теорема*). Репертурная часть этой теоремы, известная под назв. *R-O. Боголюбова*, устанавливает относительно простое правило получения конечного, т. е. не содержащего УФ-расходимостей, выражения для коэффициентной ϕ -функции T_n , соответствующей произвольной диаграмме G (обобщённому узлу) данного порядка теории возмущений.

Теорема о перенормировках утверждает, что конечная коэффициентная ϕ -функция T_n , отвечающая данной связанной диаграмме n -го порядка G , может быть получена из первонач. выражения T_n применением операции

$$R(G) = 1 + \sum_{2 \leq m \leq n-1} \Delta(G_1) \dots \Delta(G_m) + \Delta(G),$$

причём сумма берётся по всем возможным разбиениям совокупности элементарных вершин x_1, \dots, x_n (и соединяющих их линий) диаграммы G на поддиаграммы (обобщённые узлы) G_i :

$$G = G_1 * G_2 * \dots * G_m$$

($*$ — топологич. произведение). Операция Δ определяется следующим образом: для несвязных и слабосвязных (т. н. *одночастично приводимых*) диаграмм, а также сходящихся диаграмм $\Delta(G) = 0$. Если к-л. из поддиаграмм G_i совпадает с элементарной вершиной x_i , то $\Delta(G_i) = 1$. Для слабосвязных расходящихся диаграмм

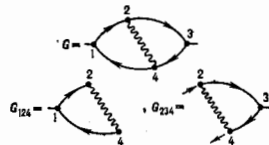
$$\Delta(G) = -M(G) \sum_m \Delta(G_1) \dots \Delta(G_m),$$

где символ M отвечает операции вычитания из исходного выражения $f(k)$ его $\omega(G) + 1$ первых членов разложения в ряд Лорана (или Тейлора) ($f(k)$) $_{\omega}$ по внешней импульсной переменной k :

$$M(G) f(k) = (f(k))_{\omega},$$

причём степень ряда $\omega(G)$ равна степени расходимости импульсного фейнмановского интеграла, отвечающего диаграмме G .

Для иллюстрации рассмотрим диаграмму 4-го порядка (рис.), описывающую один из двухпетлевых вкладов



в поляризацию вакуума в квантовой электродинамике. Эта диаграмма $G = G_{1234}$ содержит две логарифмически расходящиеся поддиаграммы G_{124} и G_{234} , так что $\omega_{124} = \omega_{234} = 0$. Диаграмма G в целом расходится квадратично $\omega(G) = 2$. Поэтому в данном случае

$$R(G) = [1 - M(G)](1 + \Delta_{124} + \Delta_{234}) = [1 - M(G)](1 - M_{124} - M_{234}).$$

Операторы M_{124} и M_{234} вычитают логарифмич. расходимости поддиаграмм G_{124} и G_{234} . Оператор $M(G)$ вычитает квадратичную расходимость диаграммы G в целом.

Как видно, при формулировке *R-O.* используются в основном топологич. понятия, а устранение расходимостей выполняется путём вычитания из первонач. формального выражения конечных отрезков рядов Тейлора по внешним импульсным переменным. Поэтому *R-O.* можно рассматривать как операцию вычитания расходимостей, к-рую можно реализовать без использования вспомогат. регуляризации и употребления контурных. Такой взгляд отвечает подходу к УФ-расходимостям, основанному на переопределении произведения пропагаторов, рассматриваемых как обобщённые ϕ -я в окрестности сетовых полюсов.

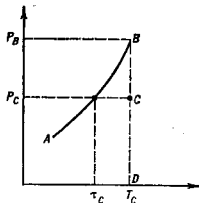
Лит.: Боголюбов Н. Н., Шариков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4-й изд., М., 1984, § 29, 30; Завьялов О. И., Перенормированные диаграммы Фейнмана, М., 1979, гл. 2. Д. В. Ширшов.

РОСТ КРИСТАЛЛОВ — см. *Кристаллизация*.

РОСЫ ТОЧКА — темп-ра (t), до к-рой должен охладиться воздух, чтобы находящийся в нём водяной пар достиг состояния насыщения (при данной влажности воздуха и неизменном давлении; рис.). При достижении Р. т. в воздухе или на предметах, с к-рыми он соприкасается, начинается конденсация водяного пара. Р. т. может быть вычислена по значениям темп-ры и влажности воздуха или определена непосредственно конденсационным прибором. При отсуств. влажности воздуха 100% ($r = 1$) Р. т. совпадает с темп-рой воздуха (r определя-

ется отношением давления водяного пара к давлению пара, насыщающего воздух при той же темп-ре. При $r < 1$ Р. т. всегда ниже факт. темп-ры воздуха. Так,

Полное давление пара на диаметре влажности давления Р насыщения водяного пара от температуры Т: АВ — кривая насыщения водяного пара; $r = CP/EB = P_c/P_B$ — относительная влажность воздуха; r_c — точка росы для водяного пара, находящегося в состоянии С (при температуре T_c и давлении P_c).



при темп-ре воздуха 15 °С и относит. влажности (%) 100, 80, 60, 40 Р. т. оказываются равной 15,0; 11,6; 7,3; 4,5 °С.

РОТАТОР [от лат. *rotō* — вращаю(сь)] — механич. система, состоящая из материальной точки массы m , удерживаемой с помощью несомесомо жесткого стержня на пост. расстоянии r от неподвижной в пространстве точки O — центра Р., или система таких точек, вращающихся вокруг общей оси с одинаковой частотой. В классич. механике возможное движение для Р. — вращение вокруг точки O . Энергия Р. $E = M^2/2I$, где M — его момент кол-ва движения, I — момент инерции.

В квантовой механике состояния Р. характеризуются определенными дискретными значениями квадрата орбитального момента кол-ва движения $M_l^2 = \hbar^2 l(l+1)$ и его проекции $M_{lz} = m\hbar$ на ось квантования z ($l=0, 1, 2, \dots$ — орбитальное квантовое число, $m = l, l-1, \dots, -l$ — магнитное квантовое число). Возможные значения энергии Р. $E = \hbar^2 l(l+1)/2I$. Р. используется как идеализован. модель при описании вращат. движения молекул и ядер. Так, вращат. уровни энергии молекулы как целого описываются ф-лой для энергии квантового Р.

РОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР — см. *Вращательное движение ядра*.

РОТОН — квазичастица, соответствующая элементарному возбуждению в жидком ^4He в области больших импульсов p , где кривая энергии, спектра возбуждений этой жидкости имеет минимум (см. рис. 3 в ст. *Гелий жидкий*). Вблизи минимума закон дисперсии Р. $E(p)$ имеет вид

$$E(p) \approx \Delta + (p-p_0)^2/2m.$$

Согласно данным по неупругому рассеянию нейтронов, «ротоновая щель» $\Delta/k = 8,7$ К, соответствующий минимуму импульсу $p_0 = 1,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1} \hbar$, а эфф. масса $m = 0,93 \cdot 10^{-24}$ г.

Р. с достаточной точностью подчиняются *Больцманов статистике*. Благодаря наличию «щели» вклад Р. в термодинамич. ф-ции ^4He исключительно падает при понижении темп-ры. Напр., число Р. в единице объема N , ротоновый вклад в теплоемкость c и плотность нормальной компоненты ρ_n равны

$$N = \frac{2(mT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} p_0^3 \exp(-\Delta/T); \quad c = n(3/4 + \Delta/T + \Delta^2/T^2),$$

$$\rho_n = (\rho_0/3T)n.$$

При темп-рах $T > 0,8 - 1$ К вклад Р. в термодинамич. ф-ции превышает вклад *фононов*. Два Р. с противоположно направленными импульсами образуют связанное состояние — б-ро-тон (орбитальный момент $L = 2$, энергия связи $E_{\text{св}}/k \approx 0,25$ К), обнаруженное в экспериментах по комбинационному рассеянию света.

Нагретые тела, помещенные в жидкий ^4He , испускают

Р. и фононы, что позволяет создавать направленные пучки Р. и исследовать рассеяние Р. друг на друг. Лит. см. при ст. *Сверхтекучесть*. Л. П. Пшасекский.

РОТОР (от лат. *rotō* — вращаю) (вихрь) — одна из осн. операций *векторного анализа*, сопоставляющая вектору полю $a(r)$ др. векторное поле $rot a$ (используются также обозначения $[\nabla a]$, $curl a$). Если точка r задана своими декартовыми координатами, $r = (x_1, x_2, x_3)$, а вектор a — своими компонентами, $a = (a_1, a_2, a_3)$, то $rot a$ имеет компоненты

$$rot a = \left\{ \frac{\partial a_3}{\partial x_2} - \frac{\partial a_2}{\partial x_3}, \frac{\partial a_1}{\partial x_3} - \frac{\partial a_3}{\partial x_1}, \frac{\partial a_2}{\partial x_1} - \frac{\partial a_1}{\partial x_2} \right\}.$$

Согласно *Стокса формуле*, Р. векторного поля определяет его циркуляцию *фадр* вдоль произвольной замкнутой кривой. Если a — распределение скоростей в движущейся жидкости, то значение вектора $rot a$ в каждой точке совпадает с вектором угл. скорости вращения бесконечно малого элемента жидкости, включающего эту точку. Операция Р. обладает след. свойствами:

$$rot(a+b) = rot a + rot b, \quad rot(\varphi a) = \varphi rot a - [a \text{ grad } \varphi],$$

$$rot \text{ grad } \varphi = 0, \quad \text{div rot } a = 0.$$

Если $rot a \equiv 0$, то векторное поле a наз. *безвихревым* или *потенциальным*. В этом случае существует скалярное поле φ (потенциал поля a), такое, что $a = -\text{grad } \varphi$, его можно выразить через объемный интеграл $\varphi = \int dV \text{ div } a/4\pi r$, где r — расстояние от элемента объема dV до точки, в n -рой разматывается значение поля φ . М. Б. Менский.

РОУЛАНДА ОПЫТ — доказал, что *конвекционный ток* свободных зарядов на движущемся проводнике по своему магн. действию тождествен с током проводимости в покоящемся проводнике. Этот опыт, поставленный Г. Роуландом (H. Rowland) в 1878, сыграл важную роль в подтверждении у-риши Максвелла для движущихся сред (см. *Электродинамика движущихся сред*) и справедливости частной (специальной) *относительности теории* (ОТ) применительно к эл.-магн. явлениям.

Согласно частной ОТ, при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой плотности заряда (ρ, ρ') и тока (j, j') преобразуются след. образом:

$$j_{\parallel} = \gamma(j'_{\parallel} + \rho' u); \quad j_{\perp} = j'_{\perp}; \quad \rho = \gamma(\rho' + u j'_{\parallel}/c^2), \quad (1)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = u/c$; нештрихованные величины j и ρ относятся к лаб. системе координат, штрихованные (j', ρ') — к системе, движущейся относительно лабораторной с пост. скоростью $u = c\beta$; индексами \parallel и \perp обозначены компоненты векторов, направленные соответственно по и в перпендикулярно ей. При малых u , и $u \ll c$ ($\gamma \approx 1$) соотношения (1) принимают вид

$$j \approx j' + \rho' u \approx j' + \rho u; \quad \rho = \rho' + u j'_{\parallel}/c^2 \approx \rho' + u j'_{\parallel}/c^2. \quad (2)$$

Первое равенство показывает, что если в системе покоя заряда ρ в проводнике имеется ток проводимости, т. е. $j = j_{\text{пров}}$, то при движении такого заряж. проводника в лаб. системе дополнительно к этому току появляется конвект. ток $j_{\text{своб}} = \rho v$ свободных зарядов с плотностью $\rho = \rho_{\text{своб}}$. Этот конвект. ток наблюдался и измерялся в Р. о. Полный ток был равен

$$j_{\text{полн}} = j_{\text{пров}} + j_{\text{своб}}, \quad j_{\text{своб}} = \rho_{\text{своб}} u. \quad (3)$$

Из второго равенства в (2) следует, что перемещение с пост. скоростью u незаряженного ($\rho' = 0$) проводника с током ($j' = j_{\text{пров}}$) приводит к появлению на нем в лаб. системе заряда с плотностью $\rho \approx u j_{\text{пров}}/c^2$. Это ещё одно важное следствие теории относительности.

Схема Р. о. состояла в следующем. Диэлектрич. диск (из зобита или стекла) с поперечными боковыми по-

верхностями вращался вокруг своей оси между заземленными обкладками конденсатора; на боковую поверхность диска наносились заряды, и их действие при вращении диска обнаружилось с помощью чувствит. магн. стрелки. Опыт показал, что отклонение стрелки пропорц. навесному заряду [т. е. величине $\rho_{\text{своб}}$ в (3)] и угл. скорости вращения (величине ω); при изменении знака заряда или направления вращения диска на обратное отклонение магн. стрелки также меняется на противоположное.

Лит.: Там м. И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Абрагам М. В. и Бенкер Р., Теория электричества, пер. с нем., т. 2 — Бенкер Р., Электростатическая теория, Л.—М., 1941; Франкфурт У. И., Специальная и общая теория относительности, М., 1988; Меерович Ф. А., Мейеро в и Ч. Э., Методы релятивистской электродинамики в электротехнике и электронике, М., 1987. С. Н. Столаров.

РОША ПОЛОСТЬ — см. *Полость Роша*.

РОША ПРЕДЕЛ — расстояние от планеты (звезды) до её спутника, ближе к-рого спутник разрушается приливными силами. При движении спутника по орбите вокруг планеты (звезды) сила её притяжения, действующая на элемент спутника, компенсируется центробежной силой только в его центре масс. Во всех др. точках спутника такого равенства нет, что и обуславливает приливную силу.

Р. п. назван по имени Э. Роша, поставившего и разрешившего (1847) [1] проблему равновесия жидкого, бесконечно малого (по размерам и массе), несжимаемого, однородного, самогравитирующего спутника, равномерно вращающегося в экваториальной плоскости планеты конечной массы (период осевого вращения спутника предполагался равным орбитальному периоду). Рош показал, что под действием приливных сил спутник приобретает аллисоидальную форму и существует такое расстояние D от центра планеты, ближе к-рого спутник уже не может находиться в равновесии (разрывается приливными силами). Это расстояние (T и n — классич. Р. п.) зависит от радиуса планеты (R) и плотностей планеты и спутника (ρ и ρ'):

$$D = 2,45539(\rho/\rho')^{1/3} R.$$

Приняв результаты своих исследований к системе Сатурна, Рош пришёл к заключению, что кольца Сатурна должны состоять из мелких частиц, т. е. радиус наружного края веш. кольца $\approx 2,2R$, т. е. меньше D (в предположении $\rho = \rho'$). В данном случае Рош пришёл к верному заключению, исходя из неверных предполож., т. к. Р. п. для твёрдого спутника может существенно отличаться от классич. Р. п.

Р. п. для твёрдых тел зависит от их размеров и прочности. При изучении Р. п. для таких тел выделяются два типа разрушения: пластическое (следствие среза) и хрупкое (следствие отрыва). Для хрупких тел наступление разрушения удовлетворительно описывается критерием наибольших нормальных напряжений, для пластичных — критерием наибольших касательных напряжений (см. *Прочность предел*). Применяя критерий наибольших касательных напряжений и полагая прочность тел $T = 10^8$ дин/см² (что соответствует прочности гранита), Х. Джеффрис [2] определил макс. размер тел (≈ 220 км), не разрушающихся при пролёте вблизи Земли. Однако этот размер может быть и меньше, если тело близко по структуре к хондритам (см. *Метеориты*) с $T \sim 10^8 - 10^7$ дин/см². Более поздние исследования [3] показали, в частности, что макс. радиус тел с $\rho' \leq (40/19)\rho$, не разрушающихся при движении по орбите вблизи поверхности планеты,

$$r_m = (57/8)T/G\rho\rho',$$

а Р. п. для тел с радиусами более 30 км и $T = 10^8$ дин/см² составляет (1,35—1,38) R (при орбитальном движении) и (1,16—1,19) R (при свободном падении на поверхность планеты). Из-за наличия трещин и неоднородностей реальное тело разрушается сложным образом, и по мере

приближения к планете возможно неоднократное образование осколков.

Теория приливного разрушения тел позволяет, в частности, объяснить наличие близко расположенных (двойных) кратеров на современных поверхностях Земли, Луны и Марса. Земля и др. планеты образовались в результате объединения большого числа твёрдых допланетных тел (см. *Происхождение Солнечной системы*). Прежде чем упасть на растущую планету, допланетное тело испытывает неск. близких сближений с ней. Достаточно крупное тело может быть разрушено приливными силами, при этом его осколки падают в разное, но близко расположенные точки поверхности планеты, образуя двойные кратеры.

Приливные эффекты играют также роль также в двойных звёздных системах, в к-рых расстояния между звёздами сравнимы с их размерами (см. *Темные двойные звёзды*, *Полость Роша*).

Лит.: Там м. И. Е., Mémoire sur la figure d'une masse fluide, soumise à l'attraction d'un point éloigné, в кн.: Académie des sciences et lettres de Montpellier. Mémoires de la Section des Sciences, v. 1—2, (P.), 1847—50; 2) Jettu H., The relation of cohesion to Roche's limit, «Monthly Notices Roy. Astron. Soc.», 1947, v. 107, № 3, p. 260; 3) Aggarwal H. R., Oberg, S. K., Ch. R., Roche limit of a solid body, «Astrophys. J.», 1974, v. 191, p. 677.

РТУТЬ (Hydragyrum), Hg. — хим. элемент побочной подгруппы IV группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 80, ат. масса 200,59. Природная Р. — смесь 7 стабильных изотопов: ¹⁸⁰Hg, ¹⁸¹Hg, ¹⁸²Hg, ¹⁸⁴Hg, в к-рой преобладает ²⁰⁰Hg (29,80%) и ¹⁹⁹Hg (23,43%), а наименьшее содержание имеет ¹⁸⁰Hg (0,14%). Электронная конфигурация веш. оболочек 5s²4d¹⁰6s². Энергия последоват. ионизации 10,438; 18,750; 34,2 эВ соответственно. Атомный радиус 0,160 нм, радиус иона Hg²⁺ 0,112 нм. Значение электроотрицательности 1,23.

В свободном виде в нормальных условиях Р. — серебристая тяжёлая легко испаряющаяся жидкость. Плотность жидкой Р. 13,546 кг/дм³ (при 20°С), твёрдой — 14,193 кг/дм³ (—38,9°С). Твёрдая Р. имеет ромбоэдрич. решётку, её постоянные $a = 0,3463$ и $c = 0,674$ нм. $\chi_{\text{пл}} = -38,86^\circ\text{C}$, $t_{\text{пл}} = 356,86^\circ\text{C}$, уд. теплоёмкость $c_p = 27,99$ Дж/(моль·К), теплота плавления 2,295 кДж/моль, теплота испарения 59,20 кДж/моль. Динамич. вязкость 1,685 мПа·с (при 0°С). Уд. электр. сопротивление 0,947 мОм·см, термич. коэф. электр. сопротивления 0,89·10⁻³ К⁻¹. Темп-ра Дебая 357 К, темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 4,12 К. Поверхностное натяжение 471 мН/м (при 20°С), термич. коэф. линейного расширения 41·10⁻⁶ К⁻¹ (при 195—234 К).

В хим. соединениях проявляет степени окисления +1 и +2. Химически малоактивен, при контакте с кислородом воздуха не окисляется. Пары ртути, а также соединения ртути (сулема HgCl₂ и др.) сильно ядовиты. Работать с Р. следует в хорошо вентилируемых помещениях, используя поддоны. Пролитую ртуть собирают сначала пипеткой с группой, затем ватными тампонами. Окочачат уборку — демеркуризацию — можно проводить, используя, напр., 20%-ный водный раствор хлорида железа. Хранить Р. следует в стальных баллонах, снабжённых плотно закрывающимися пробками. Слой воды на поверхности Р. не предотвращает попадания паров Р. в атмосферу.

Р. применяют для изготовления разл. приборов (термометров, манометров, нормальных элементов, пьезографов и т. д.). Пары Р. используют в люминесцентных лампах. Р. служит рабочим телом в вакуумных насосах, в электрич. переключателях, выпрямителях. Жидкие ртутные катоды применяют при пром. выщелоч. и хлора. Широко используются сплавы Р. с металлами — амальгамы. Радиоакт. нуклид ²⁰³Hg (β^- -распад, $T_{1/2} = 46,7$ сут) находят применение в качестве радиоакт. индикатора.

Лит.: Пугачев И. П., Работа со ртутью в лабораторных и производственных условиях, М., 1972. С. С. Вербонос.

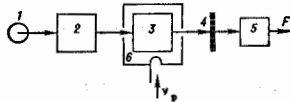
РУБИДИЕВЫЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ — разновидность квантовых стандарт частоты с оптич. накачкой, относится к классу вторичных стандартов. Существуют пассивный Р. с. ч. и активный Р. с. ч. на рубидиевом квантовом генераторе. В службе времени и технике преим. находят применение пассивные Р. с. ч. Относит. нестабильность частоты находится на уровне 10^{-13} за время порядка суток и 10^{-12} за время порядка неск. месяцев. Малогабаритные пассивные Р. с. ч. имеют объём 10^3 см³.

Активный средой в Р. с. ч. являются пары атомов ⁸⁷Rb. Используется переход $S_{1/2}, F_1 = 1, m_F = 0 \rightarrow S_{1/2}, F_2 = 2, m_F = 0$ между подуровнями основного состояния атомов, невозмущённая частота к-рого равна $\nu_0 = 6834682614$ Гц. Зависимость частоты рабочего перехода от магн. поля квадратична и определяется выражением $\nu_p = \nu_0 + 0,08937 H^2$ (Гц $A^{-2} \cdot m^2$). Из-за относительно низкой частоты рабочего перехода равновесная разность населённости его подуровней невелика и не может уверенно наблюдаться обычными методами радиоспектроскопии.

В квантовом частотном дискриминаторе пассивного Р. с. ч. для увеличения отношения сигнала к шуму при индикации рабочего перехода используются оптич. накачка и индикация. Оптич. излучение соответствующего спектрального состава (содержащее D_1F_1 - и D_2F_2 -компоненты D_1 - и D_2 -линий в спектре излучения атомов ⁸⁷Rb) действует на атомы ⁸⁷Rb, переводя их с подуровней $S_{1/2}, F_1$ основного состояния в возбуждённые состояния $P_{1/2}, P_{3/2}$, нарушая тем самым равновесное распределение атомов и существенно повышая разность населённости подуровней рабочего перехода (населённости подуровней $S_{1/2}, F_2$ растут, а подуровней $S_{1/2}, F_1$ уменьшается). Индикацию рабочего перехода ведут в этом случае по интенсивности света накачки, прошедшего через пары атомов рубидия. Действительно кол-во света, поглощённого в процессе накачки, зависит от числа атомов на подуровне $S_{1/2}, F_1 = 1, m_F = 0$ рабочего перехода. Если в дополнение к свету накачки воздействовать одновременно на атомы рубидия резонансным СВЧ-излучением на частоте рабочего перехода, то оно будет стремиться выровнять населённости, т. е. увеличит её. Следовательно подуровня $S_{1/2}, F_1, m_F = 0$ в свою очередь это приведёт к увеличению поглощения света накачки и уменьшению его интенсивности на выходе. Эта интенсивность оказывается зависящей от точности настройки частоты СВЧ-излучения на частоту рабочего перехода и, следовательно, может быть использована для его индикации.

В качестве источника света накачки в Р. с. ч. используется газоразрядная спектрально чистую лампу с парами ⁸⁷Rb. В спектре излучения такой лампы присутствуют как нужные для накачки D_1F_1 - и D_2F_2 -компоненты, так и препятствующие накачке D_1F_2 - и D_2F_1 -компоненты. Для устранения нежелательных компонентов свет спектральной лампы пропускают через фильтр, представляющий собой колбу с парами атомов.

Структурная схема квантового дискриминатора Р. с. ч. приведена на рис. Свет накачки от газоразрядной лампы 1 с парами атомов ⁸⁷Rb последовательно проходит через фильтр 2 с парами атомов ⁸⁵Rb, рабочую



ячейку 3 с парами атомов ⁸⁷Rb и поступает на фотоприёмник 4 с предувл. усилителем 5 на частоте виномод. фазовой модуляции F. Для уменьшения доплеровской ширины линии рабочего перехода рабочая ячейка содержит также смесь инертных газов при дав-

лении неск. торр. Уменьшение уровня радиочастотной мощности на частоте ν достигается путём размещения рабочей ячейки в резонаторе 6.

Лит.: Григорьев В. В., Жаботинский М. В., Золотин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968.

РУБИДИЙ (Rubidium), Rb, — хим. элемент 1 группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 37, ат. масса 85,4678, щелочной металл. Природный Р. — смесь двух изотопов: стабильного ⁸⁵Rb (72,165%) и слабо β -радиоактивного ⁸⁷Rb (27,835%, $T_{1/2} = 4,88 \times 10^{10}$ лет). Электронная конфигурация внеш. оболоч. $5s^1$. Энергия последоват. ионизации 4,177; 27,5; 40,0; 52,6; 71,0 эВ соответственно. Атомный радиус 0,248 нм, радиус иона Rb^{+} 0,149 нм. Значение электроотрицательности 0,89.

В свободном виде мягкий серебристо-белый металл, с кубич. объёмноцентриров. решёткой с параметром $a = 0,570$ нм. Плотность 1,5248 кг/дм³, $t_{пл} = 39,5^\circ C$, $t_{кип} = 685^\circ C$. Уд. теплоты плавления $c_p = 31,09$ Дж/моль $\cdot K$, теплота плавления 2,192 кДж/моль, теплота сублимации 88,59 кДж/моль. Уд. электр. сопротивление 0,1425 мкОм $\cdot m$ (при $0^\circ C$), термич. коэф. электр. сопротивления 4,7 $\cdot 10^{-3} K^{-1}$ (при $0-25^\circ C$). Парамгнет. магн. восприимчивость $\chi = 0,198 \cdot 10^{-4}$. Темп-ра Дебая 55К. Теплопроводность 35,6 Вт/(м $\cdot K$) (при $20^\circ C$). Термич. коэф. линейного расширения 9 $\cdot 10^{-6} K^{-1}$ (при $0-30^\circ C$).

Химически высокоактивен, на воздухе металлич. Р. воспламеняется. Степень окисления +1. Хим. свойства Р. аналогичны свойствам калия, но Р. ещё более реакционноспособен.

Р. используют как материал для катодов в фотоэлементах, ртутных лампах, в гидридных топливных элементах. Пары Р. применяются в качестве активной среды в лазерах, в чувствит. магнитометрах. RbOH используется в щелочных низкотемпературных аккумуляторах. Соединения Р. вводят в состав спец. стёкол. В качестве радиоакт. индикатора обычно применяют ⁸⁶Rb (β -распад и электронный захват, $T_{1/2} = 18,8$ сут).

О. С. Ефремова.

РУБИЙ — кристалл Al_2O_3 (корунд) с небольшой добавкой ионов Cr^{3+} , замещающих в кристаллич. решётке корунда ионы Al и окрашивающих корунд в красный цвет (от розового до малиново-красного в зависимости от концентрации Cr). Темп-ра плавления 2050 $^\circ C$. По механич. свойствам Р. близок к корунду (одному из самых твёрдых минералов). Первоначальное применение в технике получили как материал для часовых подшипников; производство искусств. Р. вначале было налажено для нужд часовой промышленности. В квантовой электронике Р. с 1958 используют в качестве активного вещества в *квантовых усилителях* и *твердотельных лазерах*. Применение Р. в квантовой электронике связано с особенностями спектра Cr^{3+} и с механич. прочностью.

Уровень энергии иона Cr^{3+} в кристаллич. решётке корунда отличаются от уровней свободного иона Cr^{3+} . *Внутрикристаллич. дефекты* кристаллич. решётки (в т. ч. механич. напряжения и тепловые колебания ионов) размывают уровни энергии Cr (рис. 1). Нек-рые уровни, напр. δ_2 и δ_4 , превращаются в полосы. На положение др. уровней (напр., δ_1) электр. поле влияет слабее, и их уширение незначительно. Переходы с основного уровня δ_1 на широкие полосы δ_2 и δ_4 со-

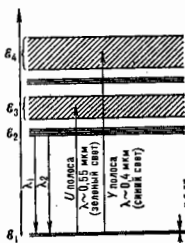


Рис. 1. Схема энергетических уровней иона Cr^{3+} в рубидие.

ответствуют поглощению зелёного и фиолетового света. Переходы с ϵ_1 на узкие уровни ϵ_2 не оказывают влияния на окраску кристалла, т. к. красный свет практически не поглощается. Т. о., положение и ширина полос поглощения ϵ_3 и ϵ_4 определяют красный цвет Р.

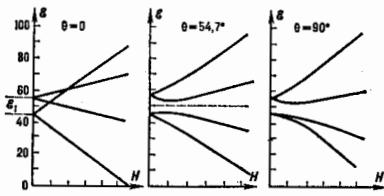


Рис. 2. Расщепление уровней иона Cr^{3+} в рубине в магнитном поле, направление которого параллельно кристаллографической оси кристалла ($\theta = 0^\circ$) и составляет с ней углы $\theta = 0^\circ; 54,7^\circ$ и 90° .

При обычных темп-рах практически все ионы Cr^{3+} находятся на двух нижних уровнях ϵ_1 , отличающься величиной проекции магн. момента на направление поля $E_{кр}$. Частота перехода между ними $\nu = 11,9 \text{ ГГц}$. Каждый уровень иона Cr^{3+} в Р. дважды вырожден (противоположные знаки проекции магн. момента иона на $E_{кр}$). Магн. поле Н дополнительно расщепляет каждый из уровней ϵ_1 на 2, величина расщепления зависит от величины поля Н и его ориентации относительно кристаллографич. оси кристалла (рис. 2; см. *Земляна эффект*). Т. о., в Р., находясь в пост. поле Н, образуются 4 уровня, переходы между к-рыми находятся в диапазоне СВЧ. Благодаря этому Р. может быть использован как трёхуровневая система в квантовых парамагн. усилителях. Применение Р. в квантовых усилителях обусловлено также большим временем его спин-решеточной релаксации при низких темп-рах и, следовательно, малой потребляемой мощностью накачки.

В лазере оптич. диапазона Р. накачивается светом от мощной лампы с широким спектром излучения, соответствующим переходам с уровней ϵ_1 , на подосы ϵ_3, ϵ_4 . Подавляющее большинство возбуждённых ионов

мостей уровней ϵ_1 и ϵ_2 и, следовательно, к генерации света с длиной волны λ_1 и λ_2 (рис. 1), что соответствует красному свету (см. *Теоретический лазер*).

Искусств. монокристаллы Р. выращиваются обычно по методу Вернейля в кислородно-водородном пламени (рис. 3; см. также *Монокристаллы вращениями*). Удаётся получить монокристаллы Р. в виде стержней диаметром до 5 см и метровой длины.

Лит. см. при ст. *Теоретический лазер*, *Накачки усилитель*.

РУПОРНАЯ АНТЕННА — антенна в виде отрезка волновода, расширяющегося к открытому концу. Это расширение улучшает согласование Р. а. с открытым пространством и увеличивает её эфф. площадь и угл. разрешение, поскольку увеличиваются размеры излучающего раскрыва, а фазовая скорость волны у раскрыва приближается к скорости света.

Параметры Р. а. определяются размером раскрыва, формой, длиной и конструкцией рупора. В зависимости от назначения используют секторальные, пирамидальные, конические, биконические рупоры и их сочетания с отражающими поверхностями и лизами (напр., в рупорно-параболич. антенне).

Р. а. применяют в СВЧ-диапазоне как самостоят. антенны, облучатели зеркальных антенн, элементы антенных решеток, а также в качестве антенн-зондов в измерит. установках.

Н. М. Дейкина.

РУТЕНИЙ (Ruthenium), Ru, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 44, ат. масса 101,07, относится к платиновой группе *благородных металлов*. Природный Ru. состоит из 7 изотопов: ^{94}Ru , ^{96}Ru , ^{98}Ru , ^{100}Ru , наиб. распространён ^{101}Ru (31,6%), наименее — ^{96}Ru (1,88%). Металл. радиус 0,133 нм, радиус иона Ru^{4+} 0,062 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2 4p^6 4d^7 5s^1$. Энергия последоват. ковалентн. соответственно равны 7,366; 16,76 и 28,47 эВ. Средство к электрону 1,4 эВ. Значение электроотрицательности 1,42.

В свободном виде хрупкий блестящий серебристый металл, кристаллич. структура имеет гексагональную плотнейшую упаковку с параметрами $a = 0,27057$ нм и $c = 0,42815$ нм. Плотность 12,37 кг/дм³ (по др. данным, 12,06 кг/дм³), $t_{пл} = 2250^\circ\text{C}$, $t_{кип}$ ок. 4100—4200 $^\circ\text{C}$. Уд. теплота плавления 24 кДж/моль, теплота испарения 602 кДж/моль. Уд. теплоёмкость $c_p = 24,1$ Дж/моль·К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,47 К (при напряжённости магн. поля 0,578 А/м). Работа выхода электронов 4,6 эВ. Термич. коэф. линейного расширения $9,91 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (при 323 К). Уд. электр. сопротивление 0,07427 мкОм·м (при 298 К), теплопроводность 116,3 Вт/(м·К). Магн. восприимчивость $0,427 \cdot 10^{-6}$ (при 293 К). Для отожжённого Р. твёрдость по Бриггелю 1790—2160 МПа. Модуль упругости 422—462,8 ГПа (по разл. данным), модуль сдвига 160—170 ГПа.

Р. химически малоактивен, в соединениях проявляет степени окисления от +2 до +8 (наиб. характерны +3, +4, +6 и +8). Р. (особенно полученный электроосаждением) способен адсорбировать значит. кол-во водорода.

Чистый Р. и его сплавы с др. платиновыми металлами применяют в качестве катализаторов хим. реакций, используют для защитного покрытия электрич. контактов. Сплавы Ru, Pt, Rh служат для изготовления фильер. Сплав Ru и Ir применяется при изготовлении высокотемпературных термопар. Нек-рые соединения Р. используют при варке стёкол. В качестве радиоакт. индикаторов применяют β^- -радиоактивные ^{100}Ru ($T_{1/2} = 39,4$ сут) и ^{106}Ru ($T_{1/2} = 367$ сут), образующиеся в ядерных реакторах.

С. С. Бердников.

РЫТОВА МЕТОД — см. *Лазеры возбужденный метод*.
РЭЛЕВСКОЕ РАССЕЙЯНИЕ — когерентное рассеяние света на оптич. неоднородностях, размеры к-рых значительно меньше длины волны λ возбуждающего света. В отличие от флуоресценции, происходящей с



Рис. 3. Выращивание рубина по методу Вернейля. Смесь Al_2O_3 и Cr_2O_3 в виде гудры спускается сверху на вертикальный кристалл, верхняя крошка которого находится в пламени горелки с температурой 2650 $^\circ\text{C}$, достаточной для плавления рубина. Кристалл постепенно опускается, и расплавленный слой смеси, выходя из пламени, кристаллизуется.

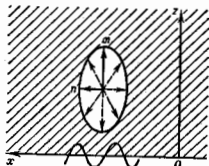
Порошок Al_2O_3 с примесью Cr_2O_3
Пламя горелки
Кислородно-водородная горелка
Растущий кристалл рубина
Подставка, поддерживающая кристалл, постепенно опускается

отдаёт часть своей энергии тепловым колебаниям кристалла и переходит на уровни ϵ_2 , к-рые не заселены при комнатной темп-ре. Время жизни ионов на уровнях ϵ_2 достаточно велико (3,5 мс), и большинство ионов сваливается на них. При достаточно мощной накачке увеличивается населённость уровней ϵ_1 и обогащение населённостью уровней ϵ_2 приводит к *инверсии населён-*

частотами совб. колебаний электронов, возбужденных световой волной, Р. в. происходит с частотами колебаний возбуждающего света. Интенсивность рассеиваемого средой света пропорциональна λ^{-4} . Эта зависимость установлена Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1871. Подробнее см. в ст. *Рассеяние света*.

РЭЛЕЯ ВОЛНЫ — упругие волны, распространяющиеся в твердом теле вдоль его свободной границы и затухающие с глубиной; разновидность *поверхностных акустических волн*. Их существование было предсказано Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1885. Примеры Р. в. — волны на земной поверхности, возникающие при землетрясениях, ультразвуковые и гиперзвуковые поверхностные волны в твердых телах, широко применяемые в современных физ. исследованиях и технике.

В плоской Р. в. в одном изотропном упругом полупространстве имеются две компоненты смещения (рис.),



Схематическое изображение волны Рэлея, распространяющейся в направлении оси вдоль свободной границы твердого тела, перпендикулярной оси z, u, v — компоненты колебательного смещения частиц среды; эллипсы — траектории их движения.

одна из к-рых u направлена вдоль направления распространения волны (ось z), а другая v — перпендикулярно свободной границе вглубь пространства (направление оси z с началом на границе), причём

$$u = Ak \left(z - \frac{2q_2}{k^2 + p^2} e^{-sz} \right) \sin(kx - \omega t),$$

$$v = Aq \left(e^{-qz} - \frac{2k^2}{k^2 + p^2} e^{-sz} \right) \cos(kx - \omega t),$$

где t — время, ω — круговая частота, $q = \sqrt{k^2 - k_1^2}$, $s = \sqrt{k^2 - k_2^2}$, k — волновое число Р. в., k_1 , k_2 — волновые числа продольных и поперечных волн соответственно, A — произвольная постоянная.

Толщина слоя локализации Р. в. составляет от λ до 2λ , где λ — длина волны. На глубине λ плотность энергии в волне $\approx 0,05$ плотности у поверхности. Движение частиц в Р. в. происходит по эллипсам, большая полуось к-рых перпендикулярна поверхности, а малая — параллельна направлению распространения волны. Эксцентриситет эллипсов зависит от расстояния до поверхности и от коэф. Пуассона ν упругой среды.

Фазовая скорость Р. в. c_p меньше фазовых скоростей c_1 и c_2 продольных и поперечных волн и определяется из ур-ния

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\nu)\eta^2 - 16(1 - \nu^2) = 0,$$

где $\eta = c/c_1$, $\xi = c/c_2$. Р. в. соответствует веществу корень этого ур-ния, значения к-рого для твердых сред заключены между 0,874 и 0,955. Приближенное выражение для него $\eta = (0,87 + 1,12\nu)/(1 + \nu)$. Р. в. распространяются без дисперсии, их фазовая скорость равна групповой.

В изотропных средах структура и свойства Р. в. зависят от типа изотропии и направления распространения волны. Р. в. могут распространяться не только по плоской, но и по криволинейной свободной поверхности твердого тела. При этом меняются их скорость, распределение смещений и напряжений с глубиной, а также спектр допустимых частот, к-рый на непрерывного может стать дискретным, как, напр., для случая Р. в. на поверхность сферы.

Иногда под Р. в. понимают волны не только на свободной границе твердого тела, но также поверхностные волны более общего типа, возникающие на границе твердого тела с жидкостью и на границе системы твердых или жидких слоев с полупространством.

Р. в. широко используются во всех областях науки и техники. Напр., низкочастотные ($10^2 - 10^4$ Гц) Р. в. применяют в сейсмологии для регистрации землетрясений и в сейсморазведке. В УЗ-диапазоне частот Р. в. используются для всестороннего контроля поверхностного слоя образца: исследования характеристик поверхностного слоя, выявления поверхностных и околоповерхностных дефектов (см. *Дефектоскопия*), определения остаточных напряжений поверхностного слоя металла, термич. и механич. свойств поверхностного слоя образца. Гиперзвуковые ($10^8 - 10^{10}$ Гц) Р. в. широко используются в акустоэлектронике при создании преобразователей эл.эктр. сигналов, ультразвуковых линий задержки, усилителей эл.-магн. колебаний и систем для обработки информации.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости, 4 изд., М., 1987, гл. 3, § 24; Бреховский Л. М. Волны в сплошных средах, 2 изд., М., 1973, гл. 1, § 6; Физическая акустика, под ред. У. Манни и Р. Тейсона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 4; Вилл и Горв И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М., 1981. И. А. Викторова

РЭЛЕЯ ДИСК — прибор для абсолютного измерения колебательной скорости частиц в акустич. волнах, распространяющихся в газах и жидкостях. Р. д. представляет собой тонкую круглую пластинку из легкого металла или слюды, подвешенную на длинной тонкой (обычно кварцевой или металлической) нити и снабженную зеркальцем для измерения его поворота вокруг вертикального ос. Поворот Р. д. вызывается вращающим моментом M , обусловленным действием средних по времени гидродинамич. сил при обтекании его потоком (см. *Бернулли уравнение*). Поскольку величина квадратично зависит от скорости потока, Р. д. чувствительнее как к пост. потокам, так и к знакопеременному полю скорости в акустич. волне. Действие момента M уравновешивается упругостью нити по отношению к закручиванию.

Величина колебат. скорости v определяется по ф-ле: $v = U \sqrt{3\theta/4\rho r^2 \sin^2 2\theta}$, где θ — малый угол, на к-рый поворачивается диск и к-рый наблюдают по отклонению отраженного от зеркальца светового луча, ρ — плотность среды, θ_0 — угол между нормалью к диску до включения звука и направлением колебат. скорости, коэф. упругости кручения нити $t = 4\pi^2 M / T^2$ определяется по периоду T свободных колебаний и моменту инерции M Р. д., r — радиус диска, к-рый должен быть много меньше длины волны звука λ . Р. д. обычно устанавливаются под углом $\theta_0 = 45^\circ$ к к. при этом его чувствительность максимальна. Чувствительные Р. д. позволяют определять малые колебат. скорости $v \sim 0,1$ см/с. В *звуковых полях*, где имеют место простые соотношения между колебат. скоростью, звуковым давлением p и интенсивностью звука I (напр., в поле плоской волны), Р. д. используются для определения p и I .

К недостаткам Р. д. как приемника звука относятся его инерционность. Р. д. подвержен влиянию пост. потоков, как конвекционных, так и возникающих в звуковом поле, что снижает точность измерений. Применение Р. д. ограничено областью звуковых и низких УЗ-частот из-за необходимости соблюдения условия $r \ll \lambda$. При измерениях в воде нужно учитывать поправку на присоединенную массу и на увеличение Р. д. потоком.

Лит.: Беранек Л. Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952, гл. 4, а также И. А. Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962. И. П. Гольдман

РЭЛЕЯ ЗАКОН МАГМАТИЗИВАНИЯ — установленная эмпирически Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh, 1887) зависимость намагнитичности M (или магн. индукции H) ферромагнетика от напряженности индукт. магн. поля H в области $H \ll H_c$ (где H_c — *коэрцитив-*

ная сила материала). Для кривой начального намагничивания Р. з. н. имеет вид

$$M = \chi_{обр} H \pm RH^2,$$

где $\chi_{обр}$ — обратная магнитная восприимчивость, R — постоянная Раля, знак «+» соответствует $H > 0$, знак «-» $H < 0$.

Установившаяся петля гистерезиса магнитного, согласно Р. з. н., описывается ур-нием

$$M = (\chi_{обр} + RH_m) H \pm (R/2) (H^2 - H_m^2),$$

где знак «+» перед вторым слагаемым соответствует восходящей ветви гистерезиса, а знак «-» — нисходящей. H_m — макс. значение магн. поля. Эти закономерности выполняются не только вблизи размагниченного состояния, но и любого др. состояния на плоскости (M, H) при условии, что $H, H_m \ll H_c$. При этом параметры $\chi_{обр}$ и R для разных состояний имеют разные значения. Коэф. $\chi_{обр}$ характеризует линейную, обратную часть процесса намагничивания, связанную с обратимыми смещениями доменных стенок. Для размагниченного состояния $\chi_{обр}$ совпадает с обратной начальной восприимчивостью χ_0 . Постоянная R определяет вклад в намагниченность необратимых смещений доменных стенок. Необходимое условие для выполнения Р. з. н. — медленное, квазистатич. изменение магн. поля, сводящее к минимуму эффекты, связанные с магн. последствием (магнитной вязкостью). Р. з. н., как показал Е. И. Кундрский (1938), может быть выведен теоретически из рассмотрения процессов намагничивания с учётом статистич. распределения критич. поля смещения доменных стенок.

Лит.: Подьянов К. М., Ферромагнетизм, М.—Л., 1957; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

РЭЛЁН ИНТЕРФЕРОМЕТР — см. Интерферометр Рэля.

РЭЛЁН КРИТЕРИЙ — условие, введенное Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh), согласно к-рому изображение двух близлежащих точек можно видеть раздельно, если расстояние между центрами дифракц. пятен каждого из изображений не меньше радиуса первого тёмного дифракц. кольца. Подробнее см. в ст. Разрешающая способность.

РЭЛЁН ЧИСЛО — подобия критерий, характеризующий отношение потока тепла в жидкости или газе за счёт подъёмной (архимедовой) силы, возникающей вследствие неравномерности поля темп-ры у поверхности тела, к теплопроводности среды; Р. ч.

$$Ra = g l^3 \Delta T / \nu a,$$

где g — ускорение свободного падения, l — характерный размер, β — температурный коэф. объёмного расширения среды, ΔT — разность темп-р поверхности тела и среды, ν — коэф. кинематич. вязкости, a — коэф. температуропроводности среды. Р. ч. представляет собой, по существу, произведение Грасгофа числа и Прандтля числа:

$$Ra = Gr \cdot Pr.$$

Смысл введения Р. ч. наряду с числом Грасгофа при рассмотрении свободноконвективного теплообмена связан с тем обстоятельством, что, как показывают численные решения ур-ний вязкой теплопроводной среды и прямые эксперим. исследования, для газов и металлич. жидкостей безразмерный коэф. теплообмена — Нуссельта число (Nu) — определяется именно произведением чисел Грасгофа и Прандтля, т. е.

$$Nu = f(Ra).$$

В большинстве случаев такая зависимость имеет вид безразмерной ф-ции $Nu = c Ra^b$. При этом показатель степени b зависит от режима течения в среде, опреде-

ляемого Р. ч., а коэф. c также от геометрии рассматриваемой системы. Р. ч. широко используется при описании процессов теплообмена, происходящих на борту космич. аппаратов при орбитальном полёте, т. е. в условиях микрогравитации.

Лит.: Теория теплообмена. Терминология, М., 1971; Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975.

РЭЛЁН — ДЖИНСА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — закон распределения энергии в спектре излучения абсолютно чёрного тела в зависимости от темп-ры:

$$u_\omega = (8\pi \nu^3 / c^3) k T,$$

где u_ω — плотность излучения на частоте ν . Р.—Д. з. и. выведен Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1900 из классич. представлений о равномерном распределении энергии по степеням свободы. В 1905—09 Дж. Джинс (J. Jeans), применив методы классич. статистики физики к волнам в полости, пришёл к той же ф-ле, что и Рэлей. Р.—Д. з. и. хорошо согласуется с экспериментом лишь для малых ν (в ДВ-области спектра). С ростом ν энергия излучения по Р.—Д. з. и., вопреки опыту, должна неограниченно расти, достигая чрезвычайно больших значений в дальней УФ-области спектра (т. н. У Ф - к а т а с т р о ф а). Распределение энергии в спектре абсолютно чёрного тела, справедливое для всего спектра, получается только на основе квантовых представлений и описывается Планка законом излучения, частным случаем к-рого и является Р.—Д. з. и. Применяют Р.—Д. з. и. при рассмотрении ДВ-излучения, когда не требуется высокая точность вычислений.

Лит.: Ш а в а н К. М., Теория теплового излучения, пер. с нем., Л.—М., 1935; Б о р н М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970. М. А. Ельсевич.



САВАР — устаревшая единица частотного интервала. Названа в честь Ф. Савара (F. Savart). 1 С. равен частотному интервалу с таким отношением f_2/f_1 граничных частот, что $\lg f_2/f_1 = 0,001$; при этом $f_2/f_1 = 1,0023$. 1 С. = $3,32 \cdot 10^{-3}$ октавы = 3,98 цента. Применяется для измерения интервалов высоты звука.

САДОВСКОГО ЭФФЕКТ — возникновение вращат. механич. момента у тела, облучаемого эллиптически поляризованным светом. Как показал впервые А. И. Садовский (1888), эллиптически поляризованная световая волна обладает моментом импульса, плотность потока к-рого в вакууме равна: $M = |E \times A| = I/q\omega$, где I — яркость светового пучка (модуль вектора Поинтинга), q — степерь эллиптичности (см. Стожа параметры), ω — угл. частота световой волны, E — напряжённость её электр. поля, A — вектор-потенциал эл.-магн. поля волны. С квантовой точки зрения существование момента импульса световой волны связано с тем, что при эллиптич. поляризации вероятности ориентации спина фотона в направлении его движения и навстречу ему не одинаковы (для одного фотона $M = h/2\pi$). Величина С. э. очень мала. Так, для видимого света ($\omega = 4 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$), поляризованного по кругу ($q = 1$) и по яркости равного яркости прямого света Солнца, $M = 3 \cdot 10^{-19}$ дин·см. Для поляризованного по кругу сантиметровых волн ($\omega = 10^{10} \text{ с}^{-1}$) $M = 10^{-3}$ дин·см при $I = 1 \text{ Вт/см}^2$. Несмотря на это, С. э. наблюдался экспериментально как для видимого света, так и для сантиметровых волн. Особенно большую роль С. э. играет в процессах излучения и поглощения света атомами и молекулами, где его существование в значит. степени

определяет правила квантования (напр., правила Бора, см. *Атомная физика*).

С теоретич. точки зрения, существование С. з. позволяет применять к явлению взаимодействия эл.-магн. волн с веществом закон сохранения момента количества движения.

Лит.: Соколов А. А., Введение в квантовую электродинамику, М., 1958; Розенберг Г., Наблюдение спинового момента сантиметровой волны, «ФОН», 1950, т. 40, в. 2, с. 328.

САМАРИЙ (лат. Samarium), Sm, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 62, ат. масса 150,36, относится к лантаноидам. Природный С. — смесь 7 изотопов: ^{144}Sm , ^{147}Sm — ^{152}Sm , ^{154}Sm , в к-рой преобладает ^{152}Sm (26,7%), а наименее предвлетает ^{144}Sm (3,1%). ^{147}Sm и ^{148}Sm α -радиоактивны ($T_{1/2} = 1,06 \cdot 10^{11}$ и $7 \cdot 10^{13}$ лет соответственно). Электронная конфигурация внеш. электронных оболочек $4f^2 6s^2 4d^1 6p^6 5d^2 6s^2$. Энергии последовательной ионизации 5,63; 11,07; 23,4 эВ соответственно. Металл. радиус атома Sm 0,181 нм, радиус иона Sm^{3+} 0,097 нм. Значение электроотрицательности 1,07.

В свободном виде серебристый металл. При низких темп-рах устойчив α -Sm с ромбоэдр. кристаллич. структурой, параметры решетки $a = 0,3626$ нм и $c = 2,618$ нм. При высоких темп-рах устойчив β -Sm с объемноцентрированной кубич. структурой с параметром решетки $a = 0,407$ нм. Темп-ра перехода $\alpha \rightarrow \beta$ 917°C (по др. данным, 855°C). Плотность α -Sm 7,537 кг/дм³, β -Sm 7,40 кг/дм³, $t_{пл} = 1072$ К, $t_{кип}$ ок. 1800°C. Уд. теплотопкость $c_p = 29,5$ Дж/(моль·К), теплота плавления 8,61 кДж/моль. Темп-ра Дебая 148 К. Теплопроводность металла. Sm 13,3 Вт/(м·К), коэф. линейного расширения $10,4 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹ (при 298 К). Уд. электр. сопротивление 1,05 мОм·м (при 293 К), термич. коэф. электр. сопротивления $1,48 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹ (при 273—373 К). С. — парамагнетик, магн. восприимчивость $8,49 \cdot 10^{-6}$ тл. по Бриеллю С. чистой 99,5% 343—441 МПа, модуль нормальной упругости 34,1 ГПа, модуль сдвига 126,5 ГПа.

В соединениях проявляет степень окисления +3 и, реже, +2. По хим. свойствам аналогичен др. легким лантаноидам. Интерметаллич. соединения SmCo₅ характеризуются высокими точкой Кюри (997 К) и магнитной насыщенности (0,965 Тл при комнатной темп-ре) и используются как материал пост. магнитов. Металл С. применяют для изготовления электр. статоров С. характеризуется высоким эфф. сечением захвата тепловых нейтронов (для природного С. $5,6 \cdot 10^{-28}$ м² для ^{149}Sm $5 \cdot 10^{-24}$ м²), поэтому его используют в нейтронных детекторах. В качестве радиоакт. индикатора применяется β -радиоактивный ^{152}Sm ($T_{1/2} = 46,7$ ч). С. с. Бердников.

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ — самопроизвольное (без внеш. воздействий) возникновение колебаний в колебат. системе при неустойчивом состоянии равновесия последней. С. к. происходит под влиянием малых нач. отклонений системы от состояния равновесия, неизбежно существующих вследствие флуктуаций; возникшие колебания нарастают, и в системе могут установиться автоколебания, к-рые поддерживаются за счёт энергии того или иного источника.

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛН — изменение характеристик волнового процесса вследствие взаимного влияния разл. волновых явлений в среде. В узком смысле термин «С. в.» применяется к однокомпонентным системам с безынерционной нелинейностью. Рассмотрим, напр., ур-ние для простых волн:

$$u_t + (V + u)u_x = 0. \quad (1)$$

Решение этого ур-ния задается неявным соотношением: $u(x, t) = -V + u_0(x - (u(x, t) + V)t)$ с нач. условием $u(x, t = 0) = u_0(x)$. Пока нелинейные эффекты малы, $|u| \ll V$, это решение принимает вид: $u(x, t) = u_0(x - Vt)$. Следовательно, волна распростра-

няется без искажения формы и с пост. групповой скоростью V . В общем случае $u_0 \neq \text{const}$ решение Коши задачи для ур-ния (1) существует только в течение конечного времени: рост нелинейности (слагаемого uu_x) ведёт к деформации профиля волны, а в дальнейшем — к её опрокидыванию. Аналогично в случае нелинейного ур-ния теплопроводности

$$T_t = \nabla^2(T \nabla T) + T^3 \quad (2)$$

при $\beta > 0$ + 1 решение существует конечное время (т. н. время обострения), в течение к-рого возникает локализованная структура с убывающей шириной и неограниченно растущей амплитудой.

Как правило, в физ. задачах конечность времени существования или неограниченный рост решения связаны с пренебрежением к-л. эффектами. Если, напр., учесть диссипативные процессы, добавив в правую часть (1) слагаемое au_{xx} , $a > 0$:

$$u_t + (V + u)u_x = au_{xx} \quad (3)$$

(Бюргерса уравнение), то в этом случае конкуренция нелинейного увеличения крутизны профиля и его диссипативного сглаживания может давать решения с неизменным во времени профилем — ударную волну с конечной толщиной фронта. Кроме того, возникнут решения с убывающей амплитудой.

В примерах (1), (2) С. в. вело к эффектам типа опрокидывания фронта или к обострению профиля. Однако в ряде случаев именно нелинейные процессы ограничивают развитие неустойчивости. Напр., обобщённое ур-ние Гинзбурга — Ландау

$$u_t = -u_{xxxx} - 2u_{xx}(\beta - 1)u - u^3 \quad (4)$$

при $0 < \beta < 1$ имеет единственное однородное решение: $u = 0$, к-рое неустойчиво по отношению к возмущениям типа $\sim \exp(ikz)$ с волновыми векторами $k \in (\sqrt{1 - \beta}, \sqrt{1 + \beta})$. С. в., описываемое слагаемым $(-u^3)$ в (4), ограничивает рост амплитуды возмущений, и в системе устанавливается стационарная пространственно-периодич. структура.

Строго говоря, однокомпонентные системы с самовоздействием — это приближённое описание многокомпонентных систем, в к-рых характерные времена эволюции разл. степеней свободы сильно различаются. Напр., в нелинейной оптике безынерционная нелинейность для сильной световой волны формирует быстрыми процессами в среде, индицируемых самой световой волной. В общем случае временем задержки отклика среды на волновой процесс пренебрегать нельзя. При этом говорят об инерционной нелинейности или о нелинейной многокомпонентной системе. Пример — ур-ние Курамото — Судзуки (двухкомпонентная система):

$$w_t = w + (1 + iC_1)w_{xx} - (1 + iC_2)|w|^2 w, \quad (5)$$

описывающее поведение многих систем в окрестности бифуркац. значений параметров (см. Бифуркация). Здесь w — комплекснозначная ф-ция, а C_1 и C_2 — действительные числа. При подходе к выбору коэффициентов ур-ние (5) допускает как простейшие, стационарные решения, так и более сложные, вплоть до стохастических (т. н. диффузионный хаос). Конкуренция диссипативных процессов и эффектов С. в. (в указанном смысле) ведёт к усложнению динамики системы. Физ. пример инерционного С. в. — тепловая дефокусировка лазерного излучения, обусловленная изменением показателя преломления среды при её нагреве излучением (см. Самовозбуждение света).

Лит.: Кичмарек Ф., Введение в физику лазеров, пер. с польск., М., 1981; Магнетическое зондирование. Сб. ст., М., 1988. В. А. Сидяев, В. А. Рожановская Ю. М. Яхно И. В. Г. Автономные процессы, М., 1987; Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Введение в нелинейную физику, М., 1988. Н. А. Гырченко.

САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТА — эффекты изменения характера распространения света в нелинейной среде, обусловленные зависимостью свойств среды от его интенсивности. Существуют два типа С. с., связанные с разл. влиянием мощного оптич. излучения на показатель преломления. В одном случае в нелинейной среде показатель преломления n (его действит. часть) является ф-цией интенсивности I и волна бежит с др. фазовой скоростью v , чем в линейной среде: $v = c/n(I)$. В поле ограниченной волны такая среда становится неоднородной и возникает явление нелинейной рефракции (искривления) лучей, приводящее к *самофокусировке света* или *самодефокусировке света*. При прохождении через нелинейную среду волнового пакета (импульса) возникает самомодуляция фазы, к-рая при наличии дисперсии переходит в амплитудную. Фазово-модулированный импульс может испытать компрессию или деконпрессию. Благодаря самодействию оптич. импульсы могут распространяться в диспергирующей среде без распада в виде солитонов оптических. В кристаллах имеет место нелинейное вращение плоскости поляризации (см. *Нелинейная оптическая активность*).

Др. тип С. с. связан с нелинейным изменением мнимой части показателя преломления, т. е. с нелинейным поглощением. Оно может иметь квантовую природу — это двух-, трёх- и в общем случае *многофотонное поглощение*. В облачной среде оно связано с нагревом и испарением аэрозолей, с фотолитографическими молекулы и т. д. При нелинейном поглощении меняется закон затухания амплитуды волн с пройденным расстоянием (по сравнению с *Бузера — Ламберта — Бера законом*). Большой интерес представляют случаи индуцированного излучения просветления поглощающих сред (см. *Самондущиванная прозрачность*).

А. П. Сухоруков.

САМОВЫСТРАИВАНИЕ — *выстраивание ансамблей атомов и молекул, образующиеся без внеш. воздействий*, а в результате, напр., *пленения излучения* (в плазме) и соударения частиц. И то и другое может быть по разным причинам анизотропным, что приводит к С. атомов (молекул) в определ. квантовых состояниях.

При пленении излучения его анизотропия приводит к выстраиванию состояния, возбужденного этим излучением. В произвольной точке объема, занятого плазмой, можно выделить два направления с экстремальными интенсивностями излучения (в цилиндрчик, разрядной трубке оно максимально параллельно оси, а в направлении, перпендикулярном оси и радиусу трубки, оно минимально) и наведенное им С. будет двусосным. Оно описывается тензором, гл. оси к-рого совпадают с осями симметрии распределения излучения. Ни в какой системе координат двусосное С. нельзя описать равнолюк вращением зеемановских подуровней, в матрице плотности всегда останутся «когерентные» члены, связывающие состояния с разными маг. числами m . Но на оси трубки С. одноосно и его можно свести к продольному выстраиванию, адекватному разности заселенностей зеемановских подуровней.

Ещё один вид С. — скрытое выстраивание, связанное с тепловым движением частиц. Благодаря этому движению вероятность взаимодействия с излучением и вероятность столкновений для каждой частицы имеют неаизотропное осесимметричное распределение, и в результате ансамбль атомов с заданным направлением теплового движения может оказаться выстроенным. В ср. по всему объёму скрытое С. не проявляется вследствие хаотичности теплового движения. Тем не менее локальное скрытое С. оказывает влияние на контур излучения (поглощения) спектральной линии, а через это — на количеств. характеристики пленения излучения и заселенности уровней.

С., как и выстраивание вообще, разрушается магн. полем, не параллельным оси выстраивания (*Хамле эф-*

фект). При этом меняются поляризац. характеристики излучения, а иногда и интенсивность. Эти изменения образуют т. н. сигналы выстраивания, позволяющие определять константы релаксации — радиацион. распада, столкновит. разрушения выстраивания и др.

С. впервые было зарегистрировано в тлеющем разряде; его наблюдали также в короне и протуберанцах Солнца. Изучение поляризац. характеристик солнечного излучения позволило найти распределение магн. поля в солнечных пятнах и проследить за его изменением.

С. атомов наблюдалось в возбужденных состояниях, но оно возможно и в осн. состоянии. Однако осн. состояние атомит. части атомов элементов таблицы Менделеева не удовлетворяют необходимому для выстраивания условию, согласно к-рому квантовое число угл. момента должно быть не меньше единицы. См. также ст. *Интерференция состояний* и лит. при ней.

Лит.: Алек. Андров Е. Б., Хвостенко Г. И., Чаяка М. П., *Интерференция атомных состояний*, М., 1991, М. П. Чаяка.

САМОДЕФОКУСОВКА СВЕТА — нелинейное распыление высокочастотного светового пучка, распространяющегося в нелинейной среде, показатель преломления к-рой уменьшается с ростом интенсивности поля:

$$n = n_0 + n_{\text{нд}}(|A|^2), \quad n_{\text{нд}} < 0. \quad (1)$$

Здесь A — комплексная амплитуда поля, n_0 — линейная часть показателя преломления среды, $n_{\text{нд}}$ — отрицат. нелинейная добавка к показателю преломления, конкретный вид к-рой зависит от механизма нелинейной среды. Если нелинейная добавка к показателю преломления положительная ($n_{\text{нд}} > 0$), то вместо дефокусировки развивается *самофокусировка света*.

При падении светового пучка, имеющего, напр., гауссово распределение амплитуды по поперечной координате r шириной a ,

$$A = E_0 \exp(-r^2/a^2), \quad (2)$$

нелинейная среда с показателем преломления (1) становится оптич. неоднородной. В такой среде лучи испытывают нелинейную рефракцию, отклоняясь в области больших значений показателя преломления, а именно, от осн. пучка к периферии. Это и приводит к С. с., а слой нелинейной среды играет роль отрицат. (рассеивающей) линзы с фокусным расстоянием $F_{\text{нл}}$, зависящим от интенсивности (мощности) пучка. В зависимости от соотношения между фокусным расстоянием $F_{\text{нл}}$ и толщиной среды l , к-рому проходит свет, различают два случая — тонкой и толстой линзы.

Тонкая нелинейная линза. Если $F_{\text{нл}} > l$, то рефракция лучей внутри слоя мала (рис. 1), сечение пучка

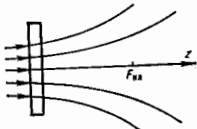


Рис. 1. Траектории лучей при самодефокусировке в тонкой нелинейной линзе.

при прохождении среды остается неизменным, а меняется лишь волновой фронт. В толстом слое происходит нелинейный набег фазы:

$$\Phi_{\text{нл}} = k_0 n_{\text{нд}} \left(E_0^2 \exp(-2r^2/a^2) \right), \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, ω — частота.

Для гауссова пучка ф-ция $\Phi_{\text{нл}}$ представлена на рис.

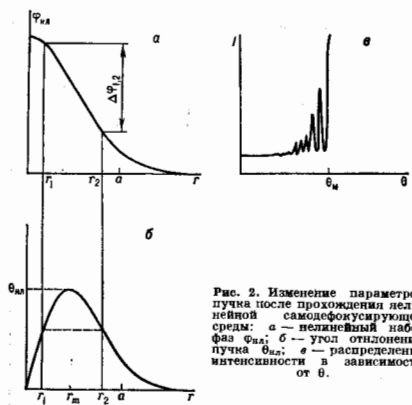


Рис. 2. Изменение параметров пучка после прохождения нелинейной самодефокусирующей среды: а — нелинейный набег фаз $\Delta\varphi$; б — угол отклонения пучка θ ; в — распределение интенсивности в зависимости от z .

2, а. Лучи выходят из слоя под разными углами $\theta_{\text{нл}}$ (рис. 2, б):

$$\theta_{\text{нл}}(r) = \frac{1}{k_0} \frac{\partial \Phi_{\text{нл}}}{\partial r} = l \frac{\partial n_{\text{нл}}}{\partial r}. \quad (4)$$

Наиб. отклонение испытывают лучи, выходящие из области макс. градиента изведённой поперечной неоднородности показателя преломления, расположенной на $r_m = a/2$. Под меньшими углами $\theta < \theta_m$ вдоль каждого направления идут два луча, интерферирующие между собой на большом удалении от нелинейной среды. В зависимости от разности фаз этих лучей $\Delta\varphi$ под к.-л. данным углом может наблюдаться минимум или максимум амплитуды — возникает характерная кольцевая структура (рис. 2, в, и рис. 4, а). Это явление наз. в нелинейном абберации.

Первое тёмное кольцо образуется при $\Delta\varphi = \pi$, второе — при $\Delta\varphi = 3\pi$ и т. д. Второе светлое кольцо (внутри внеш. светлого кольца с угла расходимости $\theta_{\text{нл}}$) образуется при $\Delta\varphi = 2\pi$, а последующие — при $\Delta\varphi = 2\pi N$. Т. о., число дополнит. светлых колец в абберак. картине дефокусировки равно

$$N = |\Phi_{\text{нл}}(0) - \Phi_{\text{нл}}(\infty)| / 2\pi = |n_{\text{нл}}(E_0^2)| / \lambda_0. \quad (5)$$

Угл. расходимость дефокусированного пучка определяется ф-лой

$$\theta_{\text{нл}} = \theta(r_m) \approx 1,3 n_{\text{нл}}(E_0^2) / a \approx 4N \theta_{\text{диф}}, \quad (6)$$

где $\theta_{\text{диф}} = 2/ka$ — дифракционная расходимость гауссова пучка.

Топку нелинейную линзу удобно характеризовать фокусным расстоянием:

$$F_{\text{нл}} = a / \theta_{\text{нл}} \approx a^2 / n_{\text{нл}} l \approx l_n / 4N, \quad (7)$$

где $l_n = ka^2/2$ — дифракц. длина пучка или протяжённость зоны Френеля дифракции.

Т. о., с увеличением мощности пучка растёт его интенсивность E_0^2 на осп, растут $n_{\text{нл}}$ и $\theta_{\text{нл}}$, т. е. усиливается эффект дефокусировки. Чем больше расходимость пучка, тем больше число абберак. колец N . Дефокусировка пучка выражается в том, что с ростом мощности пучка амплитуда и интенсивность уменьшаются, а появление каждого нового тёмного кольца со-

провождается изменением интенсивности в центре пучка в дальнем поле.

Толстая нелинейная линза. В толстом слое нелинейной среды пучок значительно расширяется уже внутри самого слоя и эффективная (интенсивная) дефокусировка идёт на расстоянии порядка $F_{\text{нл}} \ll l$. Для оценки $F_{\text{нл}}$ толстой линзы можно воспользоваться ф-лой (7), заменив толщину слоя l на $F_{\text{нл}}$, получая в результате выражение

$$F_{\text{нл}} = a \sqrt{n_0 / n_{\text{нл}}(E_0^2)}. \quad (8)$$

Нелинейная расходимость пучка при внутр. дефокусировке, т. е. и толстом слое, равная $\theta_{\text{нл}} = \sqrt{n_{\text{нл}} / n_0}$ слабее зависит от мощности пучка, чем в тонком слое (6). Заметная дефокусировка наблюдается при $\theta_{\text{нл}} \approx \theta_{\text{диф}}$. Откуда можно определить порог этого эффекта.

На практике наиб. часто осуществляется тепловая С. с., обусловленная появлением $n_{\text{нл}}$ при нагреве среды в результате поглощения доли энергии светового пучка, $n_{\text{нл}} = (T - T_0) dn/dT$, где T_0 — равновесная темп-ра, T — темп-ра после нагрева, к-рая находится из ур-ния теплопроводности:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \kappa \Delta T - \frac{c n_0}{8\pi} |A|^2, \quad (9)$$

где ρc_p — уд. теплоёмкость, κ — коэф. теплопроводности, α — коэф. поглощения, v — скорость конвективного движения среды (или пучка относительно среды) в направлении, перпендикулярном световому пучку вдоль оси x (рис. 3).

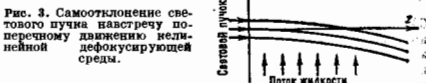


Рис. 3. Самоотклонение светового пучка навстречу поперечному движению нелинейной дефокусирующей среды.

Тепловая линза имеет конечное время релаксации, определяемое теплопроводностью в пучке $\tau_T = \rho c_p a^2 / \kappa$. Короткие импульсы ($\tau \ll \tau_T$), для к-рых $n_{\text{нл}} \approx \alpha |A|^2 a^2$, испытывают нестационарную С. с., пропорциональную поглощённой энергии, а длинные ($\tau \gg \tau_T$) импульсы и непрерывное излучение — стационарную, $n_{\text{нл}} \approx \alpha E_0 a^2 / \kappa$. Кроме того, резко различаются случаи неподвижной среды ($v = 0$) и среды с поперечной конвекцией.

При стационарной тепловой дефокусировке в толстом неподвижном слое углы расходимости, фокусное расстояние и число дополнит. светлых колец определяются ф-лами, следующими из (5) и (6):

$$\theta_{\text{нл}} = \alpha \frac{dn}{dT} E_0^2 a / \kappa, \quad F_{\text{нл}} = \kappa / \alpha \frac{dn}{dT} E_0^2, \quad N = \alpha \left| \frac{dn}{dT} \right| E_0^2 a^2 / \lambda_0 \kappa. \quad (10)$$

В толстом слое слабопоглощающей среды параметры дефокусированного пучка

$$F_{\text{нл}} \approx (\kappa / \alpha) \left| \frac{dn}{dT} \right| E_0^2^{1/2}, \quad \theta_{\text{нл}} = a \left(\alpha \left| \frac{dn}{dT} \right| E_0^2 / \kappa \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Ф-лы (10) и (11) можно получить с помощью теории подобия и размерностей, придан им вид универсальных законов. При переходе от гауссова пучка к др. пучкам изменяются только численные коэффициенты.

В движущейся дефокусирующей среде ($n_{\text{нл}} < 0$) тепловая дефокусировка проявляется в самоотклонении светового пучка при $\partial n / \partial T < 0$ навстречу поперечному потоку в более холодную часть

среды (рис. 4,б). (В среде с $\partial n/\partial T > 0$ пучок отклоняется в направлении потока.) Относительный вклад конвекции в термодиффузию в теплопередачу характеризуется числом Пекле: $\gamma = \rho c_p \nu/k$. При малых числах Пекле

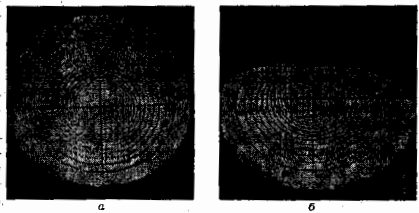


Рис. 4. Тепловая самофокусировка пучка света аргонового лазера мощностью 60 мВт: а — после прохождения линзы с выходным диаметром; б — отклонение пучка вправо при движущейся среде (стрелкой показано направление движения среды).

вклад конвективного теплопереноса незначителен и С. с. идёт практически так же, как и в неподвижной среде: центр пучка смещается на малый угол, пропорциональный скорости течения; $\theta_{\text{откл}} \propto \nu \partial n/\partial T \propto \nu$. Если скорость поперечной конвекции становится большой, то в выносе тепла из области пучка в направлении оси x ось. роль играет конвекция (член $\nu \partial T/\partial x$ в ур-нии (9)) и распределение температуры среды по поперечному сечению пучка становится несимметричным. В результате этого пучок смещается по оси x на угол $\theta_{\text{откл}} \propto \nu \partial n/\partial T \propto \nu^{-1}$, к-рый сравним или даже больше угла дефокусировки. Поперечное сечение пучка на расстоянии приобретает характерную серповидную форму (рис. 3).

Тепловая С. с. является одним из осн. эффектов в оптике атмосферы. Она ограничивает предельные возможности передачи большой энергии или мощности на большие расстояния с помощью волновых пучков. В то же время тепловая С. с. используется в нелинейной спектроскопии, в частности для измерения коэф. поглощения α , скорости движения среды ν , коэф. теплопроводности k на основе измерения взаимности угла расхождения $\theta_{\text{откл}}$ угла самоотклонения $\theta_{\text{откл}}$ от этих параметров α, ν, k и др.

Более сложный вид С. с. приобретает в твёрдых телах из-за появления термоупругих напряжений, введённого двулучепреломления и т. д.

Лит.: А. К. Шапов С. А., К. В. Кольцов Р. В., Sukhorukov A. P. Self-focusing, self-defocusing and self-modulation of laser beams, в кн.: Laser handbook, v. 2, Amst., 1972, p. 1151; Виноградов М. В., Руде и др. О. В., Сукорук А. П., Теория волн, 2 изд., М., 1990.

САМОДИФФУЗИЯ — частный случай диффузии в чистом веществе или растворе пост. состава, при к-рой диффундируют собств. частицы вещества. При С. атомы, участвующие в диффуз. движении, обладают одинаковыми хим. свойствами, но могут отличаться, напр., атомной массой, т. е. быть разными изотопами одного элемента. За процессом С. можно наблюдать, применяя радиоакт. изотопы или анализируя изотопный состав вещества на масс-спектрометре. Изменение изотопного состава в зависимости от времени описывается обычными ур-ниями диффузии, а скорость процесса характеризуется коэф. диффузии. Диффуз. перемещение частиц твёрдого тела могут приводить к изменению его формы и др. явлениям, если на тело длительно действуют силы поверхностного натяжения, тяжести, упругости, электрич. силы и др. При этом наблюдаются сраствление прилиффованных образцов одного и того же вещества, спекание порошков, растрескивание тел под действием подвешенного к ним груза (диффуз. ползуемость материалов) и т. д. Изучение кинетики этих процессов позволяет определить коэф. С. вещества.

Лит. см. при ст. Диффузия.

САМОИНДУКЦИЯ (явление) — наведение вихревых электрич. полей в проводящих телах при изменении токов в этих же телах или их деформациях. Подробнее см. *Электромагнитная индукция*.

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ — эффект прохождения коротких мощных импульсов когерентного оптич. излучения без потерь энергии через среду, резонансно поглощающую непрерывное излучение или длинные импульсы. С. п. относится к когерентным резонансным эффектам: её наблюдение возможно только при условии, что длительность импульса ($\tau_{\text{и}} \ll \tau_{\text{р}}$) значительно меньше времени релаксации (для разреженных газов $\sim 10^{-7}$ – 10^{-9} с, для конденсиров. сред $\sim 10^{-11}$ – 10^{-12} с). В этом случае релакс. процессы не успевают нарушить фазовые соотношения между полем и нестационарным резонансным откликом вещества, вследствие чего энергия, поглощённая средой на переднем фронте импульса с достаточной высокой интенсивностью, может быть полностью возвращена импульсу на его заднем фронте за счёт процессов индуктирования. Тем самым С. п. принципиально отличается от просветления среды, связанного с некогерентным эффектом насыщения — выравниванием заселённости основного и возбуждённого состояний (см. *Просветляющая эффект*). Эффект С. п. был предсказан С. Л. МакКаллом (McCall S. L.) и Э. Ханом (E. Hahn) в 1965 и наблюдался ими в 1967.

Возможность проявления С. п. обусловлена колебат. характером динамики квантовых переходов в резонансном поле в отсутствие релаксации (т. е. в течение времени $< \tau_{\text{р}}$, см. *Двухуровневая система*). Частицы вещества, первоначально находившиеся в ниж. энергетич. состоянии $|a\rangle$, под действием импульса когерентного ал.-магн. излучения, частота к-рого совпадает с частотой перехода между квантовыми уровнями a и b , переходят в когерентную суперпозицию состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$, поглощая при этом часть энергии поля. Т. к. предположительно когерентность взаимодействия не нарушается релаксат. процессами (т. к. $\tau_{\text{и}} \ll \tau_{\text{р}}$), то в определённый момент частицы оказываются в верх. состоянии $|b\rangle$, а затем постепенно переходят в ниж. состояние $|a\rangle$, возвращая поля в процессе индуктированного испускания запасённую ранее энергию. Под действием последующих частей импульса процесс обмена энергией между полем и веществом повторяется. Если амплитуда и длительность импульса таковы, что по его окончании все резонансные частицы оказываются в исходном невозбуждённом состоянии, то такой импульс проходит через среду без потери своей энергии.

В оптических тонких средах влияние вещества на поле невелико: оно сказывается лишь в небольшом изменении формы импульса. В частности, возможно появление глубокой амплитудной модуляции с частотой Раби, определяемой амплитудой импульса на входе в среду (см. *Оптическая нутация*).

Эффект С. п. возникает в оптических плотных средах, когда влияние вещества на поле значительно, и представляет собой один из возможных режимов когерентного распространения коротких импульсов в резонансных средах. Его простейшее описание основано на использовании волнового ур-ния для медленно меняющейся амплитуды электрич. поля импульса $A(t, z)$ (полное поле $E = A \exp[-i(\omega t - kr)] + \text{к. с.}$) и ур-ний для матрицы плотности двухуровневой системы, записанных в предположении, что длительность импульса τ намного меньше времени продольной T_{\parallel} и поперечной T_{\perp} релаксации.

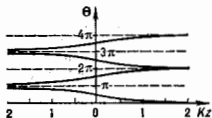
Режим прохождения импульса через резонансно поглощающую среду определяется его «локально»

$$\theta(z) = \frac{2d_{ba}}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} A(z, t) dt,$$

где d_{ba} — матричный элемент электрич. дипольного момента двухуровневой системы. Параметр $\theta(z)$ «отра-

жает состояние среды в данной точке после прохождения импульса. В частности, при $\theta(z) = 2\pi l$ ($l = 0, 1, 2, \dots$) процесс обмена энергией между полем и веществом заканчивается возвратом резонансных частиц в исходное невозбужденное состояние. Для $\theta(z)$ справедливы т. н. теорема площадей, графическое представление к-рой дано на рис. 1. В случае, когда частота импульса

Рис. 1. Зависимость «площади» импульса θ от z . Для возбужденного образца θ развивается в направлении $-z$ (z измеряется в единицах λK^{-1}).



совпадает с центральной частотой ω_0 , симметричной неоднородно уширенной линии, «теорема площадей» выражается ф-лой

$$\theta(z) = 2 \arctg \left[\operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \exp(-Kz/2) \right],$$

где θ_0 — значение θ на входе в среду; $K = 4\pi^2 N \omega_d^2 \operatorname{Re} g(0) / ch$, N — плотность резонансных частиц, $g(0)$ — значение ф-ды распределения $g(\omega_0 - \omega_{ba})$ собств. частот ω_{ba} в максимуме. Параметр K имеет смысл коэф. затухания слабых импульсов с $\theta \ll 1$.

Пропускание коротких импульсов средой зависит от их площади. При $\theta_0 < \pi$ импульсы затухают на расстоянии в неск. для поглощения, равных K^{-1} (рис. 1, 2, слева). Режим С. п. реализуется, если входная площадь импульсов превышает пороговое значение $\theta_0 = \pi$.

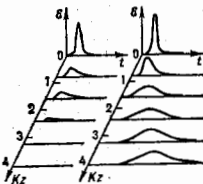


Рис. 2. Эволюция форм импульсов при распространении в поглощающей резонансной среде: слева — при $\theta = 0,9\pi$; справа — при $\theta = 1,1\pi$. Начальная форма импульса — гауссова.

В этом случае по мере распространения импульса «площадь» его $\theta(z)$ стремится к ближайшему стабильному значению $2\pi l$ ($l = 1, 2, 3, \dots$), т. е. формируются т. н. $2\pi l$ -импульсы, проходящие через среду без потерь.

При $\pi < \theta_0 < 3\pi$ на расстояниях порядка неск. для поглощения формируются стационарные $2\pi l$ -импульсы, имеющие симметричную форму, к-рая при дальнейшем распространении не изменяется (рис. 2, справа). Такие импульсы представляют собой солитоны оптической е. Форма солитона определяется ф-лой

$$A = \frac{\hbar}{d_{ba} c} \operatorname{sech} \left[\tau^{-1} (t - z/v) \right],$$

где v — групповая скорость распространения стационарного импульса, связанная с длительностью импульса τ ; в отсутствие неоднородного уширения линии поглощения эта связь выражается ф-лой

$$v = c \left(1 + 4\pi^2 N \omega_d^2 \frac{\tau^2 \hbar^{-1}}{d_{ba}} \right)^{-1}.$$

Видно, что стационарные импульсы «бегут» со скоростью, меньшей скорости света с. Значение τ уменьшается с увеличением коэф. поглощения K и длительности импульса и может отличаться от с на $3-4$ порядка. Это замедление импульсов обусловлено пост. эфф. обменом

энергией между полем и веществом и является характерной особенностью С. п.

Если $\theta_0 > 3\pi$, то одиночные входные импульсы разбиваются на соответствующее кол-во субимпульсов, что можно трактовать как процесс разбегания солитонов, каждый из к-рых в отдельности является $2\pi l$ -импульсом.

Следует отметить, что при $\theta_0 < \pi$ в зависимости от формы входного импульса возможно формирование т. н. 0л-импульсов, нулевое значение площади к-рых достигается не за счёт поглощения всей энергии поля, а вследствие скачкообразных изменений фазы внутри импульса.

Проявление эффекта С. п. возможно и при двухфотонном поглощении, когда сумма частот падающего излучения $\omega_1 + \omega_2$ совпадает с частотой двухфотонного перехода в веществе ω_{ba} (см. *Многофотонное поглощение*). Напр., в вырожденном по частоте случае $2\omega = \omega_{ba}$

при условии $\sqrt{4Q^2 d_{ba} + q^2} A^2(t) dt > \pi$ формируются импульсы, к-рые при распространении в среде не теряют своей энергии, однако длительность их всё время сокращается при соответствующем возрастании интенсивности. [Здесь $Q d_{ba}$ — матричный элемент двухфотонного перехода, q — константа динамич. итаргонского сдвига частоты перехода, вызываемого электрич. полем импульса (см. *Итаргон эффект динамический*)].

Эксперим. критериями С. п. являются: пороговое возрастание прочности среды при увеличении интенсивности падающих импульсов, наличие временной задержки выходящих импульсов и разбегание на субимпульсы при достаточно высоких значениях интенсивности.

Эффект С. п. наблюдался экспериментально в твёрдых телах и в газах [3].

С. п. представляет большой интерес для нелинейной оптики резонансных сред, физики солитонов, лазерной спектроскопии (в частности, для определения величин матричных элементов квантовых переходов).

Лит.: 1) М. с. С. А. 11. С. Л., Н. А. в. Е. Л., Coherent light propagation through an inhomogeneously broadened 2-level system, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1965, v. 10, № 9, p. 1189; 2) и х же, Self induced transparency by pulsed coherent light, *Phys. Rev. Lett.*, 1967, v. 18, p. 908; 3) А. д. е. Л., В. б. е. Л. М., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; 4) Полулятов И. А., Попов Ю. М., Ройзберг В. С., Эффект самоиндуцированной прозрачности, *УФН*, 1974, т. 114, с. 97. К. Н. Дробочев.

САМОМОДУЛЯЦИЯ СВЕТА — самоиндуцированная фазовая или амплитудная модуляция (в пространстве или во времени) высокоинтенсивного оптич. излучения, распространяющегося в нелинейной среде. При падении на среду плоской монохроматич. волны самоиндуцированной развивается вследствие *параметрической неустойчивости*, в результате чего световой пучок разбивается на множество тонких итей или на серию стационарных импульсов. Если волна первоначально имеет неоднородный профиль интенсивности, то в нелинейной среде сначала появляется фазовая С. с., к-рая затем ведёт к нелинейной трансформации амплитудного распределения. Пространственная фазовая С. с. проявляется в искажении волнового фронта и приводит к *самофокусировке света* или *самодефокусировке света*, если среда имеет недостаточную протяжённость. Временная фазовая С. с. приводит к самокомпрессии и саморасширению импульса. Оптич. импульс $E = A \exp(i\omega t - k_0 z)$ с нач. амплитудным профилем $A(t, z=0) = E_0(t)$ (рис. 1, а) при распространении в нелинейной среде с показателем преломления $n = n_0 + n_2 |E|^2$ приобретает величайшую фазовую добавку (рис. 1, б):

$$\Phi_{nl} = -k_0 z n_2 E_0^2(t - z/v_0). \quad (1)$$

Здесь z — продвинутое расстояние, $v_0 = (\partial k / \partial \omega)^{-1}$ — групповая скорость на несущей частоте ω_0 , $k_0 = \omega_0 / c$ —

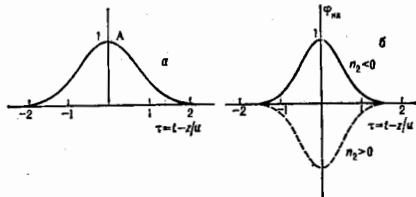


Рис. 1. Фазовая самомодуляция: а — амплитудный профиль; б — нелинейный набег фазы.

волновое число, n_2 — нелинейная добавка к показателю преломления. [Показатель преломления среды $n = n_0 + \Delta n(|E|^2)$, где $\Delta n(|E|^2)$ — наведённое световым полем изменение показателя преломления; если величинный отклик безынерционен, то $\Delta n(|E|^2) \equiv n_2 |E|^2$. Мгновенная частота такого импульса меняется на величину (рис. 2, а)

$$\Delta\omega_{\text{нл}} = \partial\varphi_{\text{нл}}/\partial t = -k_0 n_2 z \partial E_0^2(t-z/u)/\partial t. \quad (2)$$

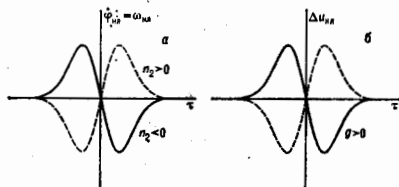


Рис. 2. Фазовая самомодуляция: а — нелинейная добавка к мгновенной частоте; б — нелинейная добавка к групповой скорости.

Фазовая модуляция при наличии зависимости показателя преломления $n(\omega)$ или фазовой скорости $v(\omega)$ от частоты вызывает амплитудную дивергенцию. Действительно, групповая скорость v в среде, обладающей заметной дисперсией, зависит от частоты:

$$v(\omega) = v(\omega_0) + \frac{\partial v}{\partial \omega_0}(\omega - \omega_0) + \dots, \quad \frac{\partial v}{\partial \omega_0} = -\frac{v}{\omega_0} \frac{\partial k}{\partial \omega_0}.$$

Т.о., в нелинейной диспергирующей среде разл. участки оптич. импульса имеют разные локальные групповые скорости, отличающиеся от групповой скорости в линейной среде на величину $\Delta v_{\text{нл}} = (\partial v/\partial \omega)\Delta\omega_{\text{нл}}$ (рис. 2, б), равную с учётом (2):

$$\Delta v_{\text{нл}} = k_0 z \frac{\partial}{\partial \omega_0} \left[\frac{\partial E_0^2(t-z/u)}{\partial t} \right], \quad g = n_2 \frac{\partial^2 k}{\partial \omega_0^2}. \quad (3)$$

Если огибающая импульса имеет колоколообразную форму, напр. гауссову (рис. 3, а), то в среде с $g > 0$ его фронт, где $\partial E_0^2/\partial t > 0$, распространяется быстрее его вершины, где $\partial E_0^2/\partial t = 0$, а хвост с $\partial E_0^2/\partial t < 0$ — медленнее, т.е. происходит расщепление импульса, с амплитудной компрессией (рис. 3, б). В среде с параметром $g < 0$ фронт идёт медленнее, а хвост быстрее вершины, вследствие чего происходит самокомпрессия. Точка самокомпрессии импульса длительностью T_0

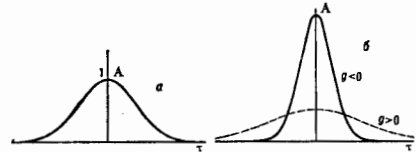


Рис. 3. а — начальный импульс; б — компрессия и декомпрессия.

расположена на таком расстоянии $z_{\text{к}}$ от входа в среду, на к-ром хвост догоняет вершину:

$$\frac{z_{\text{к}}}{v_0} - \frac{z_{\text{к}}}{v_0 + \Delta v_{\text{нл}}} \approx T_0.$$

Отсюда при $\Delta v_{\text{нл}} \ll v_0$ длина самокомпрессии

$$z_{\text{к}} = T_0 v_0^2 / \Delta v_{\text{нл}} = T_0 \left(-k_0 g E_0^2 \right)^{-1/2}. \quad (4)$$

В точке компрессии импульс сжимается до мин. длительности:

$$T_{\text{к}} = \frac{\partial^2 k / \partial \omega^2}{T_0 k_0 n_2 E_0^2}. \quad (5)$$

Для увеличения компрессии (т.е. получения малых $T_{\text{к}}$) часто выбирают две среды: первая с большой нелинейностью n_2 , чтобы получить большую $\Delta v_{\text{нл}}$, а вторая — с большой дисперсией нужного знака, $\partial^2 k / \partial \omega^2$. В точке компрессии образуется спектрально ограниченный импульс, обратная величина длительности к-ром равна частотной ширине импульса, вышедшего из нелинейной среды с фазой $\varphi_{\text{нл}}$.

Волна, имеющая пост. амплитуду E_0 , распространяется в нелинейной среде с фазовой скоростью $v_{\text{нл}} = c/(n_0 + n_2 E_0^2)$. Если среда имеет нелинейный дисперсионный параметр $g < 0$, то эта стационарная волна неустойчива, т.е. малые возмущения амплитуды и фазы в такой среде экспоненциально нарастают ($\sim \exp \Gamma$) и волна приобретает амплитудно-фазовую модуляцию.

Наиб. инкремент имеют временные возмущения с масштабом модуляции $T_{\text{н}}$, таким, что $T_{\text{н}} = T_0 = T_{\text{к}}$. Тогда из (5) следует:

$$T_{\text{н}} = \left[\frac{-n_2 (\partial^2 k / \partial \omega^2)^2}{n_2 k E_0^2} \right]^{1/2}.$$

Т.о., стационарная волна разбивается на серию импульсов длительностью $T_{\text{н}}$.

Волновые пакеты в результате расщепления неустойчивости разбиваются на совокупность солитонов оптич. спектра, а волновые пучки — на отд. нити.

Лит.: Карман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Ахьянов С. А., Вислюк В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988.

САМООРГАНИЗАЦИЯ — самопроизвольное (не требующее внеш. организующих воздействий) установление в неравновесных диссипативных средах устойчивых регулярных структур (см. Диссипативные структуры). Первые исследования явления С. были проведены И. Р. Пригожиным и его коллегами в 1980-е гг. [1]. Процесс самопроизвольного формирования регулярных структур называют также процессом формообразования, а соответствующую область науки часто называют синергетикой [3].

Наиб. известный и наглядный пример С. — возникновение конвективных решёток (сотовой структуры конвекции) с шестигранными ячейками, ячейками

Бенара, при подогреве горизонтального слоя жидкости снизу (см. *Вифуркация*). При подогреве снизу плоского слоя жидкости развивается т. н. конвективная неустойчивость, связанная с тем, что молекулярный теплоперенос не в состоянии обеспечить температурный баланс между нагретой ниж. поверхностью и охлажденной верх. поверхностью слоя. Всплывающий в результате действия архимедовой силы нагретый (более лёгкий) элемент жидкости вытесняет холодную жидкость, заставляя её двигаться вниз. В результате в слое устанавливается стационарное вращение элементов жидкости, к-рое при визуализации выглядит как структура упорядоченно вложенных рётиков или валов. Ориентация валов в достаточно большом горизонтальном слое произвольна и зависит лишь от случайных нач. условий. Характерный масштаб зависит от толщины слоя и параметров жидкости. В жидкостях, где существенна зависимость параметров от тем-ры, существующие на нач. этапе развития неустойчивости залы с разл. ориентацией в результате эффекта взаимной синхронизации образуют связанное состояние — решётку с шестигранными ячейками. Возбуждения с любыми др. масштабами (отличными от наблюдаемого) подавляются в результате конкуренции.

Параметры установившихся макроскопич. структур не зависят (в нек-рых пределах) от изменения нач. условий. Они определяются лишь свойствами неравновесной диссипативной среды (поля). В этом смысле такие диссипативные структуры естественно назвать *автоструктурами*, подобно тому как установившиеся колебания в диссипативной системе с внеш. источником энергии называются *автоколебаниями*.

Др. пример С. — самопроизвольное образование спиральных волн в двумерном хим. реакторе, в к-ром протекает автокаталитич. реакция типа реакции Белоусова — Жаботинского (см., напр., [2]).

Теория С. представляет собой раздел нелинейной динамики неравновесных сред и основывается на сравнительно небольшом числе базовых моделей. Простейший (монотонный) процесс формообразования, установления статич. структур описывается т. н. г р а д и е н т н ы м и м о д е л я м и. Основная их особенность в том, что существует функционал, называемый функционалом свободной энергии, к-рый в процессе эволюции системы может только убывать, достигая при $t \rightarrow \infty$ минимума, соответствующего предельному статич. состоянию. В принципе, число таких минимумов, отвечающих структурам разл. типа, велико (мультистабильность); в неогранич. среде их может быть и бесконечное множество. В зависимости от нач. условий реализуется тот или иной статич. аттрактор системы. Так, напр., для ур-ния Сивфта — Хозберга

$$\partial u / \partial t = u + \beta u^2 - u^3 - (1 + \nabla^2)^2 u, \quad (1)$$

где параметр β характеризует величину квадратичной нелинейности (являющейся, в частности, моделью конвекции Рэлея — Бенара в горизонтальной ячейке больших размеров при небольших надкритичностях; в этом случае β определяет, напр., степень зависимости вязкости от тем-ры), имеется деск. аттракторов, среди к-рых большой областью притяжения обладает аттрактор, соответствующий правильной решётке с шестигранными ячейками (абс. минимум функционала свободной энергии). В процессе формирования этой решётки в зависимости от нач. условий наблюдаются «метаабильные» структуры (рис. 1).

Помимо подобных структур (типа решёток) для процессов С. характерно также образование локализованных структур (дефекты, дислокации, частицеподобные структуры), к-рые также могут быть описаны в рамках градиентных моделей [5]. Напр., в рамках модели, описываемой ур-нием типа ур-ния (1), но с жёстким возбуждением,

$$\partial u / \partial t = -u + \beta u^2 - u^3 - (1 + \nabla^2)^2 u, \quad (2)$$

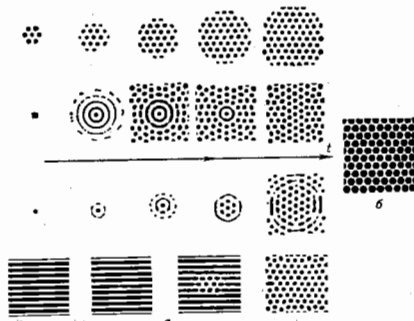


Рис. 1. Многообразие путей установления регулярной шестигранной решётки в модели (1): а — разные масштабы формирования устойчивой решётки; б — помехе значением свободной энергии.

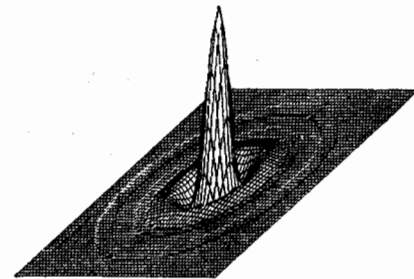


Рис. 2. Распределение поля для центрально-симметричной локализованной структуры, возникающей из начального беспорядка (в рамках модели (2)).

существуют частицеподобные локализованные состояния, такие, как на рис. 2.

Статич. структуры — это лишь одно из проявлений С. Во мн. эксперим. ситуациях наблюдается установление: вращающихся структур (напр., спиральные волны — рис. 3); решёток, периодических меняющих свою симметрию [4]; движущихся, сливающихся и вновь

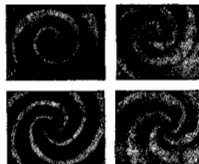


Рис. 3. Спиральные волны в двумерном химическом реакторе.

рождающихся локализованных структур (напр., дислокаций [5]). Подобным статич. структурам обычно отвечают аттракторы в виде иррегулярных циклов или маломерных торов. Среди осн. моделей, описывающих эти процессы, обобщённое ур-ние Гинзбурга — Ландау:

$$\partial u / \partial t = u[1 - (1 + \beta)|u|^2] - (\kappa + i\delta)\nabla^2 u \quad (3)$$

(здесь ψ — комплексная физ. переменная, зависящая от пространственных координат и времени, а параметры системы вещественны и неотрицательны; β характеризует зависимость частоты осцилляций от их интенсивности, κ определяет величину диффузии, а δ — дисперсию пространственную). В рамках этого упрощения, в частности, описывать процесс саморазогрева упорядоченных структур в виде решёток, спиралей и т.п. в начальном неупорядоченном состоянии [4]. Этот процесс представляет собой последовательное возникновение элементарных регулярных возмущений разл. масштабов, результат взаимодействия κ -рых между собой и есть суть процесса С.

Поскольку системы существенно диссипативны, а образам установившихся движений являются простые аттракторы, то действие шумов или внутр. флуктуаций неравновесной среды, как правило, качественно не влияет на процесс С. (конечно, если эти шумы и флуктуации достаточно малы).

Часто процессом С. противопоставляют процессу турбулизации неравновесной среды. В действительности между процессами развития регулярных структур и развития турбулентности (пространственно-временной беспорядка) имеется много общего. Прежде всего и для того и для др. процесса наиб. характерно вовлечение в процесс всё новых возмущений неравновесной среды. Только в первом случае (самоорганизации) эти возмущения синхронизированы друг с другом, а во втором — наоборот, взаимодействие этих элементарных возмущений рождает случайность (см. Странный аттрактор). Естественно, что в широкой области параметров неравновесной среды наблюдаются промежуточные состояния, κ -рые нельзя отнести ни к полной С., ни к развитой турбулентности. Такие состояния обычно называют пространственно-временным хаосом.

Лит.: 1) Пригожин И., Никольский Ж., Биологический порядок, структура и неустойчивость, «УФН», 1973, т. 109, в. 3, с. 517; 2) Жакотт С. и др. в кн. А. М., Концентрационные колебания, М., 1974; 3) Зенкевич Г., Синхронизация. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; 4) Нелинейные волны. Динамика и эволюция. Сб. науч. трудов, под ред. А. В. Ганована-Грекова, М. И. Рабиновича, М., 1989; 5) Рабинович М. И., Суханов М. М., Регулярная и хаотическая динамика системы в течениях жидкости, «УФН», 1990, т. 160, с. 3.

В. С. Абрамочкич, М. И. Рабинович.

САМОПРОИЗВОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — то же, что спонтанное излучение.

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ПОЛЕ в квантовой механике — эффективное (в простейших случаях среднее по времени) силовое поле, создаваемое частицами сложной системы (атома, ядра, твёрдого тела и др.). Служит для приближённого описания взаимодействия между частицами путём его замены воздействием С. п. на каждую из них; при этом решение многочастичной задачи сводится к рассмотрению движения отд. частицы в С. п. (и во внеш. поле, если оно имеется). Идея сходную с последним структурой, С. п. отличается тем, что зависит от состояния системы, определяемого самими же С. п. Это требует согласования вида С. п. с решениями динамич. ур-ний, зависящими в свою очередь от С. п., с чем и связан термин «самосогласованное».

С. п. описывает лишь часть взаимодействия между частицами, отвечающую воздействию ср. распределённых частиц системы на каждую из них. За рамками метода С. п. остаётся корреляционная (флуктуационная) часть взаимодействия, связанная с отличием мгновенного распределения частиц от среднего. Во мн. случаях корреляции играют незначит. роль и применение метода С. п. оправдано. Однако в ряде явлений (критич. явления, силы Ван-дер-Ваальса и др.) эта роль является определяющей.

Понятие С. п. в первонач. форме возникло в небесной механике, а затем вошло в теорию мн. частиц при описании ферромагнетизма [теория молекулярного поля, П. Вейс (P. Weiss, 1907)], пространственного заряда

[теория газового разряда, И. Ленгмюр (I. Langmuir, 1913)], тяжёлого атома Томаса — Ферми методом, Л. Томас (L. Thomas, 1927), Э. Ферми (E. Fermi, 1928)]. Строгое квантовомеханич. обоснование метода С. п. было дано Д. Хартри (D. Hartree, 1928) и В. А. Фоком (1930) вскоре после создания квантовой механики.

Для формулировки метода С. п. и понимания его смысла существенна особая роль взаимодействия в многочастичных системах. Порождая многообразие их свойств, взаимодействие сказывается и на способе теоретич. описания. В отсутствие взаимодействия, когда движение частиц динамически независимо, объектом описания может быть отд. частица системы (одн. q — x, y, z и α — квант. числа); состояние системы в целом полностью определяется состояниями каждой из её частиц. Взаимодействие разрушает эту картину, лишая смысла понятие о состоянии отд. частицы. Можно говорить лишь о состоянии системы как целого, κ -рал и становится теперь объектом описания. Это ведёт к качественному усложнению теории мн. частиц: вместо волновой ф-ции $\psi_a(q)$ отд. частицы (q — совокупность пространственной, спиновой и др. координат, α — индекс состояния) вводят зависящую от N координат (N — число частиц в системе) волновую ф-цию всей системы $\Psi(q_1, q_2, \dots, q_N)$.

Идея метода С. п. состоит в том, чтобы сохранить одночастичную картину и при наличии взаимодействия, частично компенсируя возникающие при этом ошибки введением дополнит. (помимо внешнего) силового поля. Это поле, κ -рое и наз. С. п., подбирают так, чтобы свести указанные ошибки к минимуму. Поэтому метод С. п. — наилучший из всех возможных способов одночастичного описания системы взаимодействующих частиц. При этом, к простоте матем. аппарата (наиб. сложна процедура самосогласования) этот метод даёт эфф. описание взаимодействия между частицами, если эффекты коррел. взаимодействия невелики.

Основные уравнения. Одночастичному характеру метода С. п. отвечает мультипартитивная структура волновой ф-ции системы:

$$\Psi(q_1, \dots, q_N) = \psi_{a_1}(q_1) \dots \psi_{a_N}(q_N). \quad (1)$$

Для тождественных бозе-(ферми-)частиц нужна симметризация (антисимметризация) ф-ции (1) по координатам, обозначаемая символом S :

$$\Psi(q_1, \dots, q_N) = S \psi_{a_1}(q_1) \dots \psi_{a_N}(q_N) \quad (2)$$

(в случае ферми-частиц это ведёт к детерминанту Сэлтера — Фока). В частности, при $N = 2$:

$$\Psi(q_1, q_2) = [\psi_{a_1}(q_1)\psi_{a_2}(q_2) \pm \psi_{a_2}(q_1)\psi_{a_1}(q_2)]/V^2,$$

где здесь и ниже знаки «+» и «-» отвечают бозе-(ферми-) частицам. Различие правых частей (1) и (2) отвечает об-м е н и ю (статистич.) корреляции (см. Обменное взаимодействие), присутствие тождеств. частицам. В отличие от силовых (динамич.) корреляций, порождаемых взаимодействием и отвечающих его корреляц. части, обменные корреляции описываются методом С. п.

Матрица плотности системы в методе С. п. также сводится к произведению одночастичных матриц плотности:

$$R(q, q') = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \psi_{\alpha}^*(q') \psi_{\alpha}(q) = \langle \psi^{\dagger}(q') \psi(q) \rangle, \quad (3)$$

где n_{α} — числа заполнения уровней, $\psi^{\dagger}(q)$ — операторная ф-ция уничтожения (рождения) в методе вторичного квантования, « ψ » означает комплексное сопряжение, (...) — усреднение по состоянию системы. Так, парная матрица плотности имеет вид

$$R(q_1, q_2; q'_1, q'_2) = R(q_1, q'_1) R(q_2, q'_2) \pm R(q_1, q'_2) R(q_2, q'_1)$$

(в отсутствие обменных эффектов остаётся лишь первое слагаемое). Это выражение (я соответствующую функцию для ф-ции распределения) используют в приложении метода С. п. к термодинамике и кинетике.

Одночастичную волновую функцию ψ_a выбирают в методе С. п. на условия макс. близости выражений (1), (2) к точной волновой ф-ции системы. С этой целью используют вариат. принцип, требующий минимума энергии системы $\mathcal{E} = \langle \Psi | H | \Psi \rangle$ при условии $\langle \Psi | \Psi \rangle = 1$, где

$$H = \sum_i T(q_i) + (1/2) \sum_{i \neq j} V(q_i, q_j), \quad (4)$$

H — гамильтониан системы, T — сумма кинетич. энергий и ввеш. поля, V — взаимодействие между частицами, $i, j = 1, 2, \dots, N$. Волновая ф-ция (1) приводит к ур-нию Хартри для ψ_a :

$$(T+W)\psi_a = \epsilon_a \psi_a, \quad (5)$$

включающему С. п.

$$W(q) = W_1(q) = \int dq' R(q, q') V(q, q') \psi_a(q').$$

Волновая ф-ция (2) приводит к ур-нию Хартри — Фока, имеющему вид (5) с $W = W_1 \pm W_2$, где обменный член W_2 определяется соотношением

$$W_2(q) \psi_a(q) = \int dq' R(q, q') V(q, q') \psi_a(q').$$

Через одночастичные энергии ϵ_a выражается полная энергия системы

$$\mathcal{E} = \sum_a \epsilon_a n_a - C, \quad C = (1/2) \int dq dq' V(q, q') [R(q, q) R(q', q') \pm \pm R(q, q') R(q', q)].$$

Согласно вариат. принципу эта величина всегда больше истинного значения энергии.

Величина W_1 имеет простой смысл ср. поля частиц системы, действующего на данную частицу, а W_2 ведёт к увеличению (уменьшению) вероятности сближения двух бозе-(ферми-)частиц, изменяя соответств. образом их взаимодействие. Самосогласованному характеру величины W отвечает зависимость матрицы плотности (3) от решений ур-ния (5), к-рое становится нелинейным и может поэтому иметь более одного набора решений. Так, при выполнении нек-рых условий возможно сосуществование двух решений ур-ния (5), отвечающих однородному и неоднородному состояниям системы, каждое из к-рых устойчиво в своей области плотностей и темп-р. Это соответствует фазовому переходу со спонтанным нарушением трансляц. симметрий и с появлением *волн зарядовой плотности*.

В др. формулировке метода С. п. заменяют гамильтониан (4) выражением, к-рое соответствует одночастичной картине. В методе вторичного квантования, где

$$H = \int dq \psi^\dagger(q) T \psi(q) + (1/2) \int dq dq' V(q, q') A(q, q'), \\ A(q, q') = \psi^\dagger(q) \psi^\dagger(q') \psi(q) \psi(q'),$$

эту картину нарушает входящий во взаимодействие оператор A , содержащий четыре операторные ф-ции вместо нужных двух. Модифициров. гамильтониан, отвечающий методу С. п., соответствует замене в A комбинаций $\psi^\dagger \psi$ их ср. значениями (матрицами плотности):

$$A \rightarrow 2[R(q', q') \psi^\dagger(q) \psi(q) \pm R(q, q') \psi^\dagger(q) \psi(q')] - \\ - [R(q, q) R(q', q') \pm R(q, q') R(q', q)], \quad (6)$$

и имеет вид

$$H_0 = \int dq \psi^\dagger(q) (T+W) \psi(q) - C.$$

Это выражение приводит к ур-нию Хартри — Фока (5) и в то же время реализует минимум величины $\langle (H - H_0)^2 \rangle$, что и соответствует методу С. п. как наилучшему из одночастичных способов описания.

Применения метода. Простейший объект приложения метода С. п. — бесконечная однородная система взаимодействующих по закону Кулона ферми-частиц с массой m , зарядом e и спином $1/2$ (электронов) в присутствии однородного компенсирующего фона противоположного знака заряда. В методе С. п. энергия такой системы в единице объёма равна $\hbar^2 \rho_0^2 / 10 \pi^2 m - e^2 \rho_0^2 / 4 \pi \epsilon_0$, где $\rho_0 = (3Z^2 n)^{1/3}$, n — плотность числа частиц, первый член — кинетическая, второй — обменная энергия. Этот результат используют для упрощения интегро-дифференц. ур-ния Хартри — Фока (5), заменяя его Слаттера, где $W_2 = -e^2 [3Z^2 n(r)]^{1/3} / \pi$, $n(r) = \sum_a n_a |\psi_a|^2$ — локальное значение плотности числа частиц.

Др. упрощённым вариантом метода С. п. является метод Томаса — Ферми (квазиклассич. приближение к методу С. п.), применимый к слабо неоднородным системам, где ср. расстояние между частицами меньше характерной длины, на к-рой заметно меняется плотность и др. параметры системы. В методе Томаса — Ферми используют выражения, справедливые для однородной системы, относя их в каждой точке к соответств. локальному значению плотности. Этот метод используют для описания тяжёлых атомов, вещества в экстремальных условиях высоких давлений или темп-р и др. Применяют и иные, более частные способы упрощения метода С. п. (напр., в теории атома часто используют усреднение С. п. по углам, упрощающее отделение угл. переменных).

Метод С. п. находит применение в физике атома и молекулы, ядерной физике, физике конденсатов, состоянии вещества, физике плазмы и др. областях науки. Часто он даёт достаточно точное описание систем мн. частиц. Это относится, в частности, к атомно-молекулярной физике и теории, спектроскопии, где метод С. п. применяют особенно широко благодаря относительно малому вкладу корреляц. эффектов. Напр., в атоме He (простейшей системе мн. частиц) этот вклад составляет $\sim 1.5\%$ от полной энергии электронной оболочки.

К числу др. важных применений метода С. п. в теории систем мн. частиц относятся описание равновесных и кинетич. свойств плазмы в бесстолкновит. режиме, *Ландау теория фазовых переходов 2-го рода* и др.

Обобщения метода. Существует ряд обобщений метода С. п., приспособленных для частичного описания корреляц. эффектов. Так, при необходимости учёта парных корреляций сверхпроводящего типа используют модифициров. гамильтониан (6), где заменяют ср. значения комбинации $\psi^\dagger \psi$, $\psi^\dagger \psi'$, что приводит к ур-ниям Хартри — Фока — Боголюбова. Такой подход применяют в теории сверхпроводимости и в теории атомного ядра. Для описания многочастичных (дальних) корреляций, отвечающих поляризац. эффектам в кулоновской системе, используют зависящие от времени ур-ние Хартри — Фока:

$$i \hbar \partial R(q, q', t) / \partial t = (T_q + W_q - T_{q'} - W_{q'}) R(q, q', t)$$

(индекс указывает переменную, на к-рую действует оператор). Это ур-ние определяет нестационарную одночастичную матрицу плотности и оказывается равновесным приближением случайных фаз (приближению высокой плотности), совпадая в то же время с кинетич. ур-нием, включающим С. п. без учёта столкновений. Его применяют для описания коллективных возбуждённых состояний системы.

При необходимости систематич. описания корреляц. эффектов метод С. п. служит хорошим исходным приближением для последующего применения теории возмущения и диаграммной техники. Корреляц. части взаимод. действия отвечает гамма-волны $H' = H - H_0$. Выбор при описании системы взаимодействующих частиц картины С. п. (а не картины неавтодействующих частиц) в качестве исходного приближения упрощает матем. аппарат описания корреляц. эффектов, в частности сокращается число диаграмм теории возмущений.

В последние годы в теории мн. частиц получил широкое распространение полуженерологич. метод функций и вала плотно сти, обобщающий подход, основанный на ур-ниях Хартри—Фока—Слитера и предназначенный для описания не только обменных, но и силонных корреляций. В этом методе используются ур-ния Кона—Шема, имеющие вид ур-ний (5) с $W = W_1 \pm W_0$, где член W_0 , описывающий корреляции обоих типов, выбирает в виде относительно простого функционала плотности. Имея ограниченную и не всегда ясную область применимости, метод функционала плотности тем не менее успешно используется в физике атома, атомного ядра и в физике конденсиров. сред (в частности, для расч. зонной структуры твердых тел, для описания поверхностных явлений). Лит.: Фо и В. А., Многоэлектронная задача квантовой механики и строение атома, в кн.: Юбилейный сборник АН СССР, ч. 1, М.—Л., 1947, с. 255; Хартри Д. Р., Расчеты атомных структур, пер. с англ., М., 1960; Гаульс Д., Квантовая механика систем многих частиц, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Ниржини Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1983; Слитер Дж., Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел, пер. с англ., М., 1978; Теория неоднородного электронного газа, пер. с англ., М., 1987.

САМОСЯТЯЖИВУЮЩИЙ ОПЕРАТОР — см. Эрмитов оператор.

САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД — влечрич. ток в газе, не требующий для своего поддержания действия веш. ионизатора. С. р. образуется при достаточно высоком напряжении на электродах, когда начавшийся разряд создаст необходимые для его поддержания ионы и электроны (см. Электрические разряды в газах).

САМОСЯТЯЖИВУЮЩИЙ РАЗРЯД — то же, что контрагированный разряд.

САМОФОКУСИРОВКА в ускорителях x — свойство релятивистских электронных пучков, содержащих подложит. ионы, образовывать равновесные (самофокусирующиеся) конфигурации. Оно обусловлено ослаблением кулоновского растаивания в электронном пучке (за счет сил маг. сжатия, вызванных параллельным движением зарядов в пучках) в γ^2 раз, где $\gamma = E/E_0$ — отношение энергии электронов пучка к их энергии покоя ($E_0 = mc^2$, m — масса электрона). Если $\gamma \gg 1$, то это растаивание может быть полностью скомпенсировано добавлением небольшого числа положительных ионов:

$$N_+ = N_- \gamma^2 Z, \quad (*)$$

где N_- и N_+ — соответственно плотности числа электронов и ионов, Z — заряд иона (в единицах величин заряда электрона). Ионы, в свою очередь, удерживаются кулоновским полем электронов. Условие (*) впервые сформулировано У. Х. Беннетом (W. H. Bennett) в 1934.

Лит.: Беннетт У. Х., Magnetically self-focusing streams, Phys. Rev., 1934, т. 45, p. 890.

САМОФОКУСИРОВКА СВЕТА — концентризация энергии световой волны, распространяющейся в нелинейной среде, показатель преломления n к-рой растет с увеличением амплитуды поля E :

$$n = n_0 + n_{\text{нл}}(|E|^2). \quad (1)$$

Показатель преломления среды может увеличиваться с ростом поля E вследствие изменения нелинейной поляризации среды, оптич. Керра эффекта, электрострикци. нагрева, резонансного возбуждения среды и т. д.

Под действием светового пучка, имеющего, напр., гауссову форму, нелинейная среда становится оптич. неоднородной: в центре пучка, где больше интенсивность, показатель преломления больше, чем для краев пучка, а следовательно, фазовая скорость в центре будет меньше, чем по краям пучка. Это приведет к искривлению первоначально плоского волнового фронта, а лучи, распространяющиеся по нормали к фронту, искривляются (нелинейная рефракция) к оси (рис. 1, а). Первоначально однородная среда становится своеобразной

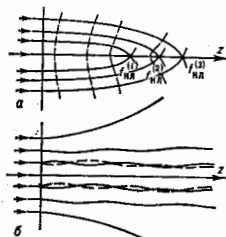


Рис. 1. Самофокусировка света в нелинейной среде: а — возникновение коллиниз и многофокусировки (штриховыми линиями показан волновой фронт); б — траектория лучей в возникающем нелинейном диэлектрич. волноводе.

объемной собирающей линзой, фокус к-рой находится на нек-ром расстоянии $f_{\text{нл}}$ от входа пучка в среду. Явление С. с. теоретически было предсказано Г. А. Аскарьяном в 1962 и впервые наблюдалось Н. П. Пилинечем и А. Р. Рустамовым в 1965.

В тонком нелинейном слое, толщина к-рого l значительно меньше фокусного расстояния $f_{\text{нл}}$, всё происходит по многому аналогу самофокусировке света, только в случае фокусировки $f_{\text{нл}} > 0$ и лучи, пройдя слой, сначала сходятся в фокальной плоскости, а затем уходят в дальнее поле. Как и при самофокусировке, благодаря нелинейным aberrациям, угл. распределение пучка при прохождении им самофокусирующей линзы имеет кольцевую структуру.

Если толщина нелинейного слоя $l \gg f_{\text{нл}}$, С. с. описывается квазиоптич. нелинейным ур-нием, в к-ром учитываются не только нелинейная рефракция, но и дифракция:

$$\Delta A/\Delta z = (2ik)^{-1} \Delta_1 A + k_0 n_{\text{нл}}(|A|^2)A. \quad (2)$$

Это парабол. ур-ние типа нелинейного ур-ния Шрёдингера имеет ряд интегралов движения I_i , сохраняющих свои величины в процессе распространения, $dI_i/dz = 0$. Кроме очевидного интеграла $I_1 = \iint |A|^2 dx dy = \text{const}$, выражающего закон сохранения энергии, существует интеграл

$$I_2 = \iint (|\nabla_1 A|^2 - k_0 n_{\text{нл}}(|A|^2)) dx dy, \quad (3)$$

$$f_{\text{нл}} = \int_0^l |A|^2 n_{\text{нл}}(E) dz,$$

характеризующий соотношение линейной дифракции (первый член подынтегрального выражения) и самодействие пучка. В слабых полях ($A \rightarrow 0$, $n_{\text{нл}} \rightarrow 0$, $f_{\text{нл}} \rightarrow \infty$) интеграл (3) положительн и пучок испытывает только дифракцию. Однако в нелинейной среде под воздействием достаточно сильных полей знак I_2 может стать отрицательным за счет члена $f_{\text{нл}}$ и линейная дифракция сменяется самофокусировкой или образованием нелинейного волновода (рис. 1, б). Нелинейный волновод образуется при компенсации дифракц. расходимости нелинейной рефракцией:

$$\theta_{\text{диф}}^0 \approx \Delta n_{\text{нл}}/n_0; \quad \theta_{\text{диф}} = 2/ka.$$

Поперечное распределение амплитуды в нелинейном волноводе можно рассчитать, если искать решение

ур-ния (2) в виде неограниченного пучка ($A \rightarrow 0$ при $|z|, |y| \rightarrow \infty$).

$$A = E_B(x, y) \exp(-iq_B z), \quad (4)$$

где E_B и q_B — собств. ф-ции и собств. числа пространственных мод нелинейного волновода. В кубичной нелинейной среде, когда $n_{\text{нл}} = n_2 |E|^2$, амплитудный профиль E_B описывается ур-нием, следующим из (2):

$$\Delta_1 E_B + 2kq_B E_B + 2kk_0 n_2 E_B^3 = 0. \quad (5)$$

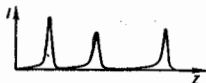
При распространении пучка в среде существует дискретный спектр нелинейных мод, каждая из к-рых несёт свою критич. мощность, начиная с к-рой пучок самофокусируется. Так, напр., низшая осесимметричная мода, имеющая колоколообразный амплитудный профиль, имеет критич. мощность

$$P_{\text{нр}} = 1,86 k_0^3 / 32 \pi^2 n_2, \quad (6)$$

к-рая не зависит от поперечного радиуса пучка a , прямо пропорциональна квадрату длины волны (чем меньше λ_0 , тем слабее дифракционная расходимость, тем при меньшей мощности начинается эффект самофокусировки) и обратно пропорциональна коэф. нелинейности n_2 .

С увеличением амплитуды поля E_0 нелинейный фокус смещается ко входу и вслед за первым фокусом возникает второй, третий и т. д. (рис. 1, а и рис. 2). Число фокусов растёт с увеличением мощности источника,

Рис. 2. Многофокусная самофокусировка пучка в среде с кубичной нелинейностью.



возникает многофокусная структура. В случае мощных коротких импульсов фокусы движутся очень быстро, с околосветовой скоростью.

В мощных пучках с $P_0 \gg P_{\text{нр}}$ нелинейная рефракция превалирует над дифракцией и для описания поведения пучка можно воспользоваться методом геом. оптики, представляя в (2) $A = (A_0 + k^{-1} A_1 + \dots) \exp(-ikz)$ при $k \rightarrow \infty$ ($\lambda \rightarrow 0$). Тогда можно получить след. ур-ния:

$$\frac{dA_0}{dz} + \frac{1}{2} (\nabla_{\perp}^2 A_0)^2 = n_2 A_0^3; \quad \frac{\partial A_1^2}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 (A_0^2 \nabla_{\perp}^2) = 0, \quad (7)$$

первое из к-рых — ур-ние *зайкама* в нелинейной среде, второе — ур-ние переноса излучения. Величина $vz = 0$ имеет простой смысл угла наклона элементарного луча к продольной оси z . Из (7) легко найти ур-ния для θ и A_0 , аналогичные ур-ния гидродинамики. Ур-ния (7) имеют простое автомодельное решение для параболич. профиля пучка:

$$A_0 = E_0 a_0 |1 - r^2/a^2(z)| / a(z), \quad s = \varphi(z) + r^2 (da/dz) / 2a(z), \quad (8)$$

где поперечный радиус пучка уменьшается с расстоянием по закону

$$a(z) = a(0) (1 - z^2 / l_{\text{нл}}^2)^{1/2}. \quad (9)$$

Видно, что траектории всех лучей подобны друг другу, они сходятся в одну точку, расположенную на расстоянии $z = l_{\text{нл}}$

$$l_{\text{нл}} = a(0) \left(n_0 / n_2 E_0^2 \right)^{1/2}. \quad (10)$$

По мере приближения к фокусу луч всё более искривляется, а поле на оси неограниченно нарастает $A(0, z) \approx$

$\approx P_0 / a^2(z)$. Пучок схлопывается (*возможной коллапс*). Это явление не устраняется даже с учётом дифракции и нелинейных aberrаций.

Картина в ста-ции он арной самофокусировки с учётом релаксации нелинейности описывается ур-нием

$$\nabla_{\perp}^2 \frac{\partial n_{\text{нл}}}{\partial t} + n_{\text{нл}} = n_2 |A|^2. \quad (11)$$

Т. к. передняя часть импульса света не участвует в С. с., она распространяется как в линейной среде, испытывая только дифракцию, а средняя и задняя части импульса, испытывая ещё и нелинейную рефракцию, самофокусируются, образуя квазиволновод (рис. 3). Поле в квазиволноводе нарастает медленнее и ограничено

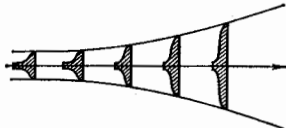


Рис. 3. Картина нестационарной самофокусировки короткого светового импульса. На переднем фронте нелинейный отклик ещё не установился и происходит линейное распространение импульса, задняя часть импульса сжимается за счёт нелинейной рефракции.

по величине (нет коллапса). На больших расстояниях из-за дифракционного расплывания передней части импульса длина квазиволновода сокращается вплоть до полного исчезновения.

Мощный световой пучок испытывает в самофокусирующей среде модуляц. неустойчивость, приводящую к т. н. мелкомасштабной С. с. Если в световой волне с амплитудой E_0 появляются пространственные флуктуации ρ (малые возмущения амплитуды и фазы)

$$E = E_0 \exp(-ik_0 n_2 E_0 z) + \rho, \quad (12)$$

то благодаря параметрич. неустойчивости амплитуда малых возмущений экспоненциально растёт с расстоянием $\rho \propto \exp \Gamma z$. Отд. пространственные фурье-компоненты $\rho = \rho_0 \cos(x/a) \cos(y/a)$ имеют разные инкременты $\Gamma = (1/ka) \{-1 + n_2 E_0^2 k^2 a^2 / n_0\}^{1/2}$. Наиб. инкремент

$\Gamma_{\text{макс}} = k_0 n_2 E_0^2 a_0$ имеют возмущения с поперечным масштабом модуляции $a_{\text{опт}} = (\lambda/2\pi) (n_0 / n_2 E_0^2)^{1/2}$, поэтому пучок разбивается на отд. нити с радиусом $a_{\text{опт}}$. В нити с таким радиусом захватывается мощность порядка критической. В пучке происходит конкуренция самофокусировки пучка как целого на длине $l_{\text{нл}} = (n_0^2 a_0 / n_2 E_0^2)^{1/2}$ и процесса распада пучка на отд. нити за счёт дифракции. Если профиль пучка достаточно гладкий, то мелкомасштабная структура не проявляется на длине, равной $l_{\text{нл}}$.

Самофокусировка может развиваться и на квадратичной нелинейности при трёхволновом когерентном взаимодействии, когда частоты и волновые векторы связаны соотношениями $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ и $k_1 + k_2 = k_3$. В вынужденном по частоте случае генерация второй отгук. гармоники с учётом дифракции описывается двумя амплитудными ур-ниями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} &= \frac{1}{2ik_1} \Delta_1 A_1 - i\gamma_2 A_2 A_3^* ; \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} &= \frac{1}{2ik_2} \Delta_1 A_2 - i\gamma_2 A_1 A_3^* , \end{aligned} \quad (13)$$

где $\gamma_2 = 2\chi_{22} \omega_1 / c n$ — коэф. нелинейности, χ_2 — нелинейная восприимчивость 2-го порядка.

При возбуждении гармоник независимо от знака коэф. нелинейности χ_2 С. с. возникает одновременно у двух пучков (рис. 4). Критич. мощность двухволновой взаимоконфокусиры $P_{кр} = c\lambda^2/d\chi_2^2$.

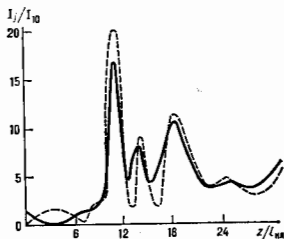


Рис. 4. Взаимоконфокусировка волновых пучков основной (сплошная линия) и второй (штриховая линия) гармоник в среде с квадратичной нелинейностью.

С. с. может привести к световому пробою, способствует развитию процессов вынужденного рассеяния и др. нелинейных процессов. С помощью С. с. можно создавать сверхплотные световые поля.

Лит.: Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде. «УФН», 1967, т. 89, с. 19; Аскарян Г. А. Эффект самофокусировки. «УФН», 1973, т. 111, в. 2, с. 249; Луговой В. Н., Прохоров А. М. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде, там же, с. 203; Сухоруков А. П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиотехнике, М., 1988; Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989.

САНТИ... (от лат. *centum* — сто) — приставка к наименованию единицы физ. величины при образовании долиной единицы, равной $1/100$ от исходной. Сокращенное обозначение — с. Пример: 4 см — 0,01 м.

САНИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ (СМВ) — радиоволны в диапазоне длин волн 4–10 см (частоты 3–30 ГГц). Влияние *ионосферы* на распространение СМВ невелико — поглощение практически отсутствует, а фазовый сдвиг, пропороц. длине волны, составляет для стандартной дневной ионосферы при вертикальном распространении волн 3–30 рад. В нейтральной атмосфере имеют место молекулярное поглощение СМВ водяным паром (слабая линия вращат. спектра водяного пара с резонансом на длине волны $\lambda = 1,35$ см) и, при наличии облаков и осадков, поглощение в жидкокапельной фракции. Именно мощные облака и дожди приводят к наиб. существенному поглощению СМВ, к-рое достигает в зенитном направлении единиц и даже десятков дБ в КВ части диапазона СМВ. Коэф. поглощения в преломлении в облаках определяются комплексной диэлектрич. проницаемостью воды $\epsilon_{\text{в.д.}}$, к-рая в диапазоне СМВ имеет резкую частотную зависимость, а также зависит от темп-ры воды и степени ее минерализации. Водная среда для СМВ является сильно поглощающей (толщина скин-слоя < 1 см), обладающей большим коэф. преломления n , следовательно, сильно отражающей и рассеивающей. В безоблачной атмосфере поглощение СМВ определяет водяной пар.

Преломление СМВ в атмосфере из-за влияния водяного пара превосходит преломление аз.-магг. волн в оптич. диапазоне и, возрастаа с ростом зенитного угла, достигает значений 30–40°. Загроизантное распространение СМВ незначительно и связано гл. обр. с волноядом распространением, к-рое возникает в случаях, когда в приземном слое атмосферы градиент коэф. преломления $dn/dh < -1,57 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$. Флуктуация интенсивности СМВ вследствие турбулентности атмосферы при величине структурной постоянной $C_n^2 = 10^{-14}$

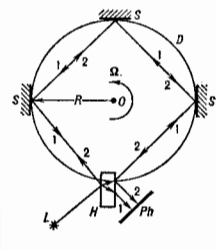
см⁻² обычно не превышает 5–10%; угл поперечный радиус корреляции порядка размера Френеля зоны — $\sqrt{\lambda L}$ (L — длина трассы). Среди эффектов, возникающих при распространении СМВ в атмосфере, следует отметить рассеяние на гидрометеорах (облака, дожди, снег), к-рое имеет рэлеевский характер, а на длинах волн $\lambda < 3$ см — деполаризацию, возникающую из-за отклонения формы частиц гидрометеоров от сферической.

В качестве источников СМВ используются ламповые и транзисторные генераторы, генераторы на туннельных и лавинно-пролетных диодах, диодах Ганна, искровой разряд, клистроны, лампы обратной (ЛОБ) и бегущей (ЛБВ) волн, магнетроны, мазеры на циклотронном резонансе (МЦР). Естествен. источниками СМВ являются галактич. и внегалактич. источники, имеющие, как правило, степенной спектр (радиогалактики, квазары, остатки вспышек сверхновых, центр Галактики, туманности, космич. мазеры на H_2O), а также Луна, планеты (яркостая темп-ра к-рых $\sim 100 \sim 500$ К), атмосфера Земли и земные покровы, спорадич. всплески в околосолнечном пространстве, Солнце [яркостая темп-ра к-рого в диапазоне $1,3 \leq \lambda \leq 100$ см составляет $T = 4,5 \cdot 10^6$ К (спокойное Солнце)], а в периоды высокой активности увеличивается в 2–3 раза]. Специфика диапазона СМВ — прозрачность ионосферы, возможность реализации узкой диаграммы направленности при сравнительно небольших размерах антенн, возможность генерации коротких импульсов, а также низкий уровень помех — привела к широкому использованию СМВ в радиолокации, радиоастрономии, связи на трассах Земля — космич. аппарат. Зависимость коэф. поглощения и отражения, а следовательно, и теплового излучения СМВ от диэлектрич. параметров, на к-рые сильно влияет наличие влаги, а также тот факт, что излучение проникает или формируется в слое, толщина к-рого пропорц. длине волны, позволяют использовать СМВ для дистанционного зондирования радиолокац. и радиометрич. (по собств. излучению) методами. Так, с ИСЗ определяются увлажненность полей и уровень грунтовых вод, толщина и водозапаса снежного покрова, оцениваются характеристики растительного покрова и прогнозируются урожайность. Определяются также глобальное распределение атмосферного водяного пара, поле темп-ры и степень взволнованности морской поверхности, скорость ветра, концентрация, тип и возраст морского льда, его толщина. Измерения рефракции СМВ при радиопросвечивании атмосферы планеты с космич. аппаратов используются для восстановления высотных профилей темп-ры, давления и содержания газовых компонентов. СМВ находят применение для определения подповерхностного профиля темп-ры и глубины промерзания грунта, определения глубины темп-ры внутр. тканей тела по измерениям теплового излучения. СМВ применяются для внутр. нагрева, в частности в медицине для неинвазивного лечения опухолей (гипертермия).

Лит.: Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн, М., 1953; Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Фок В. А. Проблема дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Введенский В. А. Распространение ультранизких радиоволн, М., 1973; Колосов М. А., Шабаев С. и Иванов В. А. Рефракция электромагнитных волн в атмосфере Земли, Венер и Марса, М., 1976; Губанов В. С., Физкальштейн А. М., Фришман П. А. Введение в радиостроение, М., 1983; Шутко А. М. СВЧ-радиометрия водной поверхности и почвогрунтов.

САВЬЯКА ОПЫТ, доказал возможность эксперим. определения угл. скорости вращения системы для расположенного в ней наблюдателя, т. е. возможность определения внерелятивистской системы для находящегося в ней наблюдателя (эффект Савьяка). Проведен Ж. Савьяком (G. Sagnac) в 1913. В С. о. (рис.) на круглом диске D располагались зеркала S , источник света I и фототр. пластинка Ph . Полуциркульная пластинка H делила луч света от источника на два: луч

1 шёл по замкнутому пути в направлении вращения диска, луч 2 — в противоположном направлении. При вращении всей системы с угл. скоростью Ω вокруг оси, перпендикулярной плоскости диска, луч 1, согласно общей теории относительности, с точки зрения наблюдателя, находящегося на диске, тратит на полный обход больше времени, чем луч 2; разность времён обхода $\Delta t = 4\pi R^2 \Omega^2 / c^2$, где R — радиус окружности, на к-рой располагаются зеркала S и пластинка H . В результате на фотопластинке при вращении диска наблюдается смещение интерференц. полос (по сравнению с их положением при покоем диске) на величину $\Delta Z = \Delta \varphi / 2\lambda = c \Delta t / \lambda = 4\pi R^2 \Omega^2 / c \lambda$, вы-



раженную в λ , где λ — длина волны излучения монохроматич. источника света L частоты $\omega = 2\pi c / \lambda$, а $\Delta \varphi$ — разность фаз встречных волн 1 и 2. При $R \approx 100$ см, $\lambda \approx 10^{-4}$ см и $\Omega \approx 10^4$ с $^{-1}$ (угл. скорость вращения Земли) сдвиг интерференц. полос составляет малую долю: $\Delta Z \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Это же выражение для разности фаз $\Delta \varphi = \omega \Delta t = 8\pi^2 R^2 \Omega^2 / c \lambda$ можно получить для наблюдателя, покоящегося в лаб. системе отсчёта. Действительно, если рассматривать нерелятивистское вращение точек диска, когда $R\Omega \ll c$, время Δt_1 распространения луча 1 по направлению вращения определяется из соотношения (рис. 2) $2\pi R + R\Omega \Delta t_1 = c \Delta t_1$. Здесь $R\Omega \Delta t_1$ — доплит. расстояние, на к-рое сдвинется пластинка H (уйдёт от догоняющего её луча 1) за время Δt_1 обхода луча по замкнутому контуру. Аналогичное соотношение для луча 2: $2\pi R - R\Omega \Delta t_2 = c \Delta t_2$. В результате при $R\Omega \ll c$ $\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = 4\pi R^2 \Omega^2 / c^2$. Иногда эту разность времён, возникающую в лаб. системе отсчёта, связывают с разностью доплеровских частот, искусственно движущейся пластинкой по направлению лучей 1 и 2.

Основываясь на результатах С. о., А. Майкельсон (А. Michelson) и Г. Гейл (H. Gwile) в 1925 определили скорость вращения Земли вокруг своей оси. В 1982 этот опыт был повторён А. Джаваном (А. Javan) с использованием когерентного излучения гелий-неонового лазера. Основные на эффекте Саявья интерферометры с лазерными источниками света используются в качестве датчиков угл. скорости, угла поворота и ориентации в пространстве для вращающихся объектов. Чувствительность таких интерферометров можно заметно увеличить, если использовать многократные (N -кратные) обходы по замкнутому контуру встречных лучей 1 и 2. Тогда $\Delta Z_N = N \Delta Z$, где $\Delta Z = 4\pi R^2 \Omega^2 / c \lambda$. Такая схема реализуется в совр. волоконно-оптич. интерферометрах (см. *Волоконно-оптический гироскоп*). В них излучение, распространяющееся внутри оптч. волокон, намотанных, как в солёнодах, на цилиндрич. стержень, N -кратно проходит по замкнутому контуру (где N — число витков намотки витков). Для такого интерферометра при $R \approx 20$ см, $\lambda \approx 10^{-4}$ см и $N \approx 5 \cdot 10^6$ при оптч. волокне с поперечным сечением в 100 мкм 2 $\Delta Z \approx 8 \cdot 10^{-4}$, а $\Delta Z_N \approx 4\%$, что можно наблюдать даже невооружённым глазом.

Лит.: Л я и л а у Л. Д., Л и ф и н Д. Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Ф р а н к Ф у р т У. И., Специальная и общая теория относительности. Исторические очерки, М., 1968.

САСАКИ — ШИБУЙА ЭФФЕКТ — анизотропия электропроводности полупроводниковых кристаллов кубич. симметрии в сильных (горячих) электрич. полях (см. *Горячие электроны*). Предсказан М. Шибуйа в 1953, обнаружен в кристаллах n -Ge в 1956 В. Сасаки и Шибуйа. Различают продольный и поперечный

С. — Ш. э. Продольный С. — Ш. э. состоит в различии вольт-амперных характеристик (ВАХ) однородно-длинных кристаллич. образцов при разных направлениях тока (обычно такие образцы вырезают вдоль

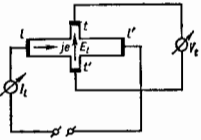


Рис. 1. Схема установки для измерения эффекта Сасаки — Шибуйа; I, I' — токовые контакты; i, i' — электроды для измерения эдс Сасаки (поля E_i).

кристаллографич. осей [100], [111], [110]. В слабых полях все ВАХ имеют одинаковый наклон. В сильных полях наклон различен; с понижением темп-ры это различие, как правило, усиливается, и иногда для нек-рых направлений возникает участка *отрицательным дифференциальным сопротивлением*.

Поперечный С. — Ш. э. состоит в возникновении в сильных полях в образцах, вырезанных вдоль произвольных направлений, отличных от осей симметрии, поперечной эдс (а д с С а к и). Она фиксирует появление угла между направлениями электрич. тока J и напряжённости электрич. поля E (угл. Сасаки). Эдс Сасаки измеряется так же, как эдс Холла (см. *Холла эффект*), но в отсутствие магн. поля (рис. 1). Наряду с измерениями в пост. электрич. полях (импульсных — во избежание разогрева джоулевым теплом) для исследования анизотропии проводимости горячих электронов использованы СВЧ-поля.

С. — Ш. э. объясняется анизотропией закона дисперсии горячих носителей заряда $\mathcal{E}(p)$, где \mathcal{E} — энергия носителя заряда, p — их квазиимпульс. Наб. эффект выражен в *многообразных полупроводниках* благодаря междолинному перераспределению носителей заряда, вызываемому их разл. нагревом в разных долинах. В многодолинных полупроводниках минимум энергии в зоне проводимости (или максимум в валентной зоне) достигается не при $p = 0$, а сразу в нек-р. эквивалентных точках приведённой *Бриллюэна зонн*, напр. в 4 точках L на её поверхности в n -Ge и халькогенидах Pb (PbS, PbSe, PbTe); в 6 точках Δ (на Δ -оси) в n -Si и алмазе. Большая величина С. — Ш. э. связана с сильной анизотропией спектра электронов $\mathcal{E}(p)$ в каждой из долин, где изоэнергетич. поверхность электрона $\mathcal{E}(p) = \text{const}$ имеет форму сфероида (эллипсоида вращения) с большой осью, массой m_l вдоль оси вращения и с малой m_t поперёк осей. Если электрич. поле направлено так, что образует разл. углы φ с осями вращения эллипсоида в разл. долинах ($0 < \varphi < \pi/2$), то электроны в долинах разогреваются по-разному, причём сильнее всего в тех долинах, в к-рых углы φ оказываются наибольшими (рис. 2).

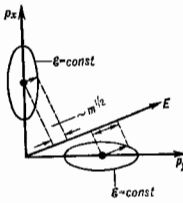


Рис. 2. Двухдолинная модель с различными эффективными массами m для разного направления поля E .

Разл. нагрев электронного газа приводит, во-первых, к разл. скорости рассеяния электронов в разл. долинах, определяющей при низких темп-рах подвижности носителей заряда; во-вторых, к разл. скорости перехода электронов из горячих долин в холодные, что определяет зависимость доли электронов, связанной с энергетич. зависимость вероятностей рассеяния носителей заряда (внутри- и междолинного). В чистых и структурно совершенных кристаллах преобладает междолинное рассеяние с испусканием и погло-

щением коротковолновых фонов. Вероятность такого рассеяния растёт с ростом энергии электрона ϵ , так что более разогретые долины успокаиваются, а менее разогретые избыточно заполняются электронами. В результате, напр., в n -Ge в одинаковом электрич. поле токи $i < i_{100} < i_{111}$ в n -Si токи $i_{100} < i_{111} < i_{111}$ (в орм а л я в в С. — Ш. з.).

В легированных полупроводниках при низких темп-рах доминирует междолинное рассеяние на примесных центрах и дефектах. Вероятность рассеяния в этом случае может спадать с ростом энергии электронов, так что сильное разогретые долины избыточно наполняются, а менее разогретые — успокаиваются. К тому же внутридолинное рассеяние на заряд. примесях способствует росту подвижности с разогревом. Это сочетание приводит к т. н. аномальному у С. — Ш. з., при к-ром неравенства изменяют знак, т. е. n -Ge ведёт себя, как n -Si (и наоборот).

Анизотропия закона дисперсии возникает в p -Ge и n -Si из-за гофрировки изоэнергетич. поверхностей валентных зон (в особенности зоны тяжёлых дырок), связанной с их вырождением в точке зонной диаграммы ϵ_1 при $\phi = 0$ (см. Зонная теория).

При переходе от нормального С. — Ш. з. к аномальному изменяется также знак поперечной эдс Сасаки. На рис. 3 представлена зависимость поперечного поля

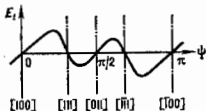


Рис. 3. Поперечная эдс Сасаки в зависимости от угла ϕ между полем E в плоскости (011) и кристаллографической осью [100].

E_1 (при заданном продольном поле E) от угла ϕ между направлением тока j , лежащего в плоскости симметрии (011), и осью симметрии [100]. При токе, направленном вдоль осей [100], [111], [011], поперечное поле E_1 отсутствует. Знак E_1 различен у Ge и Si при нормальном С. — Ш. з. и изменяется с переходом к аномальному эффекту.

В чистых полупроводниках при достаточно низких темп-рах (в n -Si при $T = 55$ К) в определ. диапазоне E поперечное поле E_1 в плоскости (011) неустойчиво. В частности, в n -Si при j вдоль оси [011] неустойчиво значение $E_1 = 0$ при $\phi = \pi/2$, а устойчивыми оказываются два ненулевых, равных по величине и противоположно направленных поля, параллельных осям [011] и [011]. Этим двум значениям E_1 соответствуют преимущественные заполнения электронами долин с осями вращения эллипсоидов вдоль осей [010] или [001]. В результате в одном образце могут сосуществовать области (домены) с разл. устойчивыми значениями E_1 , разделённые доменными стенками. При токе вдоль оси [011] домены имеют вид слобов, параллельных плоскости (011), с чередующимися по знаку полями E_1 . Для тока вдоль осей [111] есть 3 равных E_1 , направленных под углами 120° друг к другу (в многозонач. эфф. Сасаки).

Кроме разогретого механизма С. — Ш. з. возможен стрикционный механизм: электрич. поле вызывает анизотропную деформацию кристалла, к-рая по-разному изменяет энергетич. положение долин. Этот механизм доминирует в многодолинных полупроводниках с высокой диэлектрич. проницаемостью (напр., в BaTiO_3).

Лит.: З е р г е р К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Горячие электроны в многодолинных полупроводниках, К., 1982. З. С. Гриншпик.

САТУРН — шестая по удалению от Солнца и вторая по размерам и массе планета Солнечной системы. Ср. геоцентрич. расстояние (большая полуось орбиты) составляет 9,539 а. е. (1,427 млрд. км). Вследствие заметного эксцентриситета орбиты (0,056) гелиоцентрич. расстояние изменяется прибл. от 9 до 10,1 а. е. Наклон

плоскости орбиты к эклиптике $2'29,4'$, ср. скорость движения по орбите 9,64 км/с, а период обращения вокруг Солнца (сидерич. период, или сатурнанский год) 29,458 земных года. Мин. расстояние между С. и Землей составляет 1,2 млрд. км, максимальное — 1,6 млрд. км; соответственно видимые угл. размеры диска изменяются от $20'$ до $15'$. Синодич. период обращения равен 378,09 сут. Видимая азимутная величина С. в ср. противостоянии 0,67, абс. планетная величина 8,88. Интергальное сферич. альбеда 0,34 г.

Ср. экваториальный радиус С. (по уровню в атмосфере с давлением 1 бар) $R_0 = 60246 \pm 10$ км, масса (M_0) $5,68 \cdot 10^{28}$ кг. Из-за быстрого вращения вокруг оси (период на экваторе $\approx 10,2$ ч) С. обладает большим сжатием ($-0,1$), вследствие чего его полярный радиус почти на 500 км меньше экваториального. Существенно при этом, что период вращения меняется с широтой (скорость вращения экваториальной зоны прибл. на 5% выше полярной). Ср. плотность С. — самая низкая из всех планет, всего $0,69$ г/см³, что прибл. вдвое меньше плотности Солнца. Ускорение силы тяжести на экваторе $10,45$ м/с², параболич. скорость (скорость убегания) ок. 36 км/с.

Твёрдой поверхности С. не имеет и является газоэвидким телом, находящимся в состоянии гидростатич. равновесия. Структура его недр в целом подобна структуре Юпитера. Согласно моделям внутр. строения планет (см. Планеты и спутники), основанным на представлениях об адиабатич. изменении темп-ры по глубине в многослойной дифференциации вещества невр. внутр. газовой оболочка С. является водородно-гелиевой (при отношении H/He меньшем солнечного, т. е. $0,13 \pm 0,04$ по массе), за ней следует оболочка, состоящая в осн. из жидкого водорода, а с расстояния $\approx 0,5 R_0$ — оболочка из жемалаческого водорода. Металлич. водород заполняет слой до уровня $0,3 R_0$, где начинается ядро. Давление здесь достигает 10 Мбар. Ядро составляет $\approx 25\%$ по массе, что в неск. раз больше ядра Юпитера. Причём состоит в том, что вряду с шестью осн. скальных пород в его состав, вероятно, входит значит. примесь ледяной компоненты (вода, аммиак, метан). В этом находит отражение тот факт, что С. занимает промежуточное положение между Юпитером, состоящим в осн. из водорода, и Ураном, Нептуном, в составе к-рых преобладает ледяная компонента, а водород составляет относительно небольшую фракцию.

Наличие у С. магн. поля, вероятно, связано с действием гидромагнитного динамо. Магн. поле на экваторе $\approx 0,21$ Гс. Замечат. особенностью состав. магн. поля планеты является его почти точная аксиальная симметрия, что, видимо, обусловлено сильным дифференциальным вращением наружных слоёв С. Отклонение осей магн. диполя от осей состав. вращения не превышает 1° .

С. получает от Солнца прибл. в 100 раз меньше тепла, чем Земля. Его эффективная температура составляет 95 К, что заметно выше равновесной (74 К). Это означает, что излучаемая С. в окружающее пространство энергии прибл. втрое больше энергии, получаемой от Солнца, и свидетельствует о высокой эффективности внутр. источника тепла. Наиб. вероятной природой этого источника может быть преобразование в тепло гравитач. энергии, высвобождающейся за счёт выпадения капель жидкого гелия (к-рые образуются при низкой темп-ре в жидком водороде) из внутр. оболочек к центру планеты.

Газ атмосферы С. понимают верх. часть его внутр. газовой оболочки. Хим. состав атмосферы С. существенно отличается от среднесолнечного. Кроме водорода и гелия, в состав атмосферы входят метан (CH_4), аммиак (NH_3), фосфин (PH_3), в небольших кол-вах присутствуют углеводороды (C_2H_2 и C_2H_4). Относич. содержания CH_4 , NH_3 , PH_3 , C_2H_2 и C_2H_4 составляют соответственно $2 \cdot 10^{-4}$; $2 \cdot 10^{-4}$; $3 \cdot 10^{-6}$; $8 \cdot 10^{-6}$ и 10^{-7} . Замечна обогащённость углеводом (входящим в состав соединений): отношение C/H больше солнечного в 2,3 раза,

Структура атмосферы, профили темп-ры и давления похожи на юпитерианские. Темп-ра в тропосфере на уровне с давлением 1 атм составляет ок. 145 К и медленно повышается с высотой (с адиабатич. градиентом $0,85 \text{ К км}^{-1}$). В тропосфере при давлении ок. $0,1 \text{ атм}$ темп-ра прибл. 80 К. Ниже неё расположено облака, к-рые, вероятно, состоят из виск. слёв; считается, что верхний видимый слой образован в осн. кристаллами аммиака, хотя этот факт нельзя считать окончательно установленным. Для атмосферы С. характерно наличие ряда динамич. образований (полос типа зон и поясов, пятен), роднищих его с Юпитером. Вместе с тем упорядоченная структура зон и поясов (отражающих систему планетарной циркуляции), а также наблюдаемые крупные пятна — овалы (ассоциируемых с крупными атм. вихрями) на С. выражены менее чётко из-за протяжённого слоя надоблачной мелкодисперсной дымки. Размеры динамич. образований (вихрей и струй) велики по сравнению со шкалой высот ($\approx 60 \text{ км}$), но малы по сравнению с R_C и меньше аналогичных образований на Юпитере. В то же время скорости ветра на экваторе С. в деск. раз превышают скорости атм. движений в приэкваториальной зоне Юпитера, достигающая почти 500 м/с. Возможно, это связано с тем, что в систему циркуляции на С. вовлекаются более глубокие области атмосферы, где интенсивности передачи момента кол-ва движения в область экваториальных широт выше. Заметные различия динамики атмосфер С. и Юпитера определяются различием интенсивностей источников тепла в недрах этих планет, меньшим значением ускорения силы тяжести и большей толщиной наружной непрозрачающей молекулярной оболочки С. По этой же причине для атмосферы С. характерна меньшая по сравнению с Юпитером роль в передаче кинетич. энергии вихревых движений упорядоченным зональным течениям.

В ср. и верх. областях атмосферы С. важную роль играют фотохим. превращения; особенно это касается процессов с участием NH_3 , PH_3 и гидркарбонатов. Помимо солнечной радиации энергетич. источниками, обуславливающими рост темп-ры выше тропосферы, могут быть джоулев разогрев и диссипация энергии *энтултренинж* волн. Макс. электронная концентрация в ионосфере С. $\leq 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ на высоте $\sim 2500 \text{ км}$ (считая от уровня с давлением 1 атм). Магнитосфера С. по своей топологии и характеру процессов занимает промежуточное положение между магнитосферами Юпитера и Земли (см. *Магнитосфера планеты*). Близость маг. поля С. к дипольному проявляется в симметрии распределения зарядк. частиц во внутр. зоне его магнитосферы — как относительно оси вращения, так и относительно экваториальной плоскости, с к-рой практически совпадает положение нейтрального плазменного слоя. До радиальных расстояний (7—15) R_C плазма вращается практически синхронно с планетой. Плазма состоит из лёгких и тяжёлых ионов, вероятно, водорода, гелия, углерода, азота и кислорода. Их источником, помимо *солнечного ветра*, могут служить ледяные поверхности спутников С. и атмосфера Титана, орбита к-рого лежит внутри магнитосферы планеты. Наиб. устойчивые зоны захваченной радиации расположены в пределах $\leq 17 R_C$ на дневной и $\leq 20 R_C$ на ночной сторонах. Ударный фронт находится примерно на 25 R_C . Между магнитосферой и устойчивой зоной *радиационного пояса* (17—23 R_C) расположена область (зона псевдозахвата), где энергетич. спектр частиц становится очень мягким и наблюдаются конвективные потоки плазмы. На ночной стороне образуется протяжённый плазменный шлейф, на к-рый, вероятно, сильно влияют процессы, происходящие в межпланетной среде.

В систему С. входят окружающие его анемониты кольца и 18 спутников. Кольца представляют собой единую плоскую систему небольшой толщины (менее километра), расположенную в экваториальной плоскости планеты. Выделяют 7 колец, основные из к-рых А, В

и С занимают область пространства между 1,2 и 2,3 R_C . Кольца обладают чрезвычайно сложной внутр. структурой: каждое из них состоит ещё из сотен индивидуальных колец. Эта динамич. структура, так же, как и более крупные промежуток внутри колец (деления), является следствием резонансов, обусловленных гравитационным взаимодействием колец с неравновесной фигурой планеты и её многочисл. спутниками. Наиб. заметны деления Кассини, Максвелла, Гюйгенса, Энке, Калдера. В радиальном направлении периодически наблюдаются тёмные и светлые образования («спиды»), существующие к-рых связывают с электростатич. эффектами, обусловленными наличием пылевых частиц внутри колец, погруженных в магнитосферу С. (с процессами в пылевой плазме). Внутри кольца С. расположено ближайшее к планете слабое кольцо D, у внеш. края кольца А ($\approx 2,3 R_C$) находится очень тонкое кольцо F, а за ним; вплоть до $\approx 8 R_C$, последовательно очень слабые кольца G и E. Общая масса колец $5 \cdot 10^{-9} M_C$. Размеры частиц, образующих кольца, прибл. от долей см до 5 м, состоят они в осн. из льда (гл. обр. водяного). Проблема их происхождения не решена — это либо реликты ранней стадии эволюции Солнечной системы, либо результат гравитационного взаимодействия С. с ядрами комет.

Все крупные спутники С., исключая Титан и Фебу, имеют ледяные поверхности. Низкие ср. плотности ($1,2—1,4 \text{ г/см}^3$) свидетельствуют о том, что эти тела почти целиком водно-ледяные; несколько больше отсюда содержание скальных пород у Мимаса, Дионы, Рея (размеры от 400—500 до 1500 км). Тем не менее на поверхности большинства спутников С. присутствуют характерные следы эндогенной активности, особенно сильно выраженные на Энцеладе. Этот факт пока не нашёл убедит. объяснения (наиб. вероятной причной является диссипация приливной энергии вследствие наличия резонансов при орбитальном движении спутника в гравитацион. поле С.). Размеры открыты «Вояджером» малых спутников неправильной формы, находящихся в динамич. взаимодействии с более крупными спутниками и кольцами, прибл. от 30 до 190 км.

Наиб. интерес представляет самый крупный спутник С. — Титан, превышающий по размерам Меркурий (радиус Титана 2575 км, ср. плотность $1,9 \text{ г/см}^3$). Заметна особенность этого спутника — наличие у него мощной атмосферы (состоящей в осн. из азота) с давлением у поверхности $\approx 1,5 \text{ атм}$ и темп-рой $\approx 92 \text{ К}$. По-видимому, Титан состоит наполовину из льда и наполовину из скальных пород (силикатов, металлов). Собств. маг. поля Титан не имеет. На его поверхности с большой вероятностью присутствуют моря и озёра на метана и, возможно, океаны из этана. Из метана состоит и довольно плотные облака, из к-рых метан в виде дождя может выпадать на поверхность; предполагают, что круговорот метана на Титане аналогичен круговороту воды на Земле. В атмосфере Титана обнаружен богатый спектр простых органич. соединений, а сама атмосфера теряет атомарный и молекулярный водород и азот, что приводит к сложным процессам взаимодействия Титана с магнитосферой С. По характеру глобальной дымки и проявлению заметного *парникового эффекта* у поверхности Титан в чём-то напоминает Венеру, хотя определяющие эти свойства хим. состав и процессы иной природы. Лаб. моделирование и расчёты предсказывают, что при совр. скорости образования органич. веществ за время жизни Солнечной системы на Титане должен был образоваться слой такого материала толщиной не менее 100 м. Поэтому с Титаном связывают надежды обнаружить аналог первичного органич. вещества, к-рое могло существовать на ранней Земле.

Лит.: М а р о в М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Saturn, ed. by T. Gehrels, M. Matthews, Tucson, 1984; Система Сатурна, пер. с англ., М., 1990.

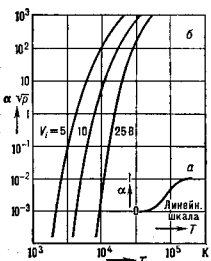
М. И. Мороз.

САХА ФОРМУЛА — фла, определяющая степень термич. ионизации в газе. Получена М. Н. Саха (М. N. S.

ба) в 1920 году объяснения ионизации в звёздных атмосферах. С. ф. относится к газу, находящемуся в состоянии термодинамич. равновесия, и имеет вид

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = 2 \frac{kT}{e_a} \left(\frac{2\pi m}{h^2} \right)^{3/2} \frac{e}{p} \exp(-W_e/kT),$$

где α — степень ионизации, т. е. отношение числа ионов атомов к общему числу всех атомов, T — абс. темп-ра, p — давление, равное парциальным давлений нейтральных атомов и ионов и электронов, W_e — энергия ионизации атома, e_a и e_i — статистич. веса нейтрального атома и иона, m — масса электрона, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка (р.с.). С. ф. получена термодинамич. путём, аналогично ур-нию равновесия для хим. диссоциации.

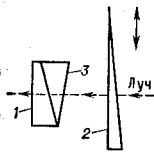


Зависимость степени ионизации газа α от темп-ры T и давления p : а — кривая $f(kT)$; б — кривые $\alpha\sqrt{p} = j(kT)$.

поверхности ионизация. Вывод С. ф. при указанных допущениях, основанный на термодинамич. положениях (исключая Нерста теорему), не рассматривает тех конкретных процессов ионизации и рекомбинации, к-рые, согласно *детального равновесия принципу*, обеспечивают динамич. равновесие между нейтральными атомами и ионами и электронами. Расчёты показали, что такими процессами при относительно низких темп-рах являются гл. обр. соударения быстрых молекул и фотониация, а при более высоких темп-рах — ионизация электронным ударом.

Лит.: Т р а в о в с к и й В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952; Э н и г е л ь А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959.

САХАРИМЕТР — поляризационный прибор для определения содержания сахаров (реже др. *оптически активных веществ*) в растворах по измерению угла вращения плоскости поляризации, пропорционального концентрации раствора. Компенсация вращения плоскости поляризации в С., в отличие от *поляриметра*, производится линзой перемещающимся кварцевым клином (рис.). При-



Кварцевый компенсатор: 1 — неподвижный клин из правовращающего кварца; 2 — подвижный клин из левовращающего кварца, соединённый со шкалой (её нулевая отметка соответствует положению клина, при котором действия обоих кварцевых клиньев скомпенсированы); 3 — клин из стекла (подлинной), вводимый для того, чтобы луч света, проходя через кварцевые клинья, не менял своего направления.

мещение кварцевого компенсатора позволяет освещать С. белым светом, т. к. кварц и сахар обладают почти одинаковой дисперсией *оптического вращения*. При измерении концентрации др. веществ, напр. камфоры,

их освещают мохочроматич. светом опрел. длины волны. Отсчёт угла вращения ведётся по линейной шкале, непосредственно указывающей процентное содержание сахара в растворе. Как и в поляриметрах, в С. при компенсации происходит уравнивание яркостей двух половин поля зрения, регистрируемое визуально или фотоэлектрически.

Во м. совр. С. с поляриз. модуляцией света кварцевый компенсатор и шкала связаны со следщей системой и компенсация измеряемого вращения плоскости поляризации осуществляется автоматически.

Лит.: Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; П и ш л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1981.

САХАРИМЕТРИЯ — метод определения концентрации растворов *оптически активных веществ* (гл. обр. сахаров, откуда назв. метода), основанный на зависимости вращения плоскости поляризации от концентрации раствора. С. применяется в пищевой и хим.-фармацевтич. промышленности.

СВЕРХВЫСОКИЕ ЧАСТОТЫ (СВЧ) — область радиодиаг. от 300 МГц до 300 ГГц, охватывающая дециметровые волны, сантиметровые волны и миллиметровые волны (см. *Радиоволны*).

СВЕРХВЫСОКИЙ ВАКУУМ — газовая среда с очень низкой плотностью газа, давление к-рого $p < 10^{-8}$ Па. В природе С. в. наблюдается в космич. пространстве, заполненном в осн. водородом с давлением $p \sim 10^{-12}$ Па. В окрестности Земли С. в. регистрируется на высотах более 800 км (10^{-8} Па на высоте 1200 км). В лаб. условиях достигнуто разрежение $p \sim 10^{-13}$ Па.

Необходимость и С. в. возникла в связи с разработкой *ускорителей заряженных частиц*, имитаторов космос. и приборов для исследования поверхности твёрдых тел. С. в. необходимо, чтобы исключить влияние окружающей газовой среды на состояние поверхности твёрдого тела в течение достаточно большого промежутка времени; напр., сохранение состояния атомно-чистой поверхности и её исследование в течение часа возможно при давлении $p \sim 10^{-8}$ Па (см. *Вакуум*).

Трудности получения С. в. связаны с тем, что кол-во газа, адсорбированного на поверхности (в стенках камер) и патающего из внеш. пространства (атмосферы), намного превосходит то кол-во, к-рое должно заполнять вакуумный объём при $p \sim 10^{-8}$ Па. Эти трудности растут с увеличением степени необходимого разрежения, отключаемого объёма и сложности устройств, размещаемых в нём.

При получении С. в. необходимо: соблюдение т. в. вакуумной гигиены при изготовлении элементов прибора; применение разъемных соединений с металлами, уплотнителями; прогрев системы до темп-ры $T \sim 500^\circ\text{C}$; использование насосов с большой скоростью откачки и низким предельным давлением. В установке не должно быть материалов, упругих паров к-рых при 500°C превышает предельное разрежение, наиб. широко используются нержавеющие аустенитные стали. Разъемные соединения в прогретых системах должны обладать малой скоростью натекания и сохранять высокую надёжность при многократных циклах «нагрев — охлаждение». Этим требованиям наилучшим образом удовлетворяет соединение типа «ConFlat» (рис. 1).

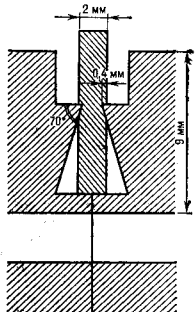


Рис. 1. Разъемное фланцевое соединение с металлическим уплотнителем.

Для получения С. в. обычно необходимы 3 ступени откачки: низковакуумная, высоковакуумная и сверхвысоковакуумная. Последняя включается после прогрева в высоком вакууме ($10^{-4} - 10^{-5}$ Па) всех частей системы, в т. ч. и сверхвысоковакуумных насосов. В качестве последних используют насосы со скоростью откачки до 10^6 л/с. Это турбомолекулярные, магниторазрядные, гетероионные, конденсационно-сорбционные (криогенные) насосы. Последние обеспечивают самое высокое предельное разрежение $\sim 10^{-11}$ Па. В турбомолекулярном насосе (рис. 2) в корпусе (1) с закрепленными дисками (2) вращается ротор (3), диски к-рого,

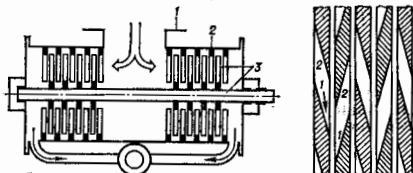


Рис. 2. Схема турбомолекулярного насоса.

как и диски статора 2, имеют косые прорезы ($>40^\circ$, рис. 2, б). При вращении ротора молекулы газа увлекаются в каналы, образуемые прорезами. Остаточное давление $\sim 10^{-8}$ Па. Действие магниторазрядного насоса основано на сочетании ионной откачки (ионизация и удаление ионов электр. полем) и поглощения газа распыляемым материалом катода (в результате ионной бомбардировки). Положит.

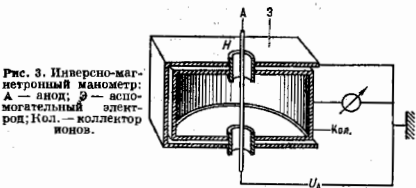


Рис. 3. Инверсно-магнетронный манометр: А — анод; З — вспомогательный электрод; Кол. — коллектор ионов.

ионы частично внедряются в катод, частично нейтрализуются и, падая на анод, замораживаются распыляемыми частями катода. Гетероионные насосы основаны на сочетании поглощения химически активных газов с ионной откачкой инертных газов и углеводородов. В криогенных насосах происходит поглощение газа охлаждающей до низких темп-р поверхность.

Измерение С. в. в начале осуществлялось ионизационным манометром Байярда — Альберта, в к-ром газ ионизируется электронами, испускаемыми термокатодом, и измеряется ионный ток, пропорциональный давлению. По мере освоения области всё более низких давлений эти манометры уступили место инверсно-магнетронным манометрам (рис. 3). В них измерение сверхнизкого давления газа возможно благодаря использованию *Пеминга разряда*, возбуждаемого между холодными электродами в пост. магн. поле H . Подавление «паразитной» *автоэлектронной эмиссии* с поверхности коллектора, повышающей чувствительность прибора, обеспечивает вспомогат. электрод 3. При анодном напря-

жении ~ 6 кВ и магн. поле $2 \cdot 10^6$ Э, направленном вдоль оси анода, зажигание разряда и соответственно измерение С. в. происходит при давлениях 10^{-10} Па и ниже.

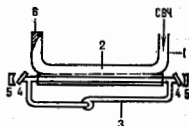
Техника С. в., кроме фундам. исследований, направленных на изучение атомной и электронной структуры частей поверхности, стимулировала развитие важной науч.-техн. направлений и методов (напр., молекулярно-пучковая *эпитаксия*, катализ, тонкопленочная микроэлектронная технология и др.).

Лит.: Глазков А. А. *Сверхвысокая физика*. Г. Л. Боннум электротехнических установок и комплексов, М., 1987, у з ст о л Д ж., Техника сверхвысокого вакуума, пер. с англ. М., 1988.

И. М. Осипин, СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД — один из видов *электрического разряда в газе*, возбуждаемый быстропеременным электр. полем в диапазоне частот $f = 10^6 \div 10^{11}$ Гц (длина волны $\lambda = 30$ см \div 3 мм). В зарубежной литературе этот разряд наз. м и к р о - в о л н о в ы м.

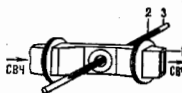
Способы возбуждения. По условиям возбуждения сверхвысокочастотные (СВЧ) разряды могут быть разделены на неск. видов. 1) Разряды в волноводах, возбуждаемые полями бегущей или стоячей эл.-магн. волны. При этом или сам волновод наполнен газом, или в него введены газонаполненные диэлектрик. трубки. На рис. 1 представлена схема С. р. в волноводе,

Рис. 1. СВЧ-разряд в волноводе: 1 — волновод; 2 — отверстие связи; 3 — трубка с проначкой; 4 — брестерские окна; 5 — лазерные вершины; 6 — радиопоглощающая нагрузка.



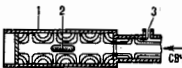
используемого для создания активной среды газового лазера. К разновидности волноводного С. р. может быть также отнесен разряд, поддерживаемый поверхностной плазменной волной, возбуждаемой в пределах волновода (рис. 2). По такой схеме возбуждается ста-

Рис. 2. СВЧ-разряд в диэлектрической трубке, подерживаемый плазменной волной: 1 — волновод; 2 — плазма; 3 — диэлектрическая трубка.



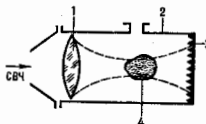
ционарный разряд в СВЧ-плазмотронах. 2) Разряды в резонаторах (рис. 3) возбуждаются также либо в газонаполненном втулчрезрезонаторной пространстве, либо в газонаполненном баллоне, расположенном внутри резонатора. Применение резона-

Рис. 3. СВЧ-разряд в резонаторе: 1 — резонатор; 2 — плазменный цилиндр; 3 — петля связи.



торов позволяет относительно просто получать в лаб. условиях разряды в сверхсильных сверхвысокочастотных электр. полях (до 10^6 В/см), для достижения к-рых в свободном пространстве используются генераторы на релятивистских электронных пучках. 3) С. р. в свободном пространстве возбуждаются пучками мощного СВЧ-излучения (рис. 4). Разновид-

Рис. 4. СВЧ-разряд в свободном пространстве: 1 — диэлектрическая линза, формирующая сходящийся СВЧ-пучок; 2 — вакуумная камера; 3 — радиопоглощающая нагрузка; 4 — плазма.



ностью такого разряда являются несамостоятельный разряд, в к-ром низовизм. состояние поддерживается внешним (неполюсным) источником, а энергия в ионизованную среду вводится с помощью сверхвысокочастотного электрич. поля, величина к-рого меньше порога пробоя (рис. 5). Разряды в пучках СВЧ-излучения ис-

Рис. 5. Несамостоятельный СВЧ-разряд в свободном пространстве: 1 — диэлектрическая линия; 2 — СВЧ-поле (меньше порога пробоя); 3 — кольцевой источник УФ-излучения.



пользуются в экспериментах, моделирующих локализированные искусственно ионизованные области над Землей, а также в плазмотронике для получения высококичтых продуктов реакции.

Пороги возбуждения. В СВЧ-разрядах энергия эл. магн. поля передается плазме. Под действием электрич. поля электроны приобретают кинетич. энергию, к-рая затем в соударениях с ионами и атомами переходит как в энергию теплового движения самих электронов, так и в энергию возбуждения и тепловую энергию массивных частиц.

Характер физ. процессов С. р. (пробой газовой среды, динамика разряда, пространственная структура и т. д.) зависит от соотношения между эфф. частотой соударений электронов с атомами и молекулами газа ν_m и частотой электрич. поля ω . При $\nu_m/\omega < 1$ (высокие частоты поля и низкие давления газа) электроны движутся в электрич. поле почти как свободные. При $\nu_m/\omega > 1$ (низкие частоты поля, высокие давления газа) электроны дрейфуют в перем. электрич. поле СВЧ-волны, $E(t) = E_0 \cos \omega t$, со скоростью $u_e = eE_0 \cos \omega t / m_e \nu_m$, т. е. в каждый момент движутся с той же скоростью, что и в пост. электрич. поле, напряженность к-рого равна в среднем ну значению перем. электрич. поля с амплитудой E_0 .

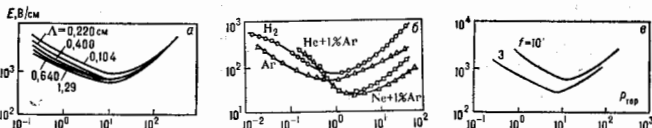
Энергия, приобретаемая электроном в СВЧ-поле,

$$W_e \approx e^2 E_0^2 / 2m_e \nu_m (\omega^2 + \nu_m^2), \quad (1)$$

где δ_e — ср. длина свободного пробега, переплаваемая электроном атому или молекуле при столкновении с ними.

На рис. 6 приведены эксперим. зависимости порога возбуждения E_0 самоподдерживающегося С. р. от давления рабочего газа p для разл. газов и при разных условиях. Зависимости всегда имеют минимум. На левой ветви, где порог падает с ростом давления, он тем ниже, чем больше размеры разрядного объёма, характеристические диффузионной длиной Λ (рис. 6,а), и чем

Рис. 6. Измеренные пороги СВЧ-пробоя: а — воздух, частота $f = 9,4$ ГГц; б — инертные газы, $f = 0,99$ ГГц, $\Lambda = 0,63$ см; в — нег-газ (газ с добавкой паров ртути), $\Lambda = 0,6$ см.



меньше частота поля f (рис. 6,а). То же относится и к самой величине минимума. На меньших частотах минимум располагается при более низких давлениях. На правой ветви, где порог растёт с повышением давления, зависимость порогового поля от размеров и частоты становится всё менее заметной и в пределе больших давлений почти совсем исчезает — все кривые асимптотически сливаются.

Теория вполне удовлетворительно описывает пороги характеристики С. р. Если СВЧ-поле включается достаточно быстро и параметры его сохраняются длит.

время (по сравнению с характерным временем развития ионизации), порог возбуждения СВЧ-разряда определяется след. «стационарным» критерием:

$$\nu_d(E_0) = \nu_d + \nu_d(E_0), \quad (2)$$

где ν_d — частота ионизации, ν_d — частота прилипания электронов к атомам и молекулам рабочего газа, ν_d — частота диффузионных потерь электронов ($\nu_d = D/\Lambda^2$, D — коэф. диффузии электронов).

В области высоких давлений диффузионные потери электронов незначительны и даже не слишком большая скорость ионизации обеспечивает пробой.

Т. к. при $\nu_m/\omega \ll 1$ энергия электронов (1) практически не зависит от ν_m и от давления, то с ростом давления и, следовательно, ν_m остаётся неизменной и частота ионизации ν_i . Однако с увеличением давления падает частота диффузионных потерь электронов, что приводит к уменьшению порогового электрич. поля E_0 . При $\nu_m/\omega \gg 1$ энергия электронов $W_e \approx (1/2)e^2 E_0^2 / m_e \nu_m \propto (E_0/p)^2$, т. к. $\nu_m \propto p$. Поэтому с ростом давления растёт величина порогового поля E_0 . Положение минимума кривой $E_0(p)$ можно установить на основании условия, разграничивающего предельные случаи $\nu_m \ll \omega$ и $\nu_m \gg \omega$, а именно, в случае равенства по порядку величин частот столкновений и поля: $\nu_m \approx \omega$.

В условиях короткой длительности импульсы по порогу возбуждения разряда определяются «нестационарным» критерием: за время τ_1 лавина электронная с нач. концентрацией электронов n_0 должна достичь до нек-рой конечной величины n :

$$\nu_d(E_0) - \nu_d - \nu_d = \tau_1^{-1} \ln n/n_0. \quad (3)$$

Ур-ние (3) обобщает «стационарный» критерий (2) и сводится к нему при $\tau_1 \rightarrow \infty$. Обычно за конечную концентрацию принимается такая критич. концентрация $n_c = m_e(\omega^2 + \nu_m^2)/4ne^2$, при к-рой плазменное образование отражает СВЧ-излучение, как металл. зеркало.

Для пробоя молекулярных газов при прочих равных условиях требуются более высокие поля, чем для атомарных, т. к. электрону приходится затрачивать энергию на возбуждение колебательных и др. более низколежущих электронных уровней в молекулах, и это тормозит набор энергии в поле. В электроотрицат. газах порог СВЧ-пробоя также высок, поскольку существуют дополнит. потери на прилипании.

Динамика сверхвысокочастотного разряда. Энергия СВЧ-волны, поглощаемая плазмой в разряде, передается атомам и молекулам, изменяя состояние газовой среды и меняя параметры самой плазмы в ходе развития газоразрядного процесса. Липш совокупность спец.

мер позволяет добиться стационарности плазменного образования, так необходимой в ряде приложений.

В совр. технике применяются в волноводные источники стационарной газоразрядной плазмы (СВЧ-плазмотроны). Разряд возбуждается и поддерживается СВЧ-излучением мощностью в дес. кВт в пересеченной волноводной диэлектрич. трубке с прокачиваемым через её объём газом. СВЧ-плазмотрон обладает высоким кпд — до 90%; разрядные условия близки к равновесным с темп-рой разрядной среды $T \approx 9000 - 10000$ К.

С. р., поджигаемые мощным импульсным СВЧ-излучением в свободном пространстве или внутри волноводов, обычно не горят в одном месте, а перемещаются навстречу излучению. В волноводах движение С. р. наблюдалось в широком интервале изменения давлений и плотностей потока СВЧ-излучения как в атомарных, так и в молекулярных газах и смесях. Если при $E_0 < E_c$ в отдалённом от излучателя конце волновода стимулируется пробой, напр. вводом усиливающего электрич. поле острей, то навстречу излучению распространяется волна ионизации, приводящая при достаточно длит. импульсе к выходу разряда на окон СВЧ-генератора. Скорости движения зависят от мощности СВЧ-излучения, рода газа и его давления и лежат в интервале $10^2 \div 10^4$ см/с. Наиб. скорости зарегистрированы в атомарных газах, наименьшие — в молекулярных.

Ионизационные волны характерны и для С. р. в свободном пространстве в сходящихся СВЧ-пучках. В надпороговых полях ($E_0 > E_c$) разряд в виде светящегося слоя толщиной $\sim \lambda$ со скоростью $10^2 \div 10^4$ см/с движется от места возникновения (фокальная плоскость) навстречу излучению. Скорость фронта ионизации зависит от рода газа, давления, поля СВЧ-волны и сходимости СВЧ-пучка. В полях $E_0 < E_c$ инициированный тем или иным способом разряд в виде неоднородного плазменного слоя с осевым размером $\sim \lambda$ «убегает» от инициатора навстречу излучению со скоростями $10^2 \div 10^4$ см/с, также зависящими от СВЧ-мощности, рода газа и давления.

В надпороговых полях динамика разряда определяется процессами, аналогичными оптическому пробое. Появление ионизационной волны связано с пространственной (аксиальной) неоднородностью пучка и падением амплитуды электрич. поля по мере смещения от фокуса к излучателю. Быстрая ионизация газа в области высоких полей и замедленная в области низких приводят к появлению кажущегося движения разряда вдоль оси с тем большей скоростью, чем слабее зависимость частоты ионизации от E_0 и тем меньше угол сходимости пучка. Аксиальный размер области свечения определяется величиной ослабления («скинирования») интенсивности пучка созданной им же газоразрядной плазмой.

Перенос ионизации осуществляется разл. механизмами: диффузией возбуждённых и заряд. частиц, за счёт теплопроводности, собственного ионизирующего излучения разряда и т. д. В зависимости от условий один к-л. процесс может играть определяющую роль, в соответствии с чем механизм распространения разряда наз. теплопроводностным, диффузионным, фотоионизационным (или радиационным), газодинамическим и др.

Устойчивость и пространственная структура сверхвысокочастотного разряда. Как стационарные, так и движущиеся навстречу волне С. р. характеризуются сложностью формы, прежде всего наличием мелкомасштабной пространственной неоднородности. Неоднородность разряда, как правило, тем существенней, чем выше отношение ω/ω_{pl} . Важную роль в формировании структуры разряда играют ионизационные неустойчивости, к-рые можно разделить на два класса: ионизационно-перегревные (или газодинамические).

Ионизационно-перегревные неустойчивости характерны для разреженных газов и высокой частоты ω . Физ. механизм возникновения этой неустойчивости основан на явления плазменного резонанса: пока величина электронной концентрации остаётся ниже критической ($n_e/n_c < 1$), её увеличение в тонком слое, вертикальном к направлению распространения увеличенной амплитуды поля ($E_0 \propto r^{-1}$, где r — диэлектрическая проницаемость плазмы; $\epsilon = 1 - 4\pi n_e^2/n_c^2 \omega^2$). Это, в свою очередь, приводит

к возрастанию частоты ионизации ν_i и, следовательно, к дальнейшему росту n_e . В результате в первоначально однородном разряде образуются плоские неоднородные слои (страты), перпендикулярные вектору электрич. поля (см. также *Низкотемпературная плазма*).

Ионизационно-перегревные неустойчивости связаны с ростом скорости ионизации при увеличении тем-ры и характерна для высоких давлений газа и малых частот СВЧ-излучения. Физ. механизм этой неустойчивости заключается в следующем: в области локального флуанкта. роста концентрации электронов повышается энерговыделение, растёт тем-ра газа, падает концентрация молекул (атомов) рабочего газа и, соответственно, растёт частота ионизации ν_i , что приводит к дальнейшему росту концентрации n_e . Развитие неустойчивости приводит к распаду первоначально однородного разряда на отделившиеся (шнурки), вытянутые вдоль электрич. поля. Замети. волновая природа возбуждающего разряда излучения сказывается на периодичности возникновения шнуров и на параметрах плазмы, достигаемых на конечной (нелинейной) стадии развития неустойчивости. Характерная фотография разряда в газе высокого давления в пучке СВЧ-волн, демонстрирующая сложную структуру плазменного образования в результате развития неустойчивости, приведена на рис. 7.

Вторичноэлектронные вакуумные сверхвысокочастотные разряды (ВЭР). К С. р. относятся в т. ч. вторичноэлектронные (или «мультипликаторные») разряды, развивающиеся в вакууме у поверхности взаимодействующих с СВЧ-излучением металлич. электродов, стенок волноводов и резонаторов, диэлектрич. преград. Явление ВЭР состоит в лавинообразном росте электронной концентрации у одиночной поверхности (односторонний разряд) или между двумя поверхностями (двусторонний разряд). Разряд развивается за счёт вторичной электронной эмиссии. ВЭР ограничивает интен-

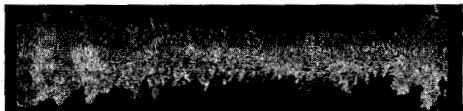


Рис. 7. Фотография СВЧ-разряда в воздухе, возбуждаемая пучком СВЧ-волн; $f = 37$ ГГц; давление $p = 300$ мм рт. ст.

сивность излучения мощных генераторных СВЧ-приборов, развиваясь в объёме самого прибора, на его выходных окнах или в элементах транспортирующего излучение тракта.

Применение. С. р. широко применяются в совр. технике. Ряд плазменных процессов, таких, как получение чистого кварца, разл. соединений металлов, связывания азота с кислородом в воздухе, диссоциация углекислого газа и др., с высокой эффективностью протекает в разрядах, возбуждаемых СВЧ-полями. Преимуществом СВЧ-разрядов в плазменных прежде всего связаны с возможностью построения реакторов для получения особо чистых веществ.

Относительно высокая устойчивость и специфичность вида функции распределения электронов по энергиям обуславливают использование С. р. в технике молекулярных экспериментов и др. газоразрядных лазеров.

Уникальные свойства СВЧ-диапазона, позволяющие с мин. потерями передавать энергию по трассе Земля — космос с включением атм. участка, лежат в основе ряда проектов использования мощных СВЧ-пучков для создания свободно локализованных искусств. плазменных областей в атмосфере.

Лит.: Микин Д. и Янд А., Сверхвысокочастотный пробой в газах, пер. с англ., М., 1969; Батагов Г. М. и др., СВЧ-разряды высокого давления, «Труды ФИАН», 1985, т. 160, с. 174; Рабаев Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987;

СВЧ-генераторы плазмы. М., 1988; Высокочастотный разряд в волновых полях. Сб. науч. трудов, Горький, 1988.

СВЕРХГЕНЕРАТОР (супергенератор) — периодически запускаемый автогенератор (или параметрон), используемый обычно как приёмник радиосигналов в УКВ-диапазоне (см. *Радиоволны*). Запуск и срыв колебаний С. производится либо напряжением от отд. УЗ-генератора (генератор гашения), периодически изменяющего коэф. усиления в цепи обратной связи автогенератора, либо С. работает в режиме автомодуляции. Различают линейный и нелинейный (логарифмический) режимы С. В линейном режиме макс. амплитуда импульса генерации С. линейно зависит от амплитуды принимаемого сигнала. В нелинейном режиме от амплитуды принимаемого сигнала зависит приращение площади импульса, а его макс. амплитуда остаётся практически постоянной. В обоих режимах полезная модуляция выделяется после детектирования последовательности импульсов, генерируемых С. Форма частотной характеристики С. зависит от нач. напряжения, определяющего нарастание очередного импульса генерации С. Если возбуждение импульса начинается от уровня шумов в контуре С., то частотная характеристика имеет колоколообразную форму с гладкой обгибающей (некогерентный режим). Если возбуждение определяется затухающим напряжением предыдущего импульса, то частотная характеристика имеет гребенчатую форму, т. е. в С. имеет место резонанс на частотах, отстающих от частоты заполнения импульсов на величину кратную частоте гашения (когерентный режим). С. присущи высокий коэф. усиления в сравнительно высокий уровень собственных шумов. В параметрическом С. (ПС) путём модуляции напряжения на диоде периодически запускается параметрич. генератор (параметрон). Фаза установившихся колебаний в импульсе ПС может принимать лишь дискретные значения по отношению к фазе напряжения накачки, к-рые определяются фазой принимаемого сигнала. Поэтому для регистрации сигнала в ПС можно применять фазовый детектор. С. используются также в *радиоспектроскопии* для регистрации сигналов ИМР и ЯНР.

Лит.: К о м о л о в В. П., Т р о ф и м е н к о И. Г., К в и н - т о в с к и е ф а з ы п р и о б р а з о в а н и и р а д и о с и г н а л о в. М., 1978; С в е р х - г е н е р а т о р ы. М., 1983.

СВЕРХГИГАНТЫ — наиб. яркие звёзды, светимость которых превышает $\sim 10^4 L_{\odot}$ и может достигать $(2-3) \cdot 10^6 L_{\odot}$ (L_{\odot} — светимость Солнца). По двумерной спектральной классификации С. описываются как объекты *светимости классов Ia⁺, Ia, Iab, Ib* (звёзды класса Ia⁺ иногда именуются также гигантантами или сверхгигантантами). Традиционно С. подразделяются на голубые (*спектральных классов O, B и A*), жёлтые (F, G) и красные (K и M, см. также *Красные гиганты и сверхгиганты*). По эмпирич. оценкам массы С. достигают 50–60 M_{\odot} , однако возможно существование объектов с массой до $\approx 100 M_{\odot}$. Радиусы С. составляют от $\sim 10 R_{\odot}$ у звёзд ранних спектральных классов до $\sim 1000 R_{\odot}$ у звёзд наиб. поздних спектральных классов. Кроме того, С. поздних классов обладают пылевым оболочками, протяжённость к-рых может достигать вёск. тысяч светов. радиусов звёзд.

У большинства С. наблюдается спектральная и фотометрич. переменность разл. масштабов и периодичности, колебания блеска. Эти явления связаны с неустойчивостью протяжённых оболочек, пульсациями звёзд, прохождением через оболочку ударных волн, нерегулярными движениями больших областей атмосферы С.

Звёзды с массами от $\approx 5 M_{\odot}$ до $\approx 12 M_{\odot}$ попадают в область Герципуна — Рессела диаграмм, занимаемую С. (т. е. становятся С.), на наб. поздних стадиях своей эволюции, когда у них формируются углеродно-кислородные ядра, окружённые тонкими слоевыми источниками энерговыделения (см. *Джотия звёзд*). Мелкие массивные звёзды никогда не достигают стадии С.

Звёзды с массами от $\approx 12 M_{\odot}$ до $(40 \pm 10) M_{\odot}$ проводят в области С. практически всё своё время жизни, более массивные звёзды покидают область С. в конце или после завершения стадий горения водорода в ядре.

Одним из осн. факторов, определяющих эволюцию С., является потеря вещества, скорость к-рой составляет от $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ у звёзд спектрального класса A до $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ у звёзд наиб. ранних и наиб. поздних спектральных классов. У горячих С. истечение вещества происходит под действием давления излучения в резонансных линиях в УФ-области спектра, у наиб. холодных С. — под действием давления излучения на пыль и молекулы, к-рые передают импульс газу. Механизм потери вещества объектами промежуточных спектральных классов пока не вполне ясен. С. с массами, меньшими $\approx 10 M_{\odot}$, в результате потери вещества превращаются в окружённые плотными газопылевыми оболочками т. н. ОН/IR-звёзды, излучающие преим. в ИК- и радиодиапазонах спектра, затем — в ядра *лазарных туманностей* и оканчивают эволюцию белыми карликами. С. с массами от $\approx 10 M_{\odot}$ до $(40 \pm 10) M_{\odot}$ к моменту выгорания в их недрах ядерного горячего обладают протяжёнными оболочками и взрываются как *сверхновые звёзды II типа*, образуя нейтронные звёзды. Более массивные С. теряют оболочку на стадии горения водорода в ядре и покидают область С. на диаграмме Герципуна — Рессела, становясь горячими гелиевыми *Вольфа — Райе звёздами*. Последние, завершив эволюцию, также взрываются как сверхновые (типа Ib), образуя нейтронные звёзды и, возможно, чёрные дыры.

Для С. поздних спектральных классов характерны многочисл. аномалии хим. состава, связанные с проникновением конвекции из оболочки в область интенсивного ядерного горения, где происходит синтез хим. элементов. При взрывах С. как сверхновых и выбросах или оболочек происходит *обогащение межзвёздной среды тяжёлыми элементами*.

Лит.: Я г е р К. е., Звёзды наибольшей светимости, пер. с англ., М., 1984.

Л. Р. Юнгелсон.

СВЕРХДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН — распространение радиоволн на расстояния, существенно превышающие протяжённости стандартных линий радиосвязи (≤ 10 тыс. км). Реализуется при благоприятном пространственном распределении электронной концентрации N_p и эфф. частоты соударений ν над землёй на уровне $\sim 70 \pm 400$ км, определяющих совместно с рабочей частотой f осн. свойства показателя преломления земной атмосферы и формирующих такой волновой канал (см. *Волновое распространение радиоволн*), к-рый обеспечивает наим. затухание в точке приёма. При этом существует роль играют высотная стратификация среды и её горизонтальная неоднородность.

Представление о предельно достижимой дальности менялось с накоплением эксперим. фактов, развитием приёмно-передающих комплексов в теории распространения дл.-магн. волн. Первые опыты Г. Маркони (G. Marconi) по трансатлантич. связи (1901) продемонстрировали неожиданно высокую напряжённость поля и привели А. Кеннелли (A. Kennelly) и О. Хевисайда (O. Heaviside) к гипотезе о существовании *ионосферы*, отражающей радиоволны обратно к Земле (см. *Отражение радиоволн*). Освоение в 1920-е гг. КВ-диапазона (декаметрового) показало возможность установления дальних связей даже при малых излучаемых мощностях. Были обнаружены сигналы, проходящие по обратной дуге большого круга и кругосветное эхо, отмечено повышение амплитуды сигнала в окрестности антропоид излучателя. Дальнейшие исследования, в т. ч. с помощью ИСЗ, геоэф. ракет и острованных *радиотелескопов*, показали наличие разнообразных каналов С. р., множественность траекторий, сложные вариации азимутальных углов прихода, связь оптич. угловый распространения с освещённостью трассы. Эти ис-

следования позволяют классифицировать сигналы С. р. по следующим типам: прямые и обратные (ПС) — длина радиотрассы D от 10 до 20 тыс. км; антиодные сигналы (АС) — $D \sim 20$ тыс. км; обратные сигналы (ОС) — $20 < D < 40$ тыс. км; кругосветные сигналы (КС) — $D \sim 40$ тыс. км; кратные кругосветные сигналы (КС_к) — $D \sim 40$ л. тыс. км. К сигналам С. р. относят также задержанные сигналы и эхосигналы с многосекундными задержками (ЗС).

Прямые и обратные сигналы. При расстоянии между корреспондентами $\sim 10-15$ тыс. км в суточном цикле наблюдается режий переход от кратчайшего пути (ПС) к обратной трассе (ОС). При этом предпочтительной является трасса, большая часть к-рой лежит в ночном полушарии. Реверс передающей и приёмной антенн на таких трассах способствует повышению надёжности связи.

Антиодные сигналы (АС) соответствуют макс. разности залучателя и приёмника на Земле, когда потенциально возможны любые направления прихода радиоволн. Из-за неоднородности ионосферы вблизи антипода формируется фокальное пятно размером $\sim 0,5-1,5$ тыс. км с неск. направлением напряжённости поля. Это явление аналогично *абберациям оптической систем*. Оптм. условия приёма АС реализуются на трассах, лежащих в ночном полушарии и в окрестности терминатора (линия, отделяющая дневное полушарие от ночного). АС меньше др. типов сигналов подвержены влиянию ионосферно-магн. возмущённости и поглощению в полярных зонах.

Кругосветные сигналы (КС). Оптм. трассы тяготеют к сумеречной зоне, составляя обычно с терминатором угол $10-20^\circ$. Наилучшие условия приёма КС зимой в дневное время, неск. хуже — в ночное время летом и днем в равноденствие. Амплитуда КС практически не меняется при реверсе передающей и приёмной антенн. С ростом солнечной активности приём КС улучшается. Диапазон рабочих частот f — $10-30$ МГц с оптм. частотами порядка $15-22$ МГц. Осн. особенности КС являются стабильность времени распространения ($138-140$ мс), наличие оптм. азимута, ортогонального направлению на подсолнечную точку (см. *Магнитосфера Земли*). Более точные условия приёма КС сводятся к след. вышпр. правилам: критич. частота F -слоя ионосферы в районе залучателя и его антипода $f_{кр} \geq f/3$; траектория КС близка к большому кругу, на к-ром достигается максимум минимуму $f_{кр}^2$ и минимум продольных градиентов электронной концентрации. При связи между ИСЗ, орбиты к-рых проходят ниже максимума F -слоя, диапазон наблюдаемых частот расширяется до 40 МГц, и вероятность приёма дальних радиосигналов значительно увеличивается.

Кратные кругосветные сигналы (КС_к). Оптм. условия приёма КС_к, как и КС, соответствуют сближению трасс с терминатором. КС_к принимаются в периоды высокого уровня КС. Обращает на себя внимание исключительно низкое затухание КС_к — порядка $5-20$ дБ на один обход.

Задержанные сигналы (ЗС). *Радиозвон* с задержками в единицы и десятки секунд (т. е. на $1-2$ порядка больше, чем у КС) наблюдается гораздо реже, чем КС. В ряде случаев оптм. условия приёма ЗС также связаны с терминатором и отмечается кратность их задержек задержкам КС.

Явление С. р. р. наиб. характерно для коротких (декаметровых) волн в диапазоне $f \sim 10-25$ МГц. Волны более низкой частоты испытывают аналит. поглощение в ионосфере, а их излучение требует *радиопередаточных устройств* большой мощности и громоздких антенн. Для УКВ и более коротких радиоволн, как правило, рефракция в ионосфере недостаточна для формирования устойчивого волнового пакета. Предель-

ная частота вырождения (разрушения) волновода определяется верх. границей частотного диапазона С. р. р. Для С. р. р. всех типов можно отметить ряд общих свойств. Диапазон оптм. частот расширяется в годы высокой солнечной активности. Вертикальные углы прихода радиоволн лежат в пределах $5-20^\circ$ от горизонта. Для трасс длиной порядка $15-20$ тыс. км азимутальный угол прихода меняется плавно со временем, значительно отклоняясь в переходные периоды от дуги большого круга.

Механизмы сверхдальнего распространения радиоволн. Осн. способом С. р. р. декаметровых радиоволн является смешанный механизм распространения, включающий в себя скачковый (последователь. отражение радиоволн от поверхности Земли и ионосферы) и волноводный способы распространения. Приближённые ф-лы для диэлектрич. проницаемости

$$\epsilon_0 = 1 - 4\pi e^2 N_e / m(\omega^2 - \nu^2)$$

и проводимости плазмы

$$\sigma \approx e^2 N_e \nu / m(\omega^2 - \nu^2),$$

где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота, m — масса электрона, позволяющая оценить частотно-угл. диапазоны волн, удерживаемых в волноводе Земли — ионосфера, и их поглощение. Слабее всего затухают волны высокой частоты, распространяющиеся в приподнятом волновом канале, формирующемся ниже максимума F -слоя за счёт сферичности Земли и рефракции радиоволн в расщепленной ионосфере (рис. 1). Такими волноводно-дирижёрскими модами осуществляется сверхдальняя связь между ИСЗ. Малое погонное затухание КС и КС_к говорит о том, что реализуется волноводный механизм распространения. Оценки показывают, что ионосферный волновод возбуждается с Земли за счёт регулярных горизонтальных градиентов ионосферы, рассеяния на случайных неоднородностях и дифракционных эффектах.

Геом. оптика распространения радиоволн в трёхмерно-неоднородной ионосфере подобна динамике частицы в медленно меняющемся потенциальном поле. В первом приближении вертикальная проекция лучевой траектории $r(\theta)$ дается ур-нием

$$\frac{1}{R} \int \frac{dQ}{d\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{Q}} = \pm \frac{dQ}{d\theta} \int \frac{d\theta}{\sqrt{Q}}. \quad (1)$$

Здесь $r = R + z$ — расстояние от центра Земли, R — радиус Земли, z — расстояние вдоль земной поверхности; $\epsilon = (\epsilon_0(r, \theta, \varphi))$ — модифициров. диэлектрич. проницаемость, $Q = Q(\theta, \varphi)$ — медленно меняющаяся ф-ция географич. координат, определяемая из условия сохранения адiab. инварианта:

$$I = \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\epsilon - Q} dr / r = \text{const} \quad (2)$$

(здесь r_1, r_2 — точки поворота луча). Ф-лы (1) и (2) учитывают горизонтальную неоднородность ионосферы и позволяют проследить переход от скачкового механизма к волноводному распространению и обратно (рис. 2). Ф-ция $Q = \cos^2 \beta$ определяет вертикальный угол прихода β для скачковых траекторий; для волноводно-дирижёрских траекторий $Q > 1$. Её максимум достигается на предельной рабочей частоте

$$f_{\text{макс}} = \frac{e}{\sqrt{\pi m}} \sqrt{N_e(r_0) + (r_0/2) dN_e(r_0)/dr} \quad (3)$$

выходящегося ионосферного волновода на уровне $r = r_0$, определяемом из ур-ния

$$dN_e(r_0)/dr + (r_0/3) d^2 N_e(r_0)/dr^2 = 0. \quad (4)$$

(суточные и сезонные изменения ионосферы, сезонные изменения свойств земной поверхности, ионосферные возмущения, изменение метеорологич. условий и т. д.). Это и обуславливает применение СДВ в глобальных радиосистемах высокой точности и надежности несмотря на необходимость использования излучающих антенных систем больших размеров и более высокую стоимость передачи информации. Кроме того, радиоволны этого диапазона обладают большой глубиной проникновения в проводящую среду, что делает возможным их применение для связи с погруженными в морскую воду и в толщу земли объектами (см. *Распространение радиоволн*).

Распространение СДВ в земных условиях происходит в сферич. волноводном канале, образованном Землей и ионосферой (см. *Волноводное распространение радиоволн*). На отражение СДВ от ионосферы оказывает влияние её ниж. часть — существование для отражения область располагается на высотах 60—80 км днём и 80—100 км ночью. В этой области высот на очень низких частотах ионосфера представляет собой неоднородную проводящую среду, проводимость к-рой резко возрастает с высотой и приобретает, начиная с высоты 75 км, заметно выраженный анизотропный характер вследствие влияния магн. поля Земли. В дневных условиях влияние магн. поля Земли на отражение СДВ и их распространение в приземном волноводном канале, однако ночью оно оказывается существенным. При отражении от анизотропной ионосферы в отражённом поле возникают компоненты, отсутствовавшие в падающей волне, что является причиной ошибок в системах радионавигации. Наличие анизотропии приводит к зависимости характеристик эл.-магн. поля от азимута траектории распространения и к появлению невязанности — изменению характеристик поля при изменении направления траектории распространения на обратное.

СДВ хорошо отражаются от ионосферы и от земной поверхности, что и приводит к их слабому затуханию при распространении в приземном волноводном канале. При излучении молниевых разрядов осн. часть их энергии распространяется в приземном волноводном в виде эл.-магн. импульса, называемого *атмосфериком*, а просачиваясь через ионосферу часть эл.-магн. излучения образует т. н. свистящие атмосферерики, спектр к-рых лежит в диапазоне 1—10 кГц.

Для описания и расчёта полей СДВ в волноводном канале Земли — ионосфера применяют 2 их осн. представления — разложение в виде суммы земной и однократно и многократно отражённых от ионосферы волн и разложение в виде ряда нормальных волн. Первое из них удобно для расчёта поля СДВ на расстояниях от излучателя не более неск. сотен км, когда число отражённых от ионосферы волн, влияющих на полное поле, мало (една или две волны). Для описания поля СДВ на больших расстояниях используется ряд нормальных волн, число существ. членов в к-ром уменьшается с увеличением расстояния.

Лит.: Геллерт И., *Terrestrial radio waves*, N. Y., 1949; Красущук И. П., Ефремов И. П., *Теория распространения сверхдлинных волн*, 2-й изд., М., 1963; Макаров Г. И., Юзиков В. В., Орлов А. В., *Современное состояние исследований распространения СДВ в волноводном канале Земли — ионосфера (обзор)*, «Изв. ВУЗов. Радиофизика», 1970, т. 13, № 3, с. 321. Г. И. Макаров, В. В. Юзиков.

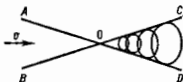
СВЕРХЗВУКОВАЯ СКОРОСТЬ — скорость движения среды или тела в среде, превышающая скорость звука в данной среде.

СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение газа, в к-ром в рассматриваемой области скорости v его частицы больше местных значений скорости звука a . С течением С. т. связан ряд важных практич. проблем, возникающих при создании самолётов, ракет, снарядов со сверхзвуковой скоростью полёта, при создании высоконапорных компрессоров, паровых и газовых турбин, эжекторов, *аэродинамических труб* для получения потока со сверхзвуковой скоростью и др.

Наиб. развитие получило исследование установившихся С. т. при обтекании однородным потоком тел и при движении газа в разл. каналах, соплах и в струях. Установившиеся С. т. газов, термодинамич. состояние к-рых характеризуется двумя величинами, напр. давлением p и плотностью ρ , описываются в общем случае системой пяти квазилинейных дифференц. ур-ний в частных производных гиперболич. типа с тремя независимыми пространственными переменными x_1, x_2, x_3 ; искомыми величинами являются три составляющие вектора скорости v_1, v_2, v_3 , давление p и плотность ρ (или энтропия S). При изучении С. т. важная роль принадлежит попятно характеристик системы дифференц. ур-ний.

С. т. газа имеет ряд качеств, отличных от дозвуковых течений. Т. к. слабое возмущение в газе распространяется со скоростью звука, то влияние слабого изменения давления, вызываемого помещённым в равномерный сверхзвуковой поток источником возмущений (напр., телом), не может распространяться вверх по потоку, а сводится вниз по потоку со скоростью $v > a$, оставаясь внутри т. н. конуса возмущений *COD* или конуса Маха (рис. 1). В свою очередь, на данную точку

Рис. 1. Конус возмущения *COD* и конус влияния *AOB*.



О потока могут оказывать влияние слабые возмущения, идущие только от источников, расположенных внутри конуса *AOB* с вершиной в данной точке и с тем же углом при вершине, что и у конуса возмущений, но обращённого противоположно ему (т. н. конус влияния).

Если установившийся поток газа неоднороден, то области возмущений и области влияния, построенные для каждой точки, ограничены не прямыми круглыми конусами, а коноидами — конусовидными криволинейными поверхностями с вершиной в данной точке. С матем. точки зрения эти поверхности и являются характеристиками системы дифференц. ур-ний с частными производными, описывающей движение газа (см. *Газовая динамика*). Через характеристику или поверхность, принадлежащую огибающей к-л. однопараметрич. семейства характеристик, решение ур-ний может быть продолжено непрерывным образом бесчисленным количеством способов, т. е. к-л. одно течение газа может через характеристику соединяться непрерывным образом с разл. течениями (при этом будут терпеть разрыв производные к-л. порядка от скорости, давления и плотности газа по нормали к характеристике). Величина составляющей скорости газа по нормали к характеристике равна местному значению скорости звука. Существуют, особенно С. т. обусловлены нелинейностью системы ур-ний газовой динамики и зависимостью т. н. *импеданса акустического* ρa от термодинамич. состояния среды.

При распространении по газу волны, вызывающие повышение и понижение давления, имеют разный характер. Волна, вызывающая повышение давления, распространяется по газу, превращается в очень узкую область (с толщиной порядка длины свободного пробега молекул), к-рую для мн. целей теоретич. исследования заменяют поверхностью разрыва — т. н. *ударной волной* или скачком уплотнения. При прохождении газа через ударную волну его скорость, давление, плотность, энтропия меняются разрывным образом — скачком. Согласно 2-му началу термодинамики (гребующему, чтобы энтропия при адиабатич. процессах не убывала), следует, что возможны лишь такие скачки, в к-рых давление и плотность газа возрастают, т. е. скачки уплотнения, а скачки разрежения, допускаемые законами сохранения массы, импульса и энергии и приводящие к уменьшению давления и плотности, по

противоречащие 2-му началу термодинамики (т. е. энтропия должна уменьшаться), — невозможны (теорема Цемилена).

Скачок уплотнения (ударная волна) распространяется по газу со сверхзвуковой скоростью, тем больше, чем больше интенсивность скачка, т. е. чем больше повышение давления и в нём. При стремлении интенсивности скачка к нулю скорость его распространения приближается к скорости звука. Векторы скорости частицы газа до и после прохождения ею скачка уплотнения и нормаль к элементу скачка уплотнения, сквозь который проходит частица, лежат в одной плоскости. При заданной скорости набегающего потока компоненты скорости газа за скачком в этой плоскости связаны соотношением, геом. интерпретацией к-рого является т. н. ударная полнота, позволяющая к-рой легко определить скорость газа после скачка, если известен угол поворота потока в скачке.

При установившемся С. т. вдоль стенки с изломом (рис. 2, а) возмущения, идущие от всех точек линии излома, ограничены отбегавшей козусов возмущений — плоскостью, наклонённой к направлению потока под углом μ , таким, что $\sin \mu = a_0/v$.

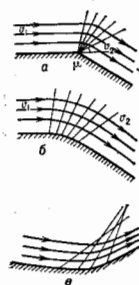


Рис. 2. Обтекание сверхзвуковым потоком: а — стенки с изломом; б — выпуклой искривлённой стенки; в — вогнутой стенки.

ка стенки. В этих течениях, называемых течениями Прайдля — Майера, параметры газа постоянны вдоль плоских характеристик. Давление и плотность газа в таком течении при движении уменьшаются. При удалении от стенки градиенты этих величин вдоль линий тока уменьшаются. Напротив, если стенка имеет вогнутый участок (рис. 2, а), то прямые характеристики сближаются и градиенты давления и плотности вдоль линий тока при нек-ром удалении от стенки неограниченно возрастают, в потоке возникает скачок уплотнения.

При обтекании сверхзвуковым потоком клина (рис. 3, а) поступат течение вдоль боковой поверхности клина отделяется от набегающего потока плоским козусом скачком уплотнения, идущим от вершины клина (т. н. головная ударная волна), скорость потока за скачком определяется по ударной полноте; для клина конечной длины из двух возможных значений скорости осуществляется большее. При углах раскрытия клина, больших нек-рого предельного, подобное простое течение невозможно. Скачок уплотнения становится криволинейным, отходит от вершины клина, превращаясь в отходящую ударную волну, и за ней появляется область с дозвуковой скоростью те-



Рис. 3. Обтекание сверхзвуковым потоком: а — клина; б — затупленного тела.

чения газа в ней. Это характерно для сверхзвукового обтекания тел с тупой головной частью (рис. 3, б).

При обтекании сверхзвуковым потоком пластины (рис. 4) под углом атаки α , меньшим ноль, при к-ром скачок отходит от передней кромки пластины, от её передней кромки вниз идёт плоский скачок уплотнения, а вверх — течение разрежения Прандтля — Майера. В скачке и в волне разрежения поток поворачи-

Рис. 4. Схема обтекания пластины сверхзвуковым потоком.



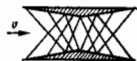
вается, обтекая затем пластину. На верх. стороне пластины давление ниже, чем под пластиной; вследствие этого возникает *подъёмная сила* и сопротивление, т. е. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*, не имеет места. Причиной того, что, в отличие от дозвукового обтекания, при сверхзвуковой скорости обтекания идеальным газом тела испытывают сопротивление, служит возникновение скачков уплотнения и связанное с ними увеличение энтропии газа при прохождении им скачков. Чем больше возмущения вызывает тело в газе,

Рис. 5. Тела, обладающие равным сопротивлением при большой сверхзвуковой скорости.



тем интенсивнее ударные волны и тем больше сопротивление движению тела (рис. 5). Для уменьшения сопротивления тел при сверхзвуковых скоростях может быть использован принцип интерференции возмущений, идущих от разл. частей тела или от разл. тел системы,

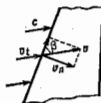
Рис. 6. Выплан Буземана.



напр. как в случае выплана Буземана (рис. 6), к-рый обладает нулевым сопротивлением, но не имеет и подъёмной силы.

Для уменьшения сопротивления, связанного с образованием головных ударных волн, при сверхзвуковых скоростях пользуются стреловидными (рис. 7) и тре-

Рис. 7. Схема обтекания стреловидного крыла.



угольными крыльями, передняя кромка к-рых образует острый угол β с направлением скорости v набегающего потока. Волновое сопротивление крыла бесконечного размаха обратится в нуль, когда угол скольжения β крыла достигает такой величины, что нормальная к кромке крыла составляющая скорости v_n станет дозвуковой.

Аэродинамически совершенной формой (т. е. формой с относ. малым сопротивлением давлению) при сверхзвуковой скорости является тело, нормаль к поверхности к-рого мало отклоняется от плоскости, перпендикулярной к направлению движения, т. е. тонкое,

заостренное с концов тело, движущееся под малыми углами атаки. При движении таких тел с умеренной сверхзвуковой скоростью (когда скорость полёта превосходит скорость звука в небольшое число раз) производимые ими возмущения давления и плотности газа и возникающие скорости движения частиц газа малы. Для этих условий разработана теория, основанная на линеаризации ур-ний движения сжимаемого газа и позволяющая определить аэродинамич. характеристики профилей крыла, тел вращения, крыльев конечного размаха. К особенно простым соотношениям эта теория приводит в случае установившегося обтекания крыла бесконечного размаха (профиля). При таком обтекании избыточное давление, производимое потоком со скоростью v на каждый элемент поверхности крыла, равно $\rho v^2 \sqrt{M^2 - 1}$, где ρ — плотность воздуха, θ — местный угол между касательной к профилю и направлением набегающего потока, M — Маха число потока. Коэф. подъёмной силы C_y и сопротивления C_x профили (отнесённые к длине хорды профиля) выражаются формулами

$$C_y = 4\alpha \sqrt{M^2 - 1}, \quad C_x = \left[4\alpha^2 + 2 \left(\bar{\theta}_n^2 + \bar{\theta}_z^2 \right) \right] / \sqrt{M^2 - 1}.$$

Здесь $\bar{\theta}_n^2$ и $\bar{\theta}_z^2$ — средние значения по длине профиля квадраты углов наклона элементов верхней и нижней частей контура к его хорде.

Для определения полей скорости и давления при C . т. около тел вращения и профилей немалой толщины, внутри сопел ракетных двигателей и сопел аэродинамич. труб и в др. случаях C . т. пользуются численным методом характеристик и др. численными методами решения ур-ний газовой динамики. При использовании быстродействующих вычислит. машин становится возможным расчёт трёхмерных C . т., напр. расчёт обтекания тел вращения под углом атаки, сопел некруглого сечения и др.

Течения с большой сверхзвуковой (гиперзвуковой) скоростью ($v \gg a$) обладают нек-рыми особыми свойствами. Полёт тела в газе с гиперзвуковой скоростью связан с ростом до очень больших значений темп-ры газа вблизи поверхности тела, что вызывается мощным сжатием газа перед головной частью движущегося тела и выделением тепла вследствие внутр. трения в газе, увлекаемом телом при полёте. В связи с этим при изучении гиперзвуковых течений газа необходимо учитывать изменение свойств воздуха при высоких темп-рах, возбуждение внутр. степеней свободы и диссоциацию молекул газов, составляющих воздух, хим. реакции (напр., образование окиси азота), возбуждение электронов и ионизацию. При расчёте равновесных адиабатич. течений газа эти факторы влияют на зависимость теплосодержания газа и его энтропии от темп-ры и давления. В задачах, в к-рых существенны явления молекулярного переноса — при расчёте поверхностного трения, тепловых потоков к обтекаемой газом поверхности и её темп-ры, — необходимо учитывать изменение в широких пределах вязкости и теплопроводности воздуха, в ряде случаев — диффузию и термодиффузию компонент воздуха. Напр., при обтекании охлажденной поверхности воздухом высокой темп-ры, содержащим диссоцииров. кислород, у стенки воздух охлаждается и концентрация диссоцииров. частиц кислорода в нём уменьшается. Благодаря этому возникает диффузионный поток атомов кислорода к стенке, рекомбинируя же диффундирующих атомов вблизи стенки связана с выделением тепла. Т. о., действ. тепловой поток к стенке больше того, к-рый был бы найден без учёта диффузии.

В нек-рых условиях гиперзвукового полёта на больших высотах (см. *Динамика разреженных газов*) процессы, происходящие в газе, нельзя считать термодинамич. равновесными. Установление термодинамич. равновесия в движущейся частице газа происходит не

мгновенно, а требует определ. времени — т. н. времени релаксации, к-рое различно для разл. процессов. Отступления от термодинамич. равновесия могут заметно влиять на процессы, происходящие в пограничном слое (в частности, на величину тепловых потоков от газа к телу), на структуру скачков уплотнения, на распространение слабых возмущений и др. явления. Так, при сжатии воздуха в головной ударной волне легче всего возбуждаются поступат. степени свободы молекул, определяющие темп-ру воздуха, и его излучение в области за ударной волной может быть намного выше, чем по расчёту в предположении о мгновенном возбуждении колебат. степеней свободы.

При очень высокой темп-ре (~3000—4000 К и более) в воздухе присутствуют в достаточно большом количестве ионы, частицы и свободные электроны. Хорошая электропроводность воздуха вблизи тела открывает возможность использования эл.-магн. воздействий на поток для изменения сопротивления тела или уменьшения тепловых потоков от горячего газа к телу. Она же затрудняет проблему радиосвязи с летат. аппаратом из-за отражения и поглощения радиоволн ионов, газом, окружающим тело. Нагревание воздуха при сжатии его перед головной частью движущегося с гиперзвуковой скоростью тела может вызывать мощные потоки лучистой энергии, частично передающейся телу и вызывающей дополнит. трудности при решении проблемы его охлаждения. Рациональным выбором формы тела можно добиться значит. степени рассеивания лучистой энергии в окружающих слоях воздуха.

Если скорость набегающего потока во много раз превосходит скорость звука, то при малых возмущениях скорости изменения давления и плотности уже не будут малы и необходимо пользоваться нелинейными ур-ниями даже при изучении обтекания тонких заостренных тел. Существ. роль нелинейных эффектов характерна для гиперзвуковой аэродинамич. Мн. представления аэродинамич. умеренных сверхзвуковых скоростей, касающиеся поведения сил и моментов, действующих на летат. аппараты, а также устойчивости и управляемости этих аппаратов, становятся неприменимыми при гиперзвуковых скоростях полёта.

Большие значения числа M в течениях с гиперзвуковой скоростью позволяют установить важные качественные особенности таких течений и развивать нелинейные асимптотич. теории для их количеств. анализа. Для приближённого определения давления на головную часть затупленных шпандель тел вращения и профилей получала распространение ф-ла Ньютона, согласно к-рой избыточное давление Δp на элемент поверхности тела равно нормальной к этому элементу составляющей кол-на движения набегающего потока, т. е. $\Delta p = \rho v^2 \sin^2 \theta$, где θ — угол между направлением набегающего т. о. на поверхности тела и направлением набегающего потока.

Лит.: Д а н и л а у Л. Д., Л и в ш и ц И. Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; А б р а м о в и ч Г. Н., Прикладная газовая динамика, 5 изд., ч. 1—2, М., 1981; Ч е р н ы й Г. Р., Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959; с. 90 и след. Газовая динамика, М., 1988; З е л ь д о в и ч Я. В., Я н г э р Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературной гидродинамич. явлений, 2 изд., М., 1966; О с а я н я в о н Л. В., Лекция по основам газовой динамики, М., 1961, г. 1, с. 145.

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ — коллективное спонтанное испускание эл.-магн. излучения при переходе системы N возбуждённых излучателей ($N > 1$) в когерентное сфазированное состояние. С. предсказано Р. Г. Дикке (R. H. Dicke) в 1954, обнаружено экспериментально в 1973 после создания лазеров.

Дикке показал, что система N инвертированных двухуровневых атомов (см. *Двухуровневая система*) может спонтанно перейти в осн. состояние за время, обратно пропорциональное числу атомов $\tau \sim 1/N$. Этот эффект обусловлен наведением корреляций между дипольными моментами перехода пространственно разделённых излучателей, взаимодействующих друг с

другом через поле излучения. В результате атомы, находящиеся в макроскопически большом объеме, излучают когерентно. Поскольку полная энергия, излучаемая коллективным атомом, равна $N\hbar\omega_0$ (ω_0 — частота перехода), то интенсивность излучения $I \propto N\hbar\omega_0^2 \tau \propto N^2$. В случае же обычного спонтанного излучения, когда атомы распадаются независимо друг от друга со временем спонтанного распада T_1 , не зависящим от числа излучателей, интенсивность $I \propto N\hbar\omega_0^2 \tau \propto N$.

С ансамбля излучателей обуславливается воздействием поля, испущенного одним из осцилляторов, на все остальные излучатели ансамбля. Именно это воздействие способно привести к когерентизации процесса испускания излучения ансамблем осцилляторов. Эфф. самонаведение корреляций между дипольными моментами осцилляторов возможно лишь в том случае, когда время этого процесса t_0 меньше времени релаксации дипольного момента атома T_2 , а также меньше T_1 (обычно $T_2 < T_1$). Таким образом, С. представляет собой нестационарный процесс, протекающий за время, меньше T_1 и T_2 . Установление корреляций между излучателями происходит самопроизвольно в процессе излучения, этим С. отличается принципиально от нестационарных когерентных процессов, обусловленных внеш. когерентной накачкой, таких, как самоиндуцированная прозрачность, фотонное эхо и др.

По характеристикам и условиям наблюдения С. отличается и от обычного спонтанного излучения, и от стимулированного излучения. Это отличие можно рассмотреть на примере типичного эксперимента по наблюдению С. (рис. 1, б). Внутри макроскопически большого, вытянутого и открытого с обеих концов цилиндра длиной L и площадью основания Z ($L \gg \sqrt{Z}$, $V = LZ$,

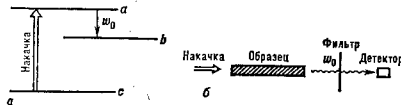


Рис. 1. Схема рабочих уровней (а) и экспериментальной установки (б) в типичном эксперименте по наблюдению сверхизлучения.

$\lambda = N/V$) находится N двухуровневых атомов. Сначала атомы переводятся в верх. состояние (рис. 1, а) достаточн. коротким ($t_{\text{н}} < T_1$) импульсом накачки так, чтобы состояние системы было некогерентным (т. е. корреляции между дипольными моментами отсутствуют). Затем начинается свободный распад системы инвертиров. атомов, характер к-рого зависит от соотношения вре-

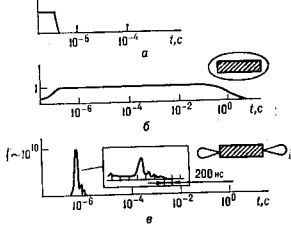


Рис. 2. Сравнение сверхизлучения и некогерентного спонтанного распада: а — импульс накачки, инвертирующий рабочий период; б — интенсивность излучения в случае некогерентного спонтанного распада ($T_1 \sim 1$ с); в — наблюдаемый остронаправленный сигнал сверхизлучения (газ НФ), пиковая интенсивность сигнала сверхизлучения примерно в 10^{10} раз превосходит интенсивность спонтанного распада.

менных параметров: T_1 , T_2 , $t_{\text{н}}$, а также $\tau = L/c$ — времени полета фотона через среду. Если плотность атомов настолько мала, что $T_1 < t_{\text{н}}$, то каждый атом распадается независимо от других и система излучает спонтанно и изотропно по всем направлениям с характерным временем T_1 (рис. 2, б).

Если же выполняется условие

$$\tau < t_{\text{н}} < T_2, T_1,$$

то наблюдается С. Правое неравенство означает, что коллективные процессы протекают быстрее, чем релаксационные процессы в каждом атоме. Левое неравенство означает, что фотоны имеют достаточн. время, меньше времени введения межатомных корреляций, так что стимулированные процессы во время развития С. можно пренебречь. При выполнении этих условий система N атомов излучает импульс S , пиковая интенсивность к-рого на век. порядков превосходит интенсивность спонтанного излучения, причём осн. часть излучения направлена вдоль набв. вытянутости объема (рис. 2, в). При $t_{\text{н}} \sim t_{\text{н}}$ часть излученной энергии снова запычивается в атомную подсистему и излучение формируется в виде последовательности импульсов с уменьшающимися амплитудами (рис. 2, в) — осцилляторный режим S_1 .

Важной характеристикой С. является время задержки импульса t_0 , определяемое по моменту наблюдения максимумов импульса, к-рое примерно на порядок превосходит длительность самого импульса S ($t_0 \sim t_{\text{н}}/N$). Такая задержка импульса S объясняется тем, что процесс распада начинается с начального спонтанного излучения, и лишь благодаря взаимодействию атомов через поле излучения в системе происходит нарастание корреляций дипольных моментов атомов, к-рые достигают макс. значения как раз в момент t_0 .

В случае $T_2 < t_{\text{н}} \ll \tau$ наблюдается режим усиления спонтанного излучения. Левое неравенство означает, что поляризация быстро подстраивается под поле, а правое — то, что фотоны остаются внутри среды на время τ , достаточное для лавинообразного нарастания стимулиров. излучения (протекающего за время $t_{\text{н}}$). В литературе процесс усиления спонтанного излучения наз. также часто *сверхампифициацией*. С. отличается от него тем, что в формировании С. вынужденные переходы атомов практически не играют роли.

Эффект С. имеет как общефиз., так и прикладное значение. С физ. точки зрения эффект С. является примером кооперативного поведения системы N частиц, взаимодействующих с ал.-магн. полем. Вопросы о формировании скоррелиров. состояний в такой системе, выяснение роли геометрии среды в формировании пространственной когерентности и влияния формы на скорость указанных процессов представляют общий интерес. С прикладной точки зрения эффект С. имеет значение как один из методов получения когерентного излучения в беззеркальных системах. Особенно это важно для ИВ-диапазона (рентгеновского и гамма-излучения), где трудно надеяться на получение высокоотражающих зеркал. Теоретич. оценки показывают, что С. может оказаться возможным механизмом генерации когерентного излучения в оптич. диапазонах.

Лит.: 1) D. S. K. и R. H. Coleman in *Spontaneous radiation processes*, «Phys. Rev.», 1954, т. 93, р. 99; 2) А. Н. Дрегов А. В. Оптическое сверхизлучение: новые идеи и новые эксперименты, «УФН», 1990, т. 160, в. 12, с. 1; 3) А. Н. Дрегов А. В. и Ж. М. Яков В. И. К. Г. и С. И. Ю. А. Кооперативные явления в оптике. Сверхизлучение. Выбываемость. Фазовые переходы, М., 1988; 4) Кооперативное излучение и статистика фотонов, Л., 1986.

А. В. Андреев
СВЕРХИИЖЕКЦИЯ — явление, возникающее при инжекции носовосвоях носителей заряда в *гермеволново*, заключенное в превышении концентрации носовосвоях носителей в материале, в к-рый происходит инжекция, по сравнению с концентрацией носителей в эматте-