

Табл. 3.

Модель	Определяющие параметры λ	α	β	$\mu = \nu$	δ
Изинга	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	1	15
Бакстера	$\cos(\lambda\pi) = \frac{2(ab-cd)}{c^2+d^2-a^2-b^2}$ (при $a+b+d=e$)	$2 - \frac{1}{\lambda}$	$\frac{1}{16\lambda}$	$\frac{1}{2\lambda}$	15
ЖГ I, II ЖГ III ЖГ IV		$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$	14
АТ, $x_1 = x_2$, $1 = x_1 + x_2 + x_3$	$\cos(\lambda\pi) = 1 - \frac{2x_3^2}{(1+x_3)^2}$	$2 \frac{1-2\lambda}{3-4\lambda}$	$\frac{1}{3} \frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	$2 \frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	15
Поттса	$2 \cos(\lambda\pi/2) = V\sqrt{q}$, $0 < \lambda < 1/2$, $0 < q < 4$	$2 \frac{1-2\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{1+\lambda}{12}$	$\frac{1}{3} \frac{2-\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{3-\lambda}{1-\lambda} \times \frac{5-\lambda}{1+\lambda}$

ялтности к темп-ре перехода, равног универс. постоянной $2m^2/\lambda^2$, где m — масса атома ^4He . Связь критический показатель с параметрами взаимодействия установлена точно для модели Бакстера, модели АТ, модели Поттса при $q \leq 4$, а также для модели ЖГ (табл. 3).

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Фунтузианский теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Бокст с р. Р., Теория реальных молекул и статистической механике, пер. с англ., М., 1985, W u F. Y., The Potts model, «Revs. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 235. С. В. Покровский.

ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ — система электронов, энергетич. состояния к-рых соответствуют свободному движению только вдоль определ. плоскости. В поперечном направлении потенц. энергия такова, что частицы находятся в ямочк, яме и их движение финитно, а соответствующие энергетич. уровни дискретны. При низких темп-рах, когда все частицы находятся на низшем из этих уровней, система является чисто двумерной. При повышении темп-ры постепенно начинают заполняться всё более высокие уровни энергии и система теряет двумерный характер.

Д. э. г. реализуется в неоднородных полупроводниках (*МДП-структуры*, *p-n-переходы*, *гетеропереходы*, *инверсионные слои*, поверхностные электронные уровни на сколах монокристаллов Ge), для электронов пад поверхность жидкого He, в сверхтонких (толщиной неск. атомных слоёв) проводящих плёнках. Многообразие наблюдаемых свойств Д. э. г. в значит. мере обусловлено возможностью регулировать и легко менять в широких пределах плотность электронов под действием прижимающего (поперечного) электрич. поля (полупроводники, электроны над жидким He), причём в зависимости от плотности Д. э. г. может оказаться как псевдорондонем, так и вырожденным (см. *Двумерные проводники*). Осн. интерес к Д. э. г. связан с особенностями фазовых переходов, эффектов локализации, флуктуаций и кинетич. явлений в двумерных системах. Для электронов на поверхности жидкого He впервые была экспериментально обнаружена вигнеровская кристаллизация (см. *Вишеровский кристалл*).

ДВУОСНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы, в к-рых происходит двойное лучепреломление при всех направлениях падающего на них луча света, кроме двух направлений (каждое из них лиш. оптич. осью кристалла). Подробнее см. *Кристаллооптика*.

ДВУЖИДКОСТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ — матем. модель, в к-рой полностью ионизованная плазма представляется в виде смеси двух газов заряд. частиц — электронов (e) и ионов (i), связанных друг

с другом силой трения и эл.-магн. полями. Система ур-ний, описывающих модель, даёт для газа частиц каждого сорта α (e или i) изменение во времени след. макроскопич. параметров: $n(i, r)$ — число частиц в единице объёма, $v_\alpha(i, r)$ — ср. скорость, $T_\alpha(i, r)$ — темп-ра, где r — радиус-вектор. Эти ур-ния выражают для газа соответственно сохранение числа частиц, баланс импульса и тепловой баланс и имеют вид

$$\frac{d_\alpha n_\alpha}{dt} = -\text{div}(n_\alpha v_\alpha) \quad (1)$$

$$m_\alpha n_\alpha \frac{d_\alpha v_\alpha}{dt} = -\nabla p_\alpha - \text{Div}(\pi_\alpha) + e\alpha v_\alpha(E + v_\alpha \times H/c) + R_\alpha \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} n_\alpha \frac{d_\alpha T_\alpha}{dt} = -p_\alpha \text{div} v_\alpha - \pi_{\alpha kl} \frac{\partial v_{\alpha k}}{\partial x_l} - \text{div} q_\alpha + Q_\alpha \quad (3)$$

где $\frac{d_\alpha}{dt} = \partial/\partial t + v_\alpha \nabla$, $p_\alpha = n_\alpha T_\alpha$ — гидростатич. давление, $\pi_{\alpha kl}$ — симметричный тензор негидростатич. напряжений, q_α — поток тепла частиц газа α , R_α и Q_α — источники формально как нулевой, нервы и второй моменты *кинетический уравнений* для плазмы. ими можно пользоваться для отыскания макроскопич. параметров плазмы, если с помощью приближённого решения кинетич. ур-ний найти локальные ф-ции распределения частиц α и выразит величины q_α , π_α , R_α , Q_α через макроскопич. параметры и их производные, тем самым замкнув ур-ния.

Ур-ния Д. г. н. применимы, если времена между столкновениями электронов с электронами τ_{ee} и ионов с ионами τ_{ii} малы по сравнению со всеми остальными характерными временами. При этом ф-ции распределения электронов и ионов близки к *Максвелла распределения*, к-рые полностью определяются параметрами n_α , v_α , T_α . Граденты этих параметров, если они достаточно малы, определяют малые локальные поправки к максвелловским ф-циям. Для этого в отсутствие магн. поля параметры должны мало изменяться на длине свободного пробега частиц, но в сильном магн. поле условия применимости Д. г. п. усложняются (смягчаются для градиентов ионич. поля). Характерное время обмена энергией при столкновениях между электронами и ионами много больше, чем τ_{ee} и τ_{ii} , так что тепловое равновесие внутри каждого из газов устанавливается быстрее, чем между ними. Поэтому условия применимости Д. г. п. допускают большое различие между электронной и ионной темп-рами. Часто Д. г. п. используется вне строгих границ её применимости (обычно при этом без тензора π_α) как удобная грубая модель полностью ионизованной плазмы. Иногда при этом используют упрощённое выражение $R_i = (m_e n_e / m_i T_i) (v_e - v_i)$, ему соответствует $Q_i = -3(m_e n_e / m_i T_i) (T_e - T_i)$. Законы сохранения импульса и энергии при столкновениях дают $R_e = -R_i$, $Q_e = -Q_i + R_i (v_e - v_i)$.

Лит.: Браггинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963. С. И. Браггинский.

ДВУЖИДКОСТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕЛИЯ II — физ. модель сверхтекучего гелия ^4He , основанная на представлении о двухкомпонентности ^4He в сверхтекучем состоянии: при понижении темп-ры ниже λ -точки (см. *Гелий жидкий*) в ^4He возникает сверхтекучий компонент, существующий наряду с нормальным (вязким)

компонентом, что и определяет свойства гелия II (подробнее см. *Ландау теория сверхтекучести*).

ДВУХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА — простейшая квантовомеханич. система, имеющая только два энергетич. уровня. Представление о Д. с. играет в сопр. теории резонансного взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом такую же роль, как и представление об осцилляторе в классич. теории излучения и поглощения эл.-магн. волн.

Во многих случаях Д. с. является хорошей моделью реальных квантовых объектов (атомов, молекул и т. д.). Такая модель адекватна при выполнении след. условий.

1) Спектр квантовой системы существенно неквадрилтантен, и лишь для одной пары уровней a и b (частота перехода $-\omega_{ba}$) выполняется условие резонанса с эл.-магн. излучением частоты ω (рис. 1), т. е.

$$\omega - \omega_{ba} = \delta, \quad |\delta| \ll \omega_{ba}. \quad (1)$$

2) Переходами на др. уровни системы можно пренебречь.

Для мн. задач квантовой электроники, нелинейной оптики и лазерной спектроскопии достаточно корректным оказывается представление вещества в виде набора Д. с., распределённых с объёмной плотностью N и независимо друг от друга взаимодействующих с окружающим (термостатом) и внеш. полями. Для описания

временной эволюции таких Д. с. используется аппарат матрицы плотности $\hat{\rho}$, позволяющий корректно учесть как действие полей, так и релаксационные процессы, обусловленные взаимодействием Д. с. с термостатом. В простейшем случае, когда релаксация имеет марковский характер (см. *Марковские случайные процессы*) и не зависит от приложенного резонансного поля, уравнение для матрицы плотности $\hat{\rho}$ Д. с., усреднённой по состояниям термостата, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{ba}}{dt} + (i\omega_{ba} + \frac{1}{T_2})\rho_{ba} &= -\frac{i}{\hbar} V_{ba}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) \\ \frac{d(\rho_{aa} - \rho_{bb})}{dt} + \frac{1}{T_1}[(\rho_{aa} - \rho_{bb}) - (\rho_{aa}^0 - \rho_{bb}^0)] &= \\ &= \frac{2i}{\hbar} (V_{ba}\rho_{ab} - \rho_{ba}V_{ab}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь использовано условие нормировки для матрицы плотности Д. с. $\rho_{aa} + \rho_{bb} = 1$. Разность диагональных элементов $\rho_{aa} - \rho_{bb}$ определяет разность населённости уровней a и b . Время T_1 характеризует скорость релаксации населённости к их значениям ρ_{aa}^0 и ρ_{bb}^0 в отсутствие внеш. поля и определяется неупругими процессами, вызывающими переходы между уровнями (спонтанное испускание, неупругие столкновения). Недиагональные элементы $\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$ зависят от фазовых соотношений между состояниями (соответствующими уровням a и b), и в их релаксацию (время T_2) кроме неупругих дают вклад уругие процессы, сбивающие фазы состояний. Если релаксация обусловлена только неупругими процессами (разреженные газы, низкие темп-ры), то $T_2 = 2T_1$. В плотных газах и конденсированных средах в оптич. диапазоне обычно $T_2 \ll T_1$.

Коэффициенты V_{ba}, V_{ab} в (2) — матричные элементы гамильтониана взаимодействия \hat{V} Д. с. с внеш. квази-монохроматич. полем E ; обычно в оптич. диапазоне используются электрич. дипольное приближение: $\hat{V} = -d \cdot E$ (d — электрич. дипольный момент). Тогда

$$V_{ba} = V_{ab}^* = -d_{ba} [A(t) e^{-i\omega t} + A^*(t) e^{i\omega t}], \quad (3)$$

где d_{ba} — проекция матричного элемента дипольного момента на направление поляризации электрич. поля, $A(t)$ — медленно меняющаяся амплитуда поля.

Матрица плотности $\hat{\rho}$ определяет отклик вещества (электрич. и магн. поляризация, плотность тока и т. п.) на действующее излучение. Напр., электрич. поляризация для набора одинаковых Д. с. даётся выражением

$$P = N (d_{ab}\rho_{ba} + d_{ba}\rho_{ab}). \quad (4)$$

Если имеется различие Д. с. по к.-л. параметру, то в (4) необходимо выводить суммирование по вкладам в поляризацию частиц всех сортов.

Уравня (2) можно привести к виду, аналогичному *Блоха уравнениям* для частиц со спином $1/2$ в магн. поле (см. *Радиоспектроскопия, Ядерный магнитный резонанс*). Эволюция Д. с. при этом описывается уравнением для т. н. вектора Блоха $R = iu + jv + kw$ в нек-ром модельном пространстве (векторная или гироскопич. модель Д. с.). «Поверхностные» компоненты вектора Блоха и v связаны с матрицей плотности Д. с. соотношением

$$\rho_{ba} = \frac{1}{2} (u \cdot iv) e^{-i\omega t}$$

и определяют соответственно показатель преломления и коэф. поглощения (усиления) резонансной среды. Время их затухания T_2 определяет однородную подинтерну линии поглощения (усиления) $\gamma = \frac{1}{T_2}$ и по аналогии со сливающимися системами наз. временем поперечной релаксации. «Продольная» компонента вектора Блоха $w = \rho_{aa} - \rho_{bb}$, т. е. разность населённости, затухает со временем продольной релаксации T_1 .

В квазистационарном случае, когда характерное время изменения амплитуды поля $\tau \gg T_1, T_2$, решение для разности населённости имеет вид:

$$w = \frac{w_0}{1 + G^2/(\gamma^2 + \delta^2)},$$

где $G = 4 |d_{ba} A|^2 \hbar^{-2} T_1 T_2$. Отсюда видно, что с увеличением амплитуды поля происходит выравнивание на-

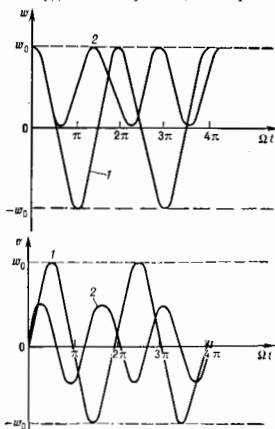


Рис. 2. Колебания разности населённости w и «всплывшей» составляющей вектора Блоха u (соответствующий коэффициенту поглощения) в поле прямоугульного импульса $\tau \ll T_1, T_2$. 1 — для $\delta = 0$; 2 — для $\delta = \Omega = 2d_{ba} A/\hbar$.

селённости уровней, т. е. имеет место т. н. *насыщения эффект*. Величина G наз. параметром насыщения.

В поле коротких импульсов ($\tau \ll T_1, T_2$) прямоугульной формы

$$A(t) = \begin{cases} A = \text{const} & 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & t < 0, t > \tau \end{cases}$$

поведение разности населённости имеет колебательный характер:

$$w = w_0 + w_0 \frac{\Omega^2}{\delta^2 + \Omega^2} (\cos \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} t - 1), \quad \Omega = \frac{2\delta b a A}{k}$$

Соответствующие колебания с частотой $\Omega' = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$ испытывают при этом поглощение и предельное резонансное среды (рис. 2). В векторной модели это соответствует прецессия вектора Блоха с постоянной длиной вокруг направления $\Omega' = -i\Omega + kb$ (рис. 3). Частота колебаний в точном резонансе ($\delta=0$) $\Omega' = \Omega$ называется частотой Раби.

Колебания разности населённости двухуровневого атома под действием резонансного поля называется *пуцатия* (см. *Оптическая пуцатия*).

Особенности поведения Д. с. в сильном резонансном эл.-магн. поле обуславливают целый ряд резонансных нелинейных эффектов, таких, как *затухание свободной поляризации*, *оптическая пуцатия*, *л-мудле*, *самоиндуцированная прозрачность*, *фотонное зто*.

В случае, когда взаимным влиянием двухуровневых атомов нельзя пренебречь, использование уриши (2) некорректно и необходимо рассматривать ансамбль Д. с. в целом.

Лит.: А. Анастасевич П. А., Основы теории взаимодействия света с веществом, Минск, 1977; А. Л. Д. Эберт и Д. Ж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Неидельная спектроскопия, под ред. И. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Шумейкер Р., Когерентная инфракрасная спектроскопия нестационарных процессов, в кн.: Лазеры и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982. К. Н. Драбовский

ДУВХФАЗНОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение гетерогенных смесей в отличие от течения однородных по фазовому состоянию гомогенных смесей: смеси газа с каплями жидкости или твёрдыми частицами (газовзвесь), смесь жидкости с твёрдыми частицами (суспензия), смеси жидкости с каплями др. жидкости (эмульсия), смеси жидкости с пузырями; течение водонасыщенных грунтов, композиционных материалов и т. п. Д. т. может сопровождаться фазовыми превращениями — конденсацией и испарением, давлением, кипением и кристаллизацией. При Д. т. происходит и др. сложные физ.-механ. процессы. Так, при движении газа, содержащего жидкие частицы, возможно их дробление под действием аэродинамич. сил, их слияние (коагуляция) из-за разности в скоростях частиц разд. размера, а также интенсивный теплообмен между газом и частицами. В парожидкостных потоках, движущихся в трубах, возможны образование плёнок на стенках трубы, сыры и окалиние капель на них, теплообмен между паром, каплями и плёнкой. При Д. г. процессы трения, теплообмена, характер распространения звука, интенсивность ударных волн существенно иные, чем при течениях гомогенных смесей. При Д. т. происходит взаимодействие фаз путём обмена массой, импульсом и энергией, характер к-рого зависит от формы, массовой доли, физ. свойств и размеров включений (жидких или твёрдых частиц, пузырьков). В общем случае каждая из фаз имеет свои давление, темп-ру, плотность и скорость движения.

Для описания Д. т. сплошной среды используются понятие о многоконтиниумном континууме с взаимопроизводящим движением составляющих. Многоконтиниумный континуум представляет собой совокупность N континуумов, каждый из к-рых относится к своей составляющей (фазе или компоненте) смеси и занимает один и тот же объём, занятый смесью. Для каждого из этих составляющих континуумов в каждой точке определяются обычным образом плотность, скорость

и др. параметры, относящиеся к своему континууму и своей составляющей смеси. Т. о., в каждой точке объёма, занятого смесью, будет определено N плотностей, темп-р, скоростей и т. д. Так, в Д. т. газозвесь газ и группы частиц различных размеров образуют многоконтиниумный континуум в соответствии с числом таких групп.

При малых размерах частиц Д. т. смеси газа и частиц можно рассматривать как течение некого фиктивного газа, имеющего те же темп-ру, давление и скорость, что и двухфазная смесь, но отличный от газовой фазы показатель адиабаты γ^0 , теплоёмкость c_p^0 и плотность ρ^0 . Величины γ^0 , c_p^0 , ρ^0 фиктивного газа зависят от массовой доли частиц, показателя адиабаты газовой фазы γ , теплоёмкостей газовой фазы c_p и частиц c_p^c .

Д. т. имеет место в авиац. и ракетно-космич. технике, хим. технологии, обычной и атомной энергетике, во мн. метеорологич. процессах.

Лит.: Дайч М. Е., Филиппов Г. А., Газодинамика двухфазных сред, 2 изд., М., 1981; Соу С., Гидродинамика многофазных систем, пер. с англ., М., 1974; Крайков А. Н. и др., Механика многофазных сред, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика, т. 6, М., 1972; Стергин Л. Е., Основы газодинамики двухфазных течений в соплах, М., 1974; Никитин Р. И., Основы механики гетерогенных сред, М., 1978. У. Р. Дривман

ДУВХФОТОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — процесс излучения двух фотонов во время одного *квантового перехода* излучающей системы. Суммарная энергия обоих фотонов равняется энергии перехода $(\Delta E): \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \Delta E$, где ω_1 , ω_2 — частоты фотонов. Распределение по энергиям испущенных фотонов симметрично (в шкале энергий) относительно точки $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_1 = \Delta E/2$. И даёт существенный вклад в непрерывный спектр планетарных туманностей, сравнимый с рекомбинац. излучением, и играет важную роль в формировании спектров излучения горячей разреженной плазмы ряда астрофиз. объектов (короны звёзд, остатки сверхновых, туманности, зоны HII и др.) и лабораторных установок (типа «Токамак», «Стелларатор» и др.).

Вероятность Д. и., как правило, значительно меньше вероятности однофотонных процессов, поэтому Д. и. играет роль лишь тогда, когда однофотонные переходы запрещены. Особый интерес представляют 2 перехода: $1s-2s$ в атомах водорода и водородоподобных ионах и $1s2^1S+1s2^3S$ в атоме гелия и гелиеоподобных ионах. Вероятность перехода $1s-2s$ равна $8,2 \cdot 2^8 \text{ с}^{-1}$, где Z — спектрочисл. символ номера (для водорода $Z=1$). Для наиб. распространённых гелиеоподобных ионов вероятности перехода (А) равны:

ион	He I	Li II	C V	O VI	Ne IX
A, с ⁻¹	51,3	1,95 · 10 ⁴	3,3 · 10 ⁵	2,3 · 10 ⁶	10 ⁷

Для ионов более высокой кратности $A \approx 16,4 \cdot Z^8 \text{ с}^{-1}$.

Матричный элемент Д. и. аналогичен матричному элементу для *комбинационного рассеяния света*.

Лит.: Рабинович Л. И., Зин Е. А., Мананков Н. Л., Теория многофотонных процессов в атомах, М., 1978; Drake G. W. F., Victor G. A., Dalgaard A., Two-photon decay of the singlet and triplet metastable states of helium like ions, «Phys. Rev.», 1969, v. 180, p. 25.

И. Л. Вебман. **ДЕБАВСКИЙ РАДИУС ЭКРАНИРОВАНИЯ** — характерный пространственный масштаб в плазме, электродвигателях или полупроводниках, на к-ром экранируется поле заряж. частицы за счёт накаляющегося вокруг неё облака зарядов противоположного знака. Д. р. э. впервые был введён в 1923 П. Дебаем (P. Debye) в развитой им теории сильных электродвигателей. С учётом экранировки электрич. потенциалом $\phi(r)$, создаваемый вокруг заряж. частиц с зарядом Ze (e — заряд электрона, Z — атомный номер) на расстоянии r , определяется соотношением:

$$Z(r) = \frac{q_e}{r} \exp(-r/r_D),$$

где r_D — Д. р. э.

Характерную величину D , р. з. в плазме можно оценить след. образом. Полное рассеяние зарядов в равновесной плазме (в k -рой темп-ры T электронов и ионов равны) происходит, если потенц. энергии взаимодействия зарядов $e\phi$ по порядку величины равна тепловой энергии движения частицы $kT/2$ в направлении разделения $e\phi \approx kT/2$. При смещении слоя электронов плотности n относительно ионов на величину g потенц. энергии взаимодействия $e\phi = 2\pi n e^2 g$. Приравнявая её тепловой энергии частицы, получим оценку величины расстояния g , на k -ром возможно разделение зарядов в равновесной плазме; это и есть D , р. з. $gD = (kT/4\pi n e^2)^{1/2}$. Величина D , р. з. зависит от свойств среды: концентрации заряд. частиц, их массы, величины заряда и скорости. D , р. з. мал по сравнению с пространственными размерами плазмы, и она в целом является квазиинтерфракционной. Нарушение квазиинтерфракционности возможно в слоях толщиной порядка D , р. з. Также слои возникают, напр., в пограничных областях при контакте плазмы с твёрдым телом. Отрицат. потенциал в таких слоях препятствует уходу электронов на объёма плазмы на поверхность твёрдого тела.

Если плазма неравновесна, то характерный масштаб области разделения зарядов может существенно превысить D , р. з. Напр., в волнах пространственного заряда (см. *Ленгмюровские волны*) разделение зарядов происходит на размерах, сравнимых с длиной волны, k -рая может быть больше D , р. з. В плазме с током возможно такое пространственное разделение зарядов (т. н. *двойной электрический слой*), характерный размер k -рого может достигать десятков D , р. з.

D , р. з. — макс. *прицельный параметр*, на k -ром происходит кулоновское взаимодействие при парных столкновениях заряд. частиц в плазме. Т. к. вследствие дебаевского экранировки электрич. поле кулоновского взаимодействия на расстояниях убывает экспоненциально, то в тех случаях, когда заряд. частица имеет прицельный параметр больше gD , фактически никакого рассеяния при столкновениях заряд. частиц не происходит. На расстояниях, больших по сравнению с D , р. з., взаимодействие носит коллективный характер, т. е. осуществляется через самоогласованные электрич. и магн. поля, создаваемые ансамблем заряд. частиц. Для того, чтобы такое взаимодействие было эффективным, необходимо, чтобы число частиц в дебаевской сфере (т. е. параметр идеальности $g = n\lambda^3$) было существенно больше единицы: $g \gg 1$. Такую плазму называют идеальной. Если $g \ll 1$, то в такой плазме ср. энергия кулоновского взаимодействия соседних заряд. частиц сравнима или даже больше их кинетич. энергии теплового движения. У-рные состояния такой плазмы весьма сложно (см. *Неидеальная плазма*).

В полупроводниках gD пропорционален ср. энергии тепловых колебаний решётки и обратно пропорционален плотности носителей тока, k -рая увеличивается при возрастании темп-ры.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Лекции по физике плазмы, 2 изд., М., 1968; Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, [пер. с англ.], М., 1965; Ройл Н. Т. и Райвэлл С. А., Основы физики плазмы, пер. с англ., М., 1975; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

ДЕБАЕГРАММА, *рентгенограмма*, снятая по *Дебая—Шеррера методу*. Представляет собой дифракц. изображение поликристалла в монохроматич. рентг. излуче-



Дебаеграмма соединения Si_2Zn , снятая с использованием характеристического K_{α} -излучения Cu .

нии, зафиксированное на фотоплёнке (рис.). D , обычно получают в дебаевской *рентгеновской камере*, имеющей вид цилиндрич. кассеты, на оси k -рой расположен

образец, а первичный луч проходит перпендикулярно этой оси. Каждый кристаллич. структура имеет для данной длины волны излучения характерный набор углов отражения и интенсивностей дифракц. линий. Это позволяет составить карточки стандартных D , с помощью k -рых можно, в принципе, установить фазовый состав любого поликристаллического объекта, имеющего многокомпонентное гетерогенное строение. Если дифрактивное излучение регистрируется фотографич. методом, то соответствующая рентгенограмма называется дифрактограммой.

Лит.: см. при ст. *Дебая — Шеррера метод*.

А. В. Колпаков.

ДЕБАЙ (D , D) — внесистемная единица электрич. дипольного момента молекулы. Названа по имени П. Дебая. $1 D = 1 \cdot 10^{-18}$ ед. СГС $\rightarrow 3,33564 \cdot 10^{-30}$ Кл.м.

ДЕБАЙНЧЕР — то же, что *разгруппирователь*.

ДЕБАЙ ЗАКОН ТЕПЛОЁМКОСТИ — теоретически выведенная П. Дебаем в 1912 ф-ла, согласно k -рой теплоёмкость C твёрдого тела при низких темп-рах T пропорц. кубу темп-ры:

$$C = \frac{2}{5} \pi^2 k^3 V (\hbar T)^{-3} \bar{c}^3, \quad (*)$$

где V — объём, \bar{c} — ср. скорость звука. При низких темп-рах можно не делать различия между теплоёмкостью при том. объёме C_v и пост. давлении C_p , поскольку в данном случае $C_p - C_v \ll T^2$.

Для всех твёрдых тел при $T \rightarrow 0$ теплоёмкость решётки удовлетворительно описывается ф-лой (*). Это связано с тем, что при низких темп-рах дебаевское приближение (см. *Дебая теория*) соответствует характеру колеб. спектра твёрдого тела: существенно трёх акустич. ветвей колебаний (см. *Динамика кристаллической решётки*). Реальные проявляются вблизи температурных границ $T_{гр}$ применимости теории Дебая. Для простых кристаллич. решёток (элементы и простые соединения) $T_{гр}$ порядка неск. десятков К. Для более сложных решёток, а также для анизотропных структур (например, квазиодномерных и квазидвумерных) $T_{гр}$ существенно ниже ($T_{гр} \ll \Theta_D$, где Θ_D — *Дебая темп-ра*).

При сравнении эксперим. результатов с D , з. т. имеется в виду только теплоёмкость решётки и исключается её электронная и др. составляющие (см. *Теплоёмкость*).

Лит.: см. при ст. *Дебая теория*.

ДЕБАЙ ТЕМПЕРАТУРА — характеристич. темп-ра Θ_D твёрдого тела, вводимая соотношением:

$$\hbar \Theta_D = \hbar \omega_D, \quad (1)$$

где ω_D — макс. частота колебаний кристаллич. решётки, определяемая из условий равенства числа колебаний, приходящихся на частотный интервал от 0 до ω_D , общему числу колебат. степеней свободы решётки (см. *Дебая теория*).

При низких темп-рах ($T \ll \Theta_D$) в кристалле возбуждаются только низкочастотные колебания, частота k -рых $\omega \sim kT/\hbar$. Эти колебания характеризуются линейной зависимостью звука ω от волнового вектора k : $\omega = c k$, где c — *скорость звука* (см. *Колебания кристаллической решётки*). Исходным пунктом теории Дебая является распространение акустич. закона дисперсии на все частоты вплоть до предельной ω_D . Поскольку длина звуковой волны должна быть велика по сравнению с постоянной решётки a , то предельная частота ω_D по порядку величины равна: $\omega_D \sim c/a$. Следовательно, для D , т. справедливы порядковая оценка:

$$\Theta_D \approx \hbar c / ka. \quad (2)$$

Более строгая ф-ла для D , т. имеет вид:

$$\Theta_D = \frac{\hbar c}{k} \left(\frac{6\pi^2 N_V}{V} \right)^{1/3}, \quad (3)$$

где N — число элементарных ячеек, V — объём тела, ν — число частиц в элементарной ячейке.

Д. т. характеризует мн. свойства твёрдых тел: теплоёмкость, тепло- и электропроводность, упругие свойства, уширение линии рентг. спектров и т. п. Д. т. является характерным масштабом, разделяющим область высоких темп-р ($T \gg \theta_D$), в к-рой колебания кристаллич. решётки можно описывать классич. теорией и где, в частности, справедлив Дюлонга и Пти закон, и область низких темп-р ($T \ll \theta_D$), где становятся существенными квантовомеханич. эффекты.

Д. т. обычно находят путём подгонки наблюдаемых значений уд. теплоёмкости к ф-ле, даваемой теорией Дебая, в точке, где величина теплоёмкости составляет половину от значения, соответствующего закону Дюлонга и Пти. Полученные таким путём значения Д. т. для нек-рых элементов приведены в табл. 1.

Табл. 1. — Температура Дебая для разных веществ

Элемент	Элемент		Элемент		Элемент		
	θ_D , К	θ_D , К	θ_D , К	θ_D , К	θ_D , К	θ_D , К	
Li	400	Sn	260	In	129	Pd	275
Na	150 (серое)	260	Tl	96	Cd	129	
K	160 (белое)	170	C (алмаз)	1860	Hg	100	
Be	1000	As	285	Si	625	Cr	180
Mg	318	Bi	120	Ge	360	Mo	380
Ca	230	Ag	85	W	310	Pt	230
B	1250	Cu	315	Fe	120	La	132
Al	394	Au	215	Co	385	Gd	152
Ga	240	Zn	170	Ni	375	Pg	74
			234				

Для сложных кристаллич. решёток вводят т. н. характеристики Д. т., к-рая подбирается так, чтобы соответствующие ф-лы правильно описывали наблюдаемые температурные зависимости, напр. теплоёмкости. При этом характеристики Д. т. сама является ф-цией темп-ры. Эксперим. или теоретич. данные по теплоёмкости представляются в виде графика $\theta_D(C_V)$ от T . Значение характеристики Д. т. при $T=0$ можно вычислить теоретически, зная упругие постоянные решётки. Сравнение Д. т., полученных по измерению C_V и вычисленных из уравнений постоянных (табл. 2), позволяет получить информацию об особенностях межмолекулярных связей и динамич. свойствах решётки кристалла.

Табл. 2. — Значения характеристической температуры Дебая при $T=0$ К

Вещество	$\theta_D(C_V)$, К		θ_D (упр.), К		
	$\theta_D(C_V)$, К	θ_D (упр.), К	Вещество	$\theta_D(C_V)$, К	
Cu	345,2	344,4	Mg	404,6	385,8
Ag	226,0	226,4	Zn	305,5	328
Au	184,7	184,4	Ce	374,0	—
LiF	740,0	734,1	Si	674,8	—

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Зямаля Д. И., Природа твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974; Ашкрофт Н. М. и Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1978; В. М. Винокур, Э. М. Эпштейн.

ДЕБАЯ ТЕОРИЯ твёрдого тела — теория, описывающая колебания кристаллич. решётки и обусловленные ими термодинамич. свойства твёрдого тела; предложена П. Дебаем в 1912 в связи с задачей о теплоёмкости кристалла. Д. т. основана на упрощённом представлении твёрдого тела как изотропной упругой среды, атомы к-рой совершают колебания в конечном диапазоне частот.

Кристаллич. решётка, состоящая из N элементарных ячеек по ν атомов в каждой, имеет $3N\nu - 6 \approx 3N\nu$ колебат. степеней свободы. С механич. точки зрения, такую систему можно описывать как совокупность $3N\nu$ независимых осцилляторов, каждый из к-рых со-

ответствует отд. нормальному колебанию системы (см. *Колебания кристаллической решётки*). Вычисление статистической суммы и, следовательно, термодинамич. ф-ций такой системы в общем виде невозможно, т. к. результат существенно зависит от конкретного распределения частот по спектру колебаний твёрдого тела, т. е. от плотности колебат. состояний $g(\omega)$, где ω — частота колебаний. Однако в предельном случае низких темп-р задача упрощается, т. к. возбуждаются только колебания низких частот ($\omega \sim kT/\hbar$, T — абс. темп-ра). Они представляют собой звуковые волны с линейным законом дисперсии: $\omega = c_1k$ для продольных и $\omega = c_2k$ для поперечных волн (c_1 и c_2 — продольная и поперечная скорости распространения волн, k — волновое число). Т. о., при низких темп-рах дискретная структура кристаллич. решётки не проявляется.

Плотность колебат. состояний, т. е. число собственных колебаний в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$ в спектре звуковых волн, равна:

$$g(\omega) d\omega = V \frac{3\omega^2 d\omega}{2\pi^2 c^3}, \quad (1)$$

где V — объём тела, \bar{c} — усреднённая скорость звука, к-рая для изотропного тела определяется соотношением:

$$\frac{3}{\bar{c}^3} = \frac{2}{c_1^3} + \frac{1}{c_2^3}. \quad (2)$$

В случае анизотропных кристаллов закон усреднения изменяется, он требует решения задачи теории упругости о распространении звука в кристалле данной симметрии. Зависимость же плотности g от частоты (1) сохраняется.

В предельном случае высоких темп-р ($T \gg \hbar c/a$, где a — постоянная решётки) возбуждаются все $3N\nu$ колебат. степеней свободы и на каждую приходится энергия kT (закон равнораспределения). В обоих предельных случаях статист. сумма и термодинамич. ф-ции кристаллич. решётки могут быть вычислены.

Д. т. представляет собой интерполяцию между этими предельными случаями. Она предполагает, что для всех $3N\nu$ нормальных колебаний имеет место линейный закон дисперсии и плотность колебат. состояний описывается ф-лой (1), что в действительности справедливо лишь для малых частот. Спектр колебаний начинается от $\omega=0$ и обрывается на т. н. частоте Дебая ω_D , к-рая определяется условием равенства полного числа колебаний числу степеней свободы $3N\nu$:

$$\int_0^{\omega_D} g(\omega) d\omega = \frac{3V}{2\pi^2 c^3} \int_0^{\omega_D} \omega^2 d\omega = \frac{V\omega_D^3}{2\pi^2 c^3} = 3N\nu,$$

откуда

$$\omega_D = c \left(\frac{6\pi^2 N\nu}{V} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Плотность колебат. состояний в Д. т. можно записать в виде:

$$g(\omega) = \begin{cases} 9N\nu \omega^2 / \omega_D^3, & \omega \leq \omega_D \\ 0, & \omega > \omega_D \end{cases} \quad (4)$$

Все термодинамич. ф-ции в Д. т. могут быть выражены через т. н. ф-цию Дебая:

$$D(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{z^3 dz}{e^z - 1}. \quad (5)$$

Свободная энергия F , энтропия S , внутр. энергия \mathcal{E} и теплоёмкость при пост. объёме C_V определяются ф-лами:

$$F = Nk_B + N\nu k_B T \{ 3 \ln [1 - \exp(-\theta_D/T)] - D(\theta_D/T) \}, \quad (6)$$

$$S = 4N\nu k_B D(\theta_D/T) - 3N\nu k_B \ln [1 - \exp(-\theta_D/T)], \quad (7)$$

$$\mathcal{E} = N\mathcal{E}_0 + 3N\nu k_B T D(\theta_D/T), \quad (8)$$

$$C_V = 3N\nu k_B [D(\theta_D/T) - (\theta_D/T) D'(\theta_D/T)], \quad (9) \quad \mathbf{573}$$

где ϵ_0 — энергия нулевых колебаний атома в решётке, $\theta_D = \hbar \omega_D / k$, θ_D — Дебая температура, выше k -рой возбуждены все моды кристалла, а ниже k -рой некоторые моды начинают «вымерзать».

Согласно Д. т., теплоёмкость твёрдого тела есть функция отношения θ_D/T . В предельных случаях высоких темп-р ($T \gg \theta_D$) и низких темп-р ($T \ll \theta_D$) из ф-лы (9) получаются соответственно Дюлонга и Пти законы (в Дебая закон теплоёмкости):

$$C_V = \frac{12}{5} \pi^4 N v k (T/\theta_D)^3 = \frac{2}{5} \pi^2 k V (k T/\hbar)^3 \bar{v}^3. \quad (10)$$

Критерием применимости предельных законов для теплоёмкости является соотношение между T и $\theta_D/4$; теплоёмкость можно считать постоянной при $T \gg \theta_D/4$ и пропорциональной T^3 при $T \ll \theta_D/4$ (рис.).

Д. т. хорошо передаёт температурную зависимость термодинамич. ф-ций, в частности теплоёмкости, лишь для тел с простыми кристаллич. решётками, т. е. для большинства элементов и ряда простых соединений, напр. галогенидов солей. К телам с более сложной структурой она фактически неприменима из-за сложности спектра колебаний решётки. Так, у сильно анизотропных кристаллов, в частности у слоистых (квази двумерных) и цепочечных (квази одномерных) структур, спектр звуковых колебаний характеризуется не одной, а несколькими темп-рами. Закон T^3 для теплоёмкости имеет место лишь при темп-рах, малых по сравнению с наименьшей из дебаевских темп-р, в промежуточных областях возникают новые предельные законы. Термодинамич. ф-ция таких кристаллов помимо отношения θ_D/T зависит также от параметра, характеризующего относит. величину энергии связи между слоями (цепочками) атомов по сравнению с энергией связи между атомами в одном слое (цепочке).

При рассмотрении решётки с полиатомным базисом (больше 1 атома в узле) существенны оптич. колебания, частота k -рых слабо зависит от k , и поэтому здесь лучше применима теория теплоёмкости Эйнштейна, в k -рой всем колебаниям приписывается одна и та же частота ω_E . При этом теплоёмкость кристалла

$$C_V = 3Nk \frac{(\theta_E/T)^2 e^{\theta_E/T}}{e^{\theta_E/T} - 1}, \quad (11)$$

где θ_E — темп-ра Эйнштейна, определяемая равенством:

$$k\theta_E = \hbar \omega_E. \quad (12)$$

При темп-ре $T \gg \theta_E$ каждая оптич. мода даёт пост. вклад $k/4$ в уд. теплоёмкость в соответствии с законом Дюлонга и Пти. При $T \ll \theta_E$ этот вклад экспоненциально падает.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Дебай П., Ztg Theorie der speciellen Wärmeln, «Ann. Phys.», 1912, Bd 39, S. 789.

Э. М. Општейн.

ДЕБАЯ — УОЛЛЕРА ФАКТОР (иногда Дебая—Валлера)—бездименционный коэффициент W , характеризующий влияние колебаний кристаллической решётки (фононов) на процессы рассеяния или излучения в кристалле без отдачи. Д.—У. ф. определяет температурную зависимость вероятности процессов, при k -рых импульс передаётся кристаллу как целому без изменения состояния системы фононов: упругого когерентного рассеяния рентг. лучей, γ -квантов и нейтронов в кристалле (брогговское рассеяние), а также резонансного излучения и поглощения γ -квантов (Мёссбауэра эффект). Наличие тепловых колебаний кристаллич. решётки уменьшает интенсивности этих процессов:

$$I = I_0 \exp(-W), \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность рассеяния на жёсткой решётке, $\exp(-W) = D = U$. ф., k -рый определяется усреднённым матричным элементом:

$$\exp(-W) = | \langle \Phi | \exp(iP_{\alpha n} \hbar) | \Phi \rangle |^2. \quad (2)$$

Здесь α — смещение n -го атома относительно положения равновесия, P — импульс, передаваемый кристаллу (изменение импульса частиц при брогговском рассеянии или импульс излучаемого γ -кванта), волновая ф-ция Φ_i описывает фононное состояние кристалла (α означает комплексное сопряжение), а черта над матричным элементом означает усреднение по всем возможным фононным состояниям при заданной темп-ре. При малых смещениях атомов из положения равновесия выражение (2) упрощается; W оказывается пропорц. квадрату смещения атомов. Так, для одноатомного кубич. кристалла:

$$W \approx \frac{1}{2} P_{\alpha}^2 / 3kT. \quad (2)$$

Д.—У. ф. экспоненциально зависит от темп-ры T и, подобно др. термодинамич. ф-циям кристалла (напр., теплоёмкости), задаваемым состоянием фононной системы, является интегральной характеристикой фононного спектра и может быть выражен через плотность фононных состояний $g(\omega)$ (ω — частота). Для одноатомного кубич. кристалла:

$$W \approx \frac{P^2}{2Mk} \int [g(\omega)\omega] c \hbar (\hbar\omega/2kT) d\omega, \quad (2)$$

где M — масса атомов, образующих кристалл. В предельном случае низких или высоких темп-р (по сравнению с Дебай температурой θ_D) Д.—У. ф. с хорошей точностью вычисляется в соответствии с Дебай теорией твёрдого тела. При этом для кубич. кристалла при высоких темп-рах $T \gg \theta_D$ (в пренебрежении различием трёх скоростей звука): $W \sim (3/2)(P^2 T/Mk\theta_D)$. Предельное значение $W \sim (3/2)(P^2/Mk\theta_D)$ при $T \ll \theta_D$ определяется нулевыми колебаниями решётки, причём след. температурная поправка к величине W пропорц. $(T/\theta_D)^2$.

Д.—У. ф. при высоких темп-рах можно оценивать по ф-ле: $W \approx x^2 (T/T_{D,0}) (P^2/Mk\theta_D)$, где $T_{D,0}$ — темп-ра плавления кристалла, а безразмерный параметр x определяет, какую долю от размера элементарной ячейки составляет ср. квадрат теплового смещения атома в точке плавления; из большинства твёрдых тел $x = 0,2 - 0,25$.

При описании эффекта Мёссбауэра величину, аналогичную Д.—У. ф., часто наз. фактором Ламба — Мёссбауэра.

Лит.: Марадудин А. А., Монтролл Э., Вейсс Дж., Динамическая теория кристаллической решётки в гармоническом приближении, пер. с англ., М., 1963; Киттель Ч., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1987; Халперин А. У., Теория твёрдого тела, пер. с англ., М., 1972; Займал Дж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974; Аймагалу А., Квантовая теория кристаллических твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981; Дебай П., А. Э. Мёссбауэр, ДЕБАЯ — ШЕРРЕРА МЕТОД (метод поликристалла, метод порошка) — метод исследования мелкокристаллич. (поликристаллич.) материалов с помощью дифракции рентгеновских лучей.

Коллимированный пучок монохроматич. рентг. излучения [обычно K -серия характеристич. рентг. излучения (см. Рентгеновские спектры)] падает на поликристаллич. образец малого объёма (рис. 1). Дифрагированное излучение распространяется вдоль образующих соседних конусов, вершины k -рых расположены в образце, а ось совпадает с направлением первичного пучка (см. Дебаеграмма). Дифрагированное излучение регистрируется на рентг. фотоплёнке или ионизаци. методом (в последнем случае дебаеграмма наз. дифрактограммой). Дифракц. линия (линия пересечения дифракц. конуса с фотоплёнкой) возникает при отражении излучения от одной из систем атомных плоскостей. Кассеты для фотоплёнки могут быть цилиндрическими с осью, перпендикулярной первичному пучку (собственно де-

баевская рентг. камера), или плоскими, когда нет необходимости регистрировать все дифракц. линии. Если кристаллики, составляющие образец, относительно велики, то для получения равномерного распределения дифрагированного излучения по всей поверхности конуса и, следовательно, равномерного покрытия линий на дебаграмме образец вращают вокруг оси касетты с небольшой угл. скоростью.

Угол между образующей к-л. конуса, напр. i -го, и направлением первичного пучка равен $2\theta_i$; угол θ_i (брагговский угол) связан *Брегга—Вульфа* условием с межплоскостным расстоянием системы атомных плоскостей, дающих данное отражение. Определяя по дебаграмме углы θ_i , можно вычислить межплоскостные

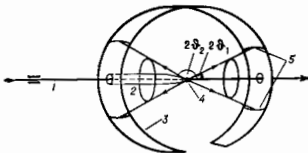


Рис. 1. Схема метода Дебая — Шеррера: 1 — первичный луч; 2 — коллиматор; 3 — рентгеновская пленка в цилиндрической касетке; 4 — образец в форме столбика или проволоки, расположенный на оси касетты; 5 — дифракционные линии на пленке; θ_1, θ_2 — углы Брегга.

расстояния в кристаллич. решётке образца. Эти данные в сочетании с измерением интенсивностей дифракц. линий позволяют определить размеры *заземтарной ячейки*, тип решётки, точечную и иногда пространственную симметрию кристалла [1—3]. В простых случаях удается установить и координаты атомов в элементарной ячейке. Фотометрич. исследование профиля дифракц. линии позволяет установить распределение кристаллитов в образце по размерам и возникший по тем или иным причинам разброс значений параметра решётки в них.

Д.—Ш. м. применяется в технике, физике, химии, минералогии. С его помощью исследуют фазовый состав

Лит.: 1) Гиньс А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961, гл. 4, 5, 7, 8, 10; 2) Дженейс Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950, гл. 10; 3) Мэркис Д. М., Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов, М., 1961; 4) Уманский И. С., Рентгенография металлов, М., 1967; 5) Ивернова В. И., Ревельвич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, М., 1978, гл. 5, 7.

А. В. Колпаков

ДЕ-БРОЙЛЕВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ — длина волны *де Бройля* частицы.

ДЕВИАТОР ДЕФОРМАЦИИ (от лат. devio — уклоняюсь в сторону) — тензор, определяющий в окрестности точки малую деформацию, не связанную с изменением объёма; выражается через компоненты тензора деформации ϵ_{ij} ф-лами:

$\epsilon_{11} = \epsilon_{11} - \epsilon, \epsilon_{22} = \epsilon_{22} - \epsilon, \epsilon_{33} = \epsilon_{33} - \epsilon, \epsilon_{12} = \epsilon_{12}, \epsilon_{23} = \epsilon_{23}, \epsilon_{31} = \epsilon_{31}$, где $\epsilon = (\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33})/3$ — ср. деформация. При этом $\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33} = 0$. Используется в механике сплошной среды.

ДЕВИАТОР НАПРЯЖЕНИЙ — тензор, определяющий напряжения в точке, не связанные с гидростат. напряжением (всесторонним давлением). Д. н. выражается через компоненты тензора напряжений σ_{ij} (см. *Напряжение механическое*) ф-лами:

$\delta_{11} = \sigma_{11} - \sigma, \delta_{22} = \sigma_{22} - \sigma, \delta_{33} = \sigma_{33} - \sigma, \delta_{12} = \sigma_{12}, \delta_{23} = \sigma_{23}, \delta_{31} = \sigma_{31}$, где $\sigma = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ — гидростатич. (среднее) напряжение. При этом $\delta_{11} + \delta_{22} + \delta_{33} = 0$. Используется в механике сплошной среды.

ДЕВИАТОР СКОРОСТЕЙ ДЕФОРМАЦИИ — тензор, определяющий часть тензора скорости деформации, не связанную с изменением объёма. Д. с. д. выражается через компоненты тензора скорости деформации так же, как девиатор деформации выражается через тензор деформации.

ДЕИОНИЗАЦИЯ г а з а — исчезновение носителя свободного электрич. заряда (положительных и отрицательных ионов и электронов) из занимаемого газом объёма после прекращения электрич. разряда. К Д. приводит объёмная *рекомбинация ионов и электронов*, их диффузия к границам занимаемого объёма и рекомбинация их на стенках, а также выход заряд. частиц из занимаемого объёма под действием внеш. электрич. поля. Время, необходимое для уменьшения концентрации носителя заряда в определ. число раз (напр., в 10^3 или в 10^4 раз от нач. концентрации), наз. временем Д. Оно является важной характеристикой газоразрядных и др. приборов, для работы к-рых существенно поддерживает определ. степени *ионизации*. Время Д. зависит от природы газа, геометрии занимаемого им объёма, наличия и изменения во времени внеш. электрич. поля, а также от распределения полей пространственных зарядов.

Особенно медленно объёмная рекомбинация происходит в чистых электроположительных газах, не способных образовывать отрицат. ионы. Таковы применяемые в электровакуумных приборах Ar, Ne, He, Kr, Xe. В электроотрицат. газах, в к-рых нейтральные частицы образуются с помощью рекомбинации между собой положит. и отрицат. ионов, объёмная рекомбинация происходит быстрее на неск. порядков величины. Поэтому прибавление электроотрицательных примесей к чистым электроположительн. газам значительно ускоряет Д. плазмы путём рекомбинации в объёме. В ряде случаев, напр. при работе антенных переключателей, практически важно исчезновение из разрядного промежутка имено электронов; поэтому нередко практич. значение имеет не время полной Д. разрядного промежутка, а время его деактивации, т. е. время исчезновения свободных электронов. Это время сокращают прибавлением к основному газу электроотрицат. примесей.

При малых давлениях газа осн. роль для Д. плазмы играет рекомбинация заряд. частиц не в объёме, а на поверхности твёрдых тел при диффузии к ним электронов и ионов. На этом основаны применение спец. стенок и металлиз. цилиндров около анодов в ртутных выпрямителях и др. приёмы изменения конфигурации разряд-

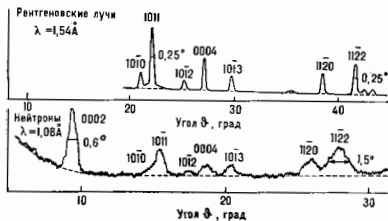


Рис. 2. Дифрактограммы порошка графита (вверху — рентгеновская дифрактограмма, внизу — нейтронная). Цифры у дифракционных максимумов указывают миллеровские индексы отражения.

образов, структурные изменения, происходящие в них под влиянием старения, термической и механич. обработки, кинетику рекристаллизации и возврата металлов (см. *Металлофизика*), перестройку решётки под влиянием ионизирующего излучения. Этот метод позволяет исследовать текстуру пластически деформированных образцов, а с помощью прецизионных измерений положений дифракц. линий можно установить присутствие остаточных внутренних напряжений [4, 5]; см. *Рентгенография материалов*.

Аналогичный метод применяется в *нейтронграфии* (рис. 2), в т. ч. магнитной.

ного промежутка. Малое расстояние между электродами также благоприятно для ускорения Д.

Лит.: К а в о в Н. А., Электрика, 2 изд., М., 1956; Г р а в о с к и й В. П., Электрический ток в газе. Устойчивый ток, М., 1971.

ДЕЙСТВИЕ — фундаментальная физ. величина, задающая к-рой как ф-ция переменных, описывающих состояние системы, полностью определяет динамику системы. Исторически понятие Д. было введено в механике *голоморфных систем* (систем со связями, не зависящими от скоростей). Д. S для промежутка времени (t_1, t_2) определяется как

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(q_i, \dot{q}_i, t) dt, \quad (1)$$

где $L = T - U$ — *Лагранжа функция*, зависящая от описывающих состояние системы обобщенных координат q_i и скоростей $\dot{q}_i = dq_i/dt$ ($i = 1, \dots, n$; n — число степеней свободы) и, возможно, времени t . При этом кинетич. энергия T квадратична по скоростям, а потенциальная U не зависит от них. Исходными считались ур-ния Ньютона, а оправданием для введения понятия Д. служило наблюдение, что эти ур-ния получаются как *Эйлера — Лагранжа уравнения* в вариационном наименьшего действия принципе: $\delta S = 0$ при независимых вариациях $\delta q_i(t)$ с условием $\delta q_i(t_1) = \delta q_i(t_2) = 0$ на границах.

Ур-ния Лагранжа

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = 0 \quad (1)$$

эквивалентны *Гамильтона уравнениям*, получающимся из требования $\delta S = 0$ для Д. в эквивалентной (1) форме

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \left[\sum p_i \dot{q}_i - H(p_i, q_i, t) \right] dt \quad (2)$$

при независимых вариациях $\delta q_i(t)$ и $\delta p_i(t)$ (здесь H — Гамильтона ф-ция, p_i — обобщенные импульсы). Система обыкновенных дифферен. ур-ний Гамильтона $\dot{q}_i = \partial H / \partial p_i$, $\dot{p}_i = -\partial H / \partial q_i$ служит характеристик. системой для Гамильтона — Якоби уравнения

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -H \left(\frac{\partial S}{\partial q_i}, q_i, t \right), \quad (3)$$

к-рое является величайшим ур-нием в частных производных, а интегральные кривые ур-ний Гамильтона — характеристиками ур-ния (3). Д. есть полный интеграл ур-ния (3), $S = S(\alpha_j, q_j, t) + \alpha_{n+1}$, зависящий от $n+1$ произвольных постоянных α_j , и является произвольной ф-цией канонического преобразования от переменных p_j, q_j к новым переменным $P_i = \alpha_i, Q_i = \delta S / \delta \alpha_i$. Новая ф-ция Гамильтона $H(P_i, Q_i, t)$ тождественно обращается в 0, вследствие чего новые переменные P, Q постоянны (и выражаются через нач. данные). Тем самым знание полного интеграла (3) сводит задачу интегрирования ур-ний движения к разрешению относительно q_i алгебраич. ур-ния $Q_i = \delta S(P_j, q_j, t) / \delta P_i$.

В совр. теоретич. физике Д. рассматривается как осн. фундамент. величина при формулировке любой теории, особенно полевой, в динамике ур-ния выводятся из *вариационных принципов механики*. Задача построения теории формулируется как задача выбора обобщенных координат и скоростей, описывающих состояние системы, и вида ф-ции Лагранжа, зависящей от них. Значение понятия Д. возрастает для полевых систем ещё и потому, что важнейшие для них принципы инвариантности формулируются наиб. удобно и компактно как инвариантность Д. (см. *Лагранжево формализм, Лагранжиан*); в ряде случаев соображения инвариантности почти полностью определяют теорию. Напр., электродинамика без источников нач. теория, где в качестве координат выбирают 4-потенциал $A_\mu(x)$, а требования релятивистской и Калибровочной инва-

риантности и лшпейности ур-ний поля фиксируют Д. в виде

$$S = \int \left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} \right)^2 dx,$$

где $x = (x, t) = \{x_\mu\}$ — точка пространства-времени (см. *Потенциал электромагнитного поля*). Кроме того, благодаря *Нётер теореме* инвариантность Д. относительно каждой однопараметр. группы преобразований влечет за собой закон сохранения одной, явно строящейся по ф-ции Лагранжа (или ф-ции Гамильтона) физ. величины.

Не менее фундаментальна роль Д. в квантовой теории, где состояния системы описываются векторами *гильбертова пространства*, а динамик. переменным отвечают операторы. Если базис пространства одномерной системы образован собств. векторами $|q\rangle$ операторов координаты, то стандартному постулату квантования эквивалентно определение амплитуды перехода $\langle q_2(t_2) | q_1(t_1) \rangle$ из состояния с координатой q_1 в момент t_1 в состоянии с координатой q_2 в момент t_2 как *функционального интеграла*

$$\langle q_2(t_2) | q_1(t_1) \rangle = \int \Pi dq(t) \exp \left(-i/\hbar \int_{t_1}^{t_2} L(q, t) dt \right), \quad (4)$$

где Π (знак умножения) показывает, что интегрирование эквивалентно Д. ведётся по всем возможным траекториям, начинающимся в q_1 в момент t_1 и кончающимся в q_2 в момент t_2 . Такая функциональная формулировка особенно удобна для *квантовой теории поля*: она позволяет ясно следить за инвариантностью на всех этапах, в частности в процедуре *нормирования*. Наконец, функциональная формулировка (4) проясняет переход к классич. теории: в квазиклассич. пределе $\hbar \rightarrow 0$, где фазы S/\hbar велики, осн. вклад в интеграл даёт область, где S стационарно, т. е. $\delta S = 0$ при вариации траекторий. Т. о., принцип наим. действия для классич. траекторий оказывается следствием квантовой динамики в квазиклассич. пределе. В определ. смысле Д. более важно для квантовой теории, чем для классической: квантовую динамику определяют все возможные траектории, а классическую — лишь экстремала.

Лит.: Л и н д а у Л. Д., Л и ф ш и н Р. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; и х ж с Механика, 3 изд., М., 1973; Д и р а к П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; М с л в е д е в Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Р а м о н П., Теория поля, пер. с англ., М., 1984. В. П. Павлов.

ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ — оптич. изображение предмета, создаваемое сходящимися лучками реальных световых лучей в точках их пересечения. Д. и может быть принято на экран или фотопленку. Подробнее см. *Изображение оптическое*.

ДЕЙСТВИЯ И ПРОТИВОДЕЙСТВИЯ ЗАКОН — третий из осн. законов механики (см. *Ньютона законы механики*).

ДЕЙСТВУЮЩИХ МАСС ЗАКОН — закон хим. термодинамики и кинетики, справедливый для идеальных газов и разбавленных растворов. В хим. термодинамике Д. м. з. устанавливает связь между равновесными концентрациями продуктов реакции и исходных веществ, в хим. кинетике — связь скорости хим. реакции с концентрациями исходных веществ и продуктов реакции. Получен К. Гульдбергом (С. Guldberg) и П. Вааге (P. Waage) из статистич. соображений в 1867, термодинамич. вывод дан Дж. Гиббсом (J. Gibbs) в 1875.

Пусть хим. реакция описывается ур-нием $\sum \nu_i A_i = 0$, где A_i — хим. символы исходных веществ и продуктов реакции, ν_i — стехиометрич. коэф., указывающие, сколько молекул i -го вещества возникает ($\nu_i > 0$) или исчезает ($\nu_i < 0$). При хим. равновесии, согласно Д. м. з.,

молярные концентрации c_i исходных веществ и продуктов реакции удовлетворяют ур-нию

$$\prod_i c_i^{\nu_i} = K_c(P, T),$$

$K_c(P, T)$ — константа хим. равновесия, зависящая от давления P и тем-ры T , при к-рых происходит реакция.

Константа хим. равновесия $K_c(P, T) = P^{-\sum \nu_i} \times \text{хср} \left\{ -\sum \nu_i \chi_i(T) / kT \right\}$. Ф-ции $\chi_i(T)$ определяются связью хим. потенциалов μ_i реагирующих веществ с их парциальными давлениями $P_i = c_i P$, для идеальных газов $\mu_i = kT \ln P_i + \chi_i(T)$. Д.м.з. следует из этого соотношения и условия хим. равновесия $\sum \nu_i \mu_i = 0$.

Константу хим. равновесия можно выразить через молярную энергию Гиббса $g_i(P, T)$:

$$K_c(P, T) = \exp \left\{ -\sum \nu_i g_i(P, T) / kT \right\}.$$

Отсюда следует, что $K_c(P, T)$ удовлетворяет ур-ниям

$$\left(\frac{\partial \ln K_c}{\partial P} \right)_T = -\frac{\Delta v}{P}, \quad \left(\frac{\partial \ln K_c}{\partial T} \right)_P = \frac{\Delta h}{RT^2},$$

где $\Delta v = \sum \nu_i \nu_i$ — изменение молярного объема, $\Delta h = \sum \nu_i h_i$ — изменение молярной энтальпии системы при обратном протекании реакции согласно её ур-нию, R — газовая постоянная.

Статистическая физика позволяет вычислить константу хим. равновесия. Напр., для одноатомных газов $\chi_i(T) = \epsilon_{0i} - (3/2) kT \ln kT - kT \zeta_i$, ϵ_{0i} — энергия на один атом при $T=0$, $\zeta_i = \ln (2\pi m_i h^{-2})^{3/2}$ — хим. постоянная газа [последняя ф-ла получена О. Сакурум (O. Sackur) и Г. Тетроде (H. Tetrode) в 1912], m_i — масса атома. Константа $\sum \nu_i \epsilon_{0i}$ определяется экспериментально.

Если число молекул при хим. реакции не меняется ($\sum \nu_i = 0$), то K_c не зависит от давления; если $\sum \nu_i \neq 0$, то при изменении давления хим. равновесие смещается, Д.м.з. определяет закон этого смещения.

Для хим. реакций в реальных газах и растворах используют модифициров. Д.м.з.: если вместо концентрации c_i ввести активности a_i , учитывая отступление системы от идеальности, для хим. потенциала принять ф-лу $\mu = \mu_0 + kT \ln a$, аналогичную ф-ле идеальной системы $\mu_{ид} = \mu_0 + kT \ln c$, то можно сформулировать Д.м.з. для активностей.

В хим. кинетике скорость хим. реакции, происходящей в идеальном газе или разбавленном растворе согласно ур-нию $\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 + \dots = \nu_1' A_1 + \nu_2' A_2 + \dots$, $\nu_i > 0$, $\nu_i' > 0$, в соответствии с Д.м.з. равна

$$w = \nu_1'^{-1} dc_1'/dt = k \prod_i c_i^{\nu_i} - k' \prod_i c_i^{\nu_i'}$$

где c_i и c_i' — концентрации исходных веществ и продуктов реакции, ν_i и ν_i' — их стехиометрич. коэф., k и k' — константы скоростей прямой и обратной реакции.

Д.м.з. в кинетике связан с тем, что для прямой реакции необходима встреча в малом объеме ν_1, ν_2, \dots молекул веществ A_1, A_2, \dots , вероятность к-рой для идеального газа или разбавленного раствора пропорциональна (с коэф. пропорциональности k) произведению их концентраций $c_1^{\nu_1} c_2^{\nu_2} \dots$. То же справедливо и для обратной реакции, вероятность к-рой пропорциональна $c_1^{\nu_1'} c_2^{\nu_2'} \dots$, но с др. коэф. пропорциональ-

ности k' . При хим. равновесии суммарная скорость хим. реакция обращается в нуль, и для равновесного отношения концентраций продуктов реакции и исходных веществ получаем Д.м.з. с константой равновесия, равной отношению скоростей обратной и прямой реакций $K_c(P, T) = k'/k$. Д.м.з. в кинетике можно получить методами неравновесной термодинамики, а для вычисления k и k' требуется привлечение кинетич. теории газов или электродов.

Литт.: Э н т е р п е н П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948, гл. 9; З о м м е р ф е л д Я. А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 13—14; де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 10; Румер Ю. Б., Рыжик и М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977, § 31; Д а л л а н д Р. Д., Д и ф ф и ц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 102.

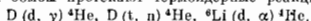
Д. Н. Зубарев.

ДЕЙТЕРИЙ (от греч. deuteros—второй; лат. Deuterium), D или ${}^2\text{H}$, — тяжёлый стабильный изотоп водорода с массовым числом 2; содержание в природном водородо 0,0156% (по массе). Масса 2,0141018 а. е. м. Ядро D — дейтрон — состоит из 1 протона и 1 нейтрона. D открыт в 1932 Г. Юри (H. Urey) совм. с сотрудниками спектральным методом.

Большое различие масс D и протия (${}^1\text{H}$) обуславливает различие их свойств (изотопные эффекты). Так, $t_{\text{кип}}$ вещества, состоящего из молекул D_2 , — 23,57К, межъядерное расстояние в молекуле D_2 — 0,07416 нм, энергия диссоциации D_2 (при 0К) 439,68 кДж/моль (ср. с соответствующими значениями для H_2 в ст. *Водород*). Скорости химических реакций с участием вещества, содержащих D, могут быть в 5—10 раз выше или ниже, чем с участием таких же веществ, содержащих протий.

D, выделяют на основе различий свойств протия и D. Так, используют особенность изотопного обмена в системе вода — сероводород, применяют ректификацию жидкого водорода, многоступенчатый электролиз водных растворов и т. д.

D. служит метечым стабильным индикатором при проведении разл. хим., биохим. и др. исследований. Тяжёлая вода D_2O представляет собой лучший из известных замедлителей нейтронов. В водородных бомбах используется гидрид лития ${}^6\text{LiD}$; при взрыве водородной бомбы протекают термоядерные реакции:



В будущем D, возможно, станет основным ядерным топливом.

С. С. Березинов.

ДЕЙТРОН — связанное состояние протона и нейтрона, ядро одного из изотопов водорода — дейтерия. Обозначается ${}^2\text{H}$ или d. Является простейшей и наиб. хорошо изученной составной системой сильно взаимодействующих частиц. Осн. характеристики: масса 2,0135 а. е. м.; спин $I = 1$; изотопический сдвиг $T = 0$; энергия связи $E_{\text{св}} = 2,24579$ МэВ; магн. момент $\mu = 0,857405$ ядерного магнетона; квадратный магнетронный момент ядра $\mu = 2,859 \cdot 10^{-27}$ см 2 ; среднеквадратичный радиус (определяемый из упругого рассеяния электронов при небольших передачах импульса) $r_d = 1,963 \cdot 10^{-13}$ см.

Нуклоны в D. в осн. находятся в триплетном 3S_1 -состоянии (орбитальный момент $L = 0$). Однако наличие квадратного момента, а также небольшое (2,5%) отличие μ_d от суммы магн. моментов протона μ_p и нейтрона μ_n свидетельствуют о примеси состояния 3D_1 ($L = 2$). Это означает, что ядерные силы нецентральны, т. е. зависят не только от расстояния между нуклонами, но и от ориентации их спинов относительно соединяющего их радиуса-вектора. В D. наиб. существенны нецентральные силы, вызванные однопоним обменом (см. *Ядерные силы. Ядро атома*). Предположение, что магн. момент D. складывается из магн. моментов протона, нейтрона и магн. момента, связанного с орбитальным движением протона, приводит к соотношению $\mu_d = \mu_n + \mu_p - 3/2 (\mu_n + \mu_p - 1/2) \mu_p$, **577**

где p_D — доля состояния 3D_1 . Отсюда получается бы $p_D \sim 4\%$. Положение усложняется заметным вкладом обменных токов, наличие к-рых демонстрируется расхождением ($\sim 10\%$) эксперим. и теоретич. значений сечения захвата тепловых нейтронов ($n+p \rightarrow d+\gamma$). Наиб. надежно доля 3D_1 -состояния определяется по положению и величине провала в угл. зависимости сечения упругого рассеяния протонов и н/онов высоких энергий на Д., откуда $p_D = 6,0-6,5\%$.

S - и D -волновые ф-ции при больших межнуклонных расстояниях r имеют вид:

$$u_S = A_S e^{-\alpha r}, \quad u_D = \eta A_S e^{-\alpha r},$$

где $\alpha = (mE_{cn})^{1/2}$, m — масса нуклона, $A_S = 0,8802$, $\eta = 0,0271$.

Структура Д. изучена весьма детально, напр. электр. ф-рм-фактор измерен до переданных Д. импульсов 2,5 ГэВ/с, что отвечает расстояниям $< 0,2 \cdot 10^{-13}$ см. Информация о структуре Д. является важной составной частью при построении потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия.

Т. к. Д. — слабосвязанная система нуклонов, сечение взаимодействия с ним частиц высокой энергии с точностью до небольшой поправки (\sim нек. %) равно сумме сечений на протоне и нейтроне. Поэтому Д. — уникальнейший источник данных о взаимодействиях нейтронов. Из-за сравнит. простоты Д. служит «пробным камнем» при разработке моделей ядерных реакций. Возбужденных состояний Д. не имеет. Не исключена примесь ($\sim 1\%$) состояний, отличных от двухнуклонных (запрещен конфигураций, многокварковые состояния и т. п.).

Лит.: Ситенко А. Г., Тартаковский В. К., Ленино по теории ядра, М., 1972; Браун Д. Е., Джексо н А. Д., Нуклон-нуклонное взаимодействие, пер. с англ., М., 1979.

ДЕКА... (от греч. δέκα — десять) (ла, да) — приставка для образования наименования кратных единиц, в 10 раз больших исходных. Напр., 1 да = 10 л.

ДЕКОРИРОВАНИЕ (от лат. decoro — украшаю) — метод обнаружения в кристаллах точечных дефектов, дислокаций, ступеней роста и др. нарушений идеальной структуры, заключающийся в осаждении на поверхности кристалла из газовой или жидкой фазы или введения в объем кристалла хим. путем веществ, осаждающихся в виде микрочастиц на дефектах и тем самым их выявляющих. Декорированные кристаллы изучают методами оптич. и электронной микроскопии. Метод Д. используется при исследовании процессов образования и роста кристаллов, их реальной структуры, эпитаксии, при изучении хим. реакций на поверхностях твердых тел.

Лит.: Декорирование поверхности твердых тел, М., 1976. Б. К. Вайнштейн.

ДЕКРЕМЕНТ ЗАТУХАНИЯ (от лат. decrescentium — уменьшение, убыль) (логарифмический декремент затухания) — количественная характеристика быстроты затухания колебаний в линейной системе; представляет собой натуральный логарифм отношения двух последующих максимальных отклонений колеблющейся величины в одну и ту же сторону. Т. к. в линейной системе колеблется величина изменяется по закону $x = X_0 e^{-\alpha t} \sin \omega t$ (где постоянная величина α — коэф. затухания) и два последующих наиб. отклонения в одну сторону X_1 и X_2 (условно наз. «амплитудами» колебаний) разделены промежуток времени $T = 2\pi/\omega$ (условно наз. «периодом» колебаний), то $X_1/X_2 = e^{\alpha T}$. А. д. з. $d = \ln(X_1/X_2) = \alpha T$.

Так, напр., для механич. колеб. системы, состоящей из массы m , удерживаемой в положении равновесия пружиной с коэф. упругости k и испытывающей трение силой F_t , пропорциональной скорости v ($F_t = -bv$, где b — коэф. пропорциональности), Д. з.

$$d = \frac{\pi b}{\sqrt{\frac{k}{m} - \frac{b^2}{4m^2}}}$$

При малом затухании ($R^2/4L^2 \ll \omega k m$) $d \approx \pi R/\sqrt{k m}$. Аналогично для электрич. контура, состоящего из индуктивности L , активного сопротивления R и емкости C , Д. з.

$$d = \frac{\pi R}{L \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}$$

При малом затухании ($R^2/4L^2 \ll 1/LC$) $d \approx \pi R/\sqrt{LC}$.

Для нелинейных систем малом затухании колебаний отличен от закона $e^{-\alpha t}$, т. е. отношение двух последующих «амплитуд» (и логарифм этого отношения) не остается постоянным; поэтому Д. з. не имеет такого ordered. смысла, как для систем линейных.

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР — процесс, при к-ром из одного атомного ядра возникает 2 (реже 3) ядра — осколка, близких по массе. Этот процесс энергетически выгоден для всех β -стабильных ядер с массовым числом $A > 100$.

Историческая справка. Д. я. обнаружено в 1939, когда О. Ган (О. Hahn) и Ф. Штрассман (F. Strassmann) однозначно доказали, что в результате взаимодействия нейтронов с ядрами урана U появляются радиоакт. ядра с массами и зарядами примерно вдвое меньшими, чем масса и заряд ядра U. В том же году Г. Майтнер (L. Meitner) и О. Фриш (O. Frisch [1]) для обозначения этого процесса ввели термин «Д. я.» и отметили, что при этом выделяется огромная энергия, а Ф. Жолио-Кюри (F. Joliot-Curie) с сотрудниками и одновременно Э. Ферми (E. Fermi) с сотрудниками обнаружили, что при делении происходит испускание неск. нейтронов (нейтронны деления). Это послужило основой для выдвижения идеи самоподдерживающейся ядерной цепной реакции деления и использования Д. я. в качестве источника энергии. Основой совр. ядерной энергетики служит деление ядер ^{235}U , ^{239}Pu под действием нейтронов (см. *Ядерный реактор*).

Интерпретацию Д. я. как деления однородной заряджидкой капли под действием кулоновских сил предложил в 1939 одновременно Я. И. Френкель, Н. Бор (N. Bohr) и Дж. Уэллер (J. Wheeler [2]). Капельная модель деления не потеряла значения до сих пор (см. *Капельная модель ядра*). В этой теории ядро в процессе деления изменяет форму: из сферического оно деформи-



Рис. 1. Зависимость вероятности вынужденного деления ядер от действия нейтронов $P_{ind} = \sigma(d, p)/\sigma(t, p)$ от энергии E_n возбуждения делителя ядра. $\sigma(d, p)$ — сечение деления, $\sigma(t, p)$ — полное сечение.

руется сначала в вытянутый сфероид, у к-рого затем на экваторе образуется перетяжка. Возникает гантелеобразная фигура, и, когда перетяжка рвется, образуются осколки. Конкуренция сил поверхностного натяжения, удерживающих ядро от развала, и кулоновских растапливающих сил в капельной модели определяет параметром, наз. параметром деления Z^2/A , к-рый пропорционален Z^2/A , где Z — ат. номер элемента. С увеличением параметра делимости растёт нестабильность атомного ядра относительно деления [3, 4].

В дальнейшем было обнаружено Д. я. под действием α -частиц, протонов, γ -квантов и др. Д. я., происходящее под действием разл. частиц, наз. вынужденное. Вынужденное Д. я. является разновидностью ядерных

реакций и обозначается f , напр. деление ^{230}Th под действием нейтронов записывается в виде $^{230}\text{Th}(n, f)$. В 1940 К. А. Петраж и Г. Н. Флёреры открыли самопроизвольное (спонтанное) Д. я. (см. ниже).

Вероятность деления. Вынужденное деление, в частности Д. я. нейтронами, конкурирует с др. ядерными реакциями под действием нейтронов. Вероятность вынужденного деления определяется отношением сечения деления σ_f к полному сечению захвата нейтрона σ_t . Вероятность P вынужденного деления зависит от энергии \mathcal{E}^* возбуждения образующегося составного ядра, к-рая пропорциональна энергии \mathcal{E} падающей частицы (рис. 1). Эта зависимость имеет пороговый ха-

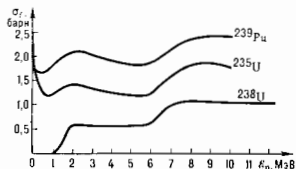


Рис. 2. Зависимость сечения деления ядер σ_f от энергии падающих нейтронов \mathcal{E}_n .

рактер, причём для чётно-чётного ядра ^{238}U порог \mathcal{E}_n превышает на 1 МэВ энергию связи нейтрона в ядре, а для чётно-нечётных ядер ^{235}U , ^{239}Pu порог деления примерно совпадает с энергией связи нейтрона. Это приводит к большому сечению деления ^{235}U и ^{239}Pu при малой кинетич. энергии бомбардирующих нейтронов (рис. 2), что и используется в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

В нек-рых случаях наблюдается немонотонный ход зависимости сечения деления σ_f от энергии падающей частицы \mathcal{E} , обусловленный резонансной зависимостью вероятности деления P образующегося составного ядра от энергии его возбуждения \mathcal{E}^* . В случае $^{230}\text{Th}(n, f)$ ширина резонанса (дельта ϵ) порядка 30 кэВ (рис. 3). При бомбардировке нейтронами малых энергий удаётся наблюдать расщепление широких резонансов на несколько более узких, что позволяет определить уровни составного ядра. Из сравнения энергетич. зависимости полного сечения σ_t захвата

Рис. 3. Зависимость сечения деления ^{230}Th от энергии нейтронов \mathcal{E}_n .

нейтрона ядром ^{240}Pu (рис. 4, а) и сечения деления σ_f (рис. 4, б) следует, что уровни составного ядра с большими делительными ширинами образуют группы. Ср. расстояние между группами ~ 650 эВ, ср. расстояние между уровнями составного ядра ~ 15 эВ. Т. о., в сечении деления ^{240}Pu возникает чётко выраженная резонансная структура, к-рая наблюдается и для нек-рых др. ядер (см. ниже).

Спонтанное деление. Спонтанно делящиеся изотопы. С ростом Z уменьшается стабильность ядра относительно процесса деления. Это приводит к заметному спонтанному делению ядер из осн. состояния. Именно неустойчивость относительно деления определяет гра-

ничное Z существующих в природе элементов (см. *Трансуранные элементы*).

Спонтанное Д. я. является разновидностью радиоактивного распада и характеризуется *периодом полураспада* $T_{1/2}$, связанного с вероятностью спонтанного деления. На рис. 5 представлены периоды полураспада

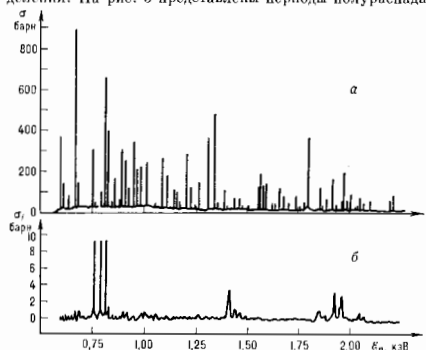


Рис. 4. Резонансная структура сечения деления ^{240}Pu : а — полное сечение реакции захвата ядром нейтрона; б — сечение деления.

$T_{1/2}$ относительно деления чётно-чётных ядер в зависимости от параметра делюмости Z^2/A . Для более тяжёлых ядер видна немонотонная зависимость, связанная с проявлением оболочечных эффектов (см. *Оболочечная модель ядра*).

В левом нижнем углу показаны периоды полураспада т. п. спонтанно делящихся изомеров U и Pu (см. *Изотопы ядерная*), к-рые образуются в ядерных реакциях. Наиб. период полураспада ($T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{-2}$ с) из известных спонтанно делящихся изомеров принадлежит нечётно-нечётному ядру ^{242}Am . Выход из реакций делящихся изомеров невелик, а его зависимость от энергии бомбардирующих частиц имеет пороговый характер. Величина порога относительно энергии возбуждения составляет 2,5–3 МэВ. Следовательно, спонтанно делящиеся изомеры имеют сравнительно

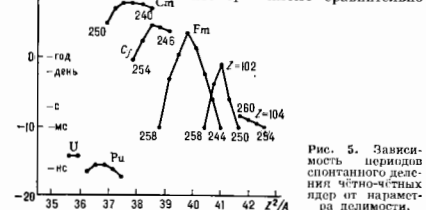


Рис. 5. Зависимость периодов спонтанного деления чётно-чётных ядер от параметра делюмости.

большую энергию возбуждения. Одновременно имеет место запрет на распад этого состояния путём излучения γ -квантов.

Барьер деления. При большой энергии возбуждения потенц. энергия ядра ведёт себя подобно энергии деформации равномерно заряженной жидкой капли. Чтобы

ядру разделяется, т. е. приобретает форму, предшествующую разрыву, оно должно преодолеть энергетич. барьер A , наз. *барьером деления* (рис. 6, а). Эту энергию в случае вынужденного деления ядро получает извне, напр. при захвате нейтрона. В случае спонтанного деления происходит туннельное просачивание через барьер (см. *Туннельный эффект*).



Рис. 6. Потенциальная энергия V ядра как функция параметра деформации β , характеризующего его форму в процессе деления. Визуал — схематическое изображение эволюции формы ядра в процессе деления.

измеров, так и широких резонансов в зависимости сечения деления от энергии возбуждения ядра, а также группирование уровней составного ядра, обладающих большой делительной шириной.

Если пронцаемость барьеров A и B невелика, то состояния ядра можно классифицировать по их принадлежности либо к яме I , либо к яме II . В свою очередь, состояния, принадлежащие определ. яме, как состояния сложной многочастичной структуры, можно разделить на простые (одночастичные) и коллективные состояния (вибрац. уровни) (см. *Коллективные возбуждения ядер, Колебательные возбуждения ядер*). Осн. состоянием делющегося ядра является наименее состояние в яме I , в то время как наименее состояние в яме II соответствует спонтанно делющемуся изомеру. Состояния, принадлежащие яме II , имеют большую делительную ширину, определяемую пронцаемостью наружного барьера B . Это означает, что ядро в этих состояниях может находиться достаточно долго, пока благодаря туннельному переходу через барьер B оно разделится на 2 осколка. Распад спонтанно делющегося изомера в основное состояние ядра с излучением γ -квантов запрещён из-за малой пронцаемости внутр. барьера A [5].

Широкий резонанс в сечении деления (рис. 3) обусловлен связью сложных состояний ядра в яме I с колебат. состояниями в яме II . Расщепление этого резонанса на ряд более узких (наблюдаемое экспериментально) обусловлено состояниями ядра на вершине барьера B с разл. значениями угл. момента ядра I и его проекции K на ось симметрии ядра (см. *Деформированные ядра*).

Предполагается, что делющиеся ядро на вершинах барьеров A и B имеет разные переходные состояния, свойства K -рых обусловлены формой ядра. На барьере A ядро не обладает аксиальной симметрией, т. е. величина K не сохраняется, но зато есть зеркальная симметрия относительно плоскости, перпендикулярной наиб. оси ядра. На барьере B ядро имеет аксиальную симметрию, так что K сохраняется, но нарушена зеркальная симметрия (грушевидная форма ядра). Здесь уже существует асимметрия масс будущих осколков. Поэтому на барьере B состояния ядра с разной чётностью имеют разную энергию. Эти особенности формы ядра на вершине барьеров A и B играют важную роль при теоретич. описании угл. распределений осколков деления [6]. Характер зависимости сечения деления от энергии

возбуждения E^* ядра при малых E^* сильно изменяется от ядра к ядру, т. к. вероятность деления зависит от положения уровней в яме II и их структуры.

Распределение осколков деления по массам. Осн. типом деления является деление на 2 осколка. Наиб. характерная его особенность при небольшой энергии возбуждения — асимметрия распределения осколков по массе. Для деления ^{235}U отношение ср. масс тяжёлого и лёгкого осколков $\sim 1,5$. В этом случае распределение осколков по массам имеет двугорбый вид (рис. 7). С увеличением энергии возбуждения возрастает ве-

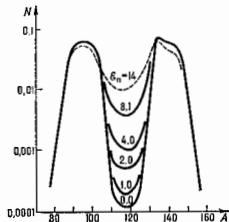


Рис. 7. Распределение осколков по массе для деления $^{235}\text{U} + n$ в зависимости от энергии нейтронов E_n (в МэВ); N — процентное содержание ядер — осколков с данным A (выход массы).

роятность симметричного деления, а вероятность асимметричного изменяется очень слабо. Для большей энергии возбуждения наиб. вероятным становится симметричное деление, т. е. распределение по массам становится односторонним.

Отношение выхода масс в «пике» и «провале» распределения зависит также от Z^2/A делющегося ядра. Для деления нейтронами ^{230}Th оно $5 \cdot 10^4$, для ^{238}U — $6 \cdot 10^2$, для спонтанного деления ^{252}Cf — 150. С ростом Z и A делющегося ядра «пик» тяжёлого осколка в массовом распределении стоит на месте, а «пик» лёгкого осколка приближается к «пику» тяжёлого. Для спонтанного деления ^{258}Fm наблюдается одностороннее распределение, т. е. наиб. вероятно симметричное деление.

Сложная картина распределения осколков по массам наблюдается при делении относительно лёгких ядер. При делении ^{226}Ra протонами с энергией 11 МэВ наблюдается трёхгорбое распределение осколков по массам — один горб соответствует симметричному, два других — асимметричному делению. С ростом энергии возбуждения выход симметричного деления растёт. Для ещё более лёгких делющихся ядер ($\text{Bi} + d$), у K -рых деление становится заметным лишь при энергии возбуждения св. 20 МэВ, распределение осколков по массам симметрично.

Редко (один случай на ~ 400 случаев деления на 2 осколка) происходит вылет третьей лёгкой заряд. частицы. Наиб. часто вылетают α -частицы, а суммарный выход остальных (p, d, t, Li и т. д.) не превышает 15% от выхода α -частиц. Тройное Д. я. наблюдается при высоких энергиях возбуждения.

Распределение осколков по кинетич. энергии. Выделение энергии на 1 акт деления тяжёлого ядра велико и при делении на 2 осколка распределяется в соответствии с данными:

Делющиеся ядро	^{235}U	^{238}U
Кинетическая энергия осколков, МэВ	168	183
Кинетическая энергия нейтронов, МэВ	5	9
Энергия γ -квантов, МэВ	7	8
Энергия β -распада, МэВ	8	8
Полное энерговыделение, МэВ	188	208

Деление тяжёлых ядер на 3 осколка даёт ещё большее энерговыделение. Осн. вклад в энерговыделение вносит кинетич. энергия осколков (до 90%). Энерговыделение определяется кулоновским ускорением осколков и, следовательно, пропорционально величине $Z^2/A^{1/2}$ делющегося ядра. Эксперим. данные по ср. суммарной кинетич. энергии осколков E_k пропорциональны этой величине. Величина E_k практически не зависит от

энергии возбуждения. Для небольшой энергии возбуждения \bar{E}_k уменьшается как для симметричного, так и для более асимметричного деления по сравнению с \bar{E}_k для наиб. вероятного деления. Ширина распределения $\bar{E}_k \sim 25$ МэВ.

Распад осколков. Нейтроны деления. В момент образования осколки сильно деформированы и избыток потенц. энергии деформации переходит в энергию возбуждения осколков. Это возбуждение снимается «испарением» нейтронов и излучением γ -квантов. Ср. число нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемое каждым осколком, силь-

но зависит от массы осколда. Для всех ядер с Z в области Th, Cf в общем растёт с массой как для лёгкого, так и для тяжёлого осколда. Наименьшим $\bar{\nu}$ обладает тяжёлый осколд с массой, близкой к массе дважды магич. ядра ($A=132, Z=50$). Полное $\bar{\nu}$ от массы зависит слабо. Наблюдается сильная корреляция $\bar{\nu}$ и суммарной кинетич. энергии осколков. Величина $\bar{\nu}$ увеличивается с ростом Z делящегося ядра. Для спонтанного деления $\bar{\nu}$ меняется от 2 для Pu до примерно 4 в случае Fm.

Большинство нейтронов деления испускается за время $< 1 \cdot 10^{-14}$ с. Эти нейтроны, наз. мгновенными, испаряются из осколков изотропно. Из-за движения осколков (в лаб. системе координат) угл. распределение нейтронов относительно импульса лёгкого осколда анизотропно (рис. 8). Ок. 10—15% мгновенных нейтронов имеет изотропное распределение. Обычно эти нейтроны либо вылетают в момент образования осколков, подобно тому, как образуются лёгкие заряж. частицы в тройном делении, либо испаряются не полностью ускоренными осколками. В лаб. системе координат энергетич. спектр хорошо описывается максвелловским распределением.

Излучение γ -квантов. После «испарения» нейтронов у осколков остаётся энергия возбуждения (в ср. меньшая, чем энергия связи последнего нейтрона), к-рая уносится γ -квантами. Спектр γ -квантов из осколков более мягкий, а число γ -квантов больше, чем при реакции (п. 7) (см. *Радиационный захват*). Суммарная энергия γ -квантов в общем больше, чем половина суммы энергий связи в лёгком и тяжёлом осколках. Эти явления объясняются сравнительно большим ср. угл. моментом осколков (~ 10 в единицах \hbar), благодаря к-рому возникает анизотропия (10%—15%) угл. распределения γ -квантов относительно оси разлёта осколков.

После «испарения» мгновенных нейтронов как лёгкие, так и тяжёлые осколки всё ещё перегружены нейтронами. Поэтому каждый осколд претерпевает в ср. 3—4 акта β -распада, к-рые могут сопровождаться задерживающимися нейтронами и γ -квантами. Задерживающиеся нейтроны составляют $\sim 1\%$ всех нейтронов. Они вылетают из осколков с задержкой от 1 мкс до неск. сотых 1 с. Эти нейтроны возникают при β -распаде нек-рых осколков, напр. ^{87}Br и ^{137}I , у к-рых энергия β -распада больше энергии связи нейтрона.

Лит.: 1) Фрэнш О., Уилер Дж., Открытие деления ядра, «УФН», 1968, т. 96, с. 697; 2) Уилер Дж., Механизм деления ядер, там же, с. 708; 3) Халданер И., Деление ядер, пер. с англ., М., 1962; 4) Халд Я., Перлман И., Симборг Г., Ядерные свойства тяжёлых элементов, пер. с англ., в. 5,

М., 1969; 5) Лихман Р. В., Деление ядер, в сб.: Над чем думают физики, в. 10, М., 1974; 6) Струтинский В. М., Деление ядер, «Природа», 1976, № 9; 7) Давидсон Г. В., Несохранение пространственной чётности при делении ядер, «УФН», 1980, т. 131, с. 329. Г. А. Пых-Пыхал.

ДЕЛИТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ — устройство для ослабления напряжения $u_{вх}$ в заданное число раз. Простейший Д. н. представляет собой цепочку n последовательно соединённых резисторов R_1, R_2, \dots, R_n с отводами, что позволяет дискретно изменять выходное напряжение $u_{вых}$, снимаемое с группы резисторов с общим сопротивлением $R_{вых}$. Д. н. такого типа, как правило, используют для ослабления $u_{вх}$ в 1, 10, 100 раз. При делении пост. напряжения коэф. деления равен $k_d = u_{вх}/u_{вых} = \sum_{i=1}^n R_i/R_{вых}$ (если пренебречь сопротивлением источника и нагрузки). При делении перем. напряжения возникает зависимость k_d от частоты из-за реактивных элементов. Для ослабления этой зависимости применяют компенсирующие резисторы. Д. н. применяют во входных цепях вольтметров и осциллографов для расширения их динамич. диапазонов. При этом прибегают к по каскадному соединению Д. н. с разл. степенями ослабления. Это позволяет изменять масштабы измеряемых напряжений в широких пределах. На перем. ток используют также ёмкостные и индуктивные Д. н. Пример индуктивного Д. н. — автотрансформатор.

ДЕЛИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ — электронное устройство, уменьшающее в целое число раз частоту подводимых к нему периодич. колебаний. Д. ч. используют в синтезаторах частоты, кварцевых и атомных часах, электронных частотомерах, системах фазовой автоподстройки частоты и др. Для деления частоты применяют электронные счётчики (см. *Триггер*), параметрич. генераторы, синхронизацию генераторов и др., для деления НЧ — электронные счётчики, к-рые могут иметь практически любой коэф. деления и работать в полосе частот от нулевой до своей предельной частоты, для деления ВЧ и СВЧ — параметрич. генераторы. Синхронизацию генераторов с использованием явления *захватывания частоты* осуществляют в разл. диапазонах для преобразования сигналов малого уровня. В НЧ-диапазонах для этого обычно используют *резонансные генераторы*, в ВЧ- и СВЧ-диапазонах — генераторы синусоидальных колебаний. Возможна синхронизация генератора, находящегося в режиме самовозбуждения или невозбуждённого генератора.

Принцип работы такого регенеративного Д. ч. можно пояснить при помощи функциональной схемы (рис.). Для осуществления деления на n схема должна содержать умножитель частоты с кратностью $n-1$, смеситель и усилитель, компенсирующий потери преобразования в умножителе и смесителе. Если в цепи обратной связи на выходе усилителя возникли колебания с частотой f , то после преобразования в умножителе частота колебаний равна $(n-1)f$. На выходе смесителя входной сигнал и сигнал умноженной частоты



дадут колебание с частотой $f_{вх} - (n-1)f$. Очевидно, что в стационарном режиме в цепи обратной связи колебания существуют только при выполнении след. равенства: $f = f_{вх} - (n-1)f$, откуда $f = f_{вх}/n$. Если умножитель и смеситель наряду с преобразованием сигнала обеспечивают прохождение по цепи обратной связи преобразованного сигнала, а параметры обратной связи для прямого прохождения таковы, что генератор самовозбуждается, то устройство в отсутствие входного

сигнала переходит в автоколебат. режим. Подача входного сигнала соответствующей частоты приводит к захвату и синхронизации автоколебаний. Если преобразованный сигнал не проходит или условия самовозбуждения генератора не выполняются, то в Д. ч. без входного сигнала колебания отсутствуют.

Лит.: Ривин И. Х., Умножители и делители частоты, 2 изд., М., 1976; Демьяненко А. Г., Синхронизация генераторов гармонических колебаний, М., 1976.

ДЕЛЬБРОКОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — процесс когерентного (без изменения частоты) рассеяния фотонов на кулоновском поле атомного ядра (на виртуальных фотонах). Теоретически предсказано М. Дельбрюком (M. Delbrück) в 1933. Впервые Д. р. наблюдалось в 1953 Р. Р. Вильсоном (R. R. Wilson). Сечение Д. р. сосредоточено в осл. в области малых углов рассеяния.

Д. р. является нелинейным эффектом *квантовой электродинамики*. Его механизм состоит в том, что фотон, падающий на ядро, образует в его кулоновском поле электрон-позитронную пару, к-рая аннигилирует, испуская фотон первонач. энергии.

Простейшая *Фейнмана диаграмма*, отвечающая Д. р., изображена на рис. Здесь волнистые линии — фотоны, волнистые линии с крестиком (означающим кулоновское поле) — виртуальные фотоны, линия соответствует рождению и аннигиляции e^+e^- пары.

Д. р. можно рассматривать как особый случай рассеяния света на свете (или фотона на фотоне). Однако сечение Д. р. в $\alpha^2 Z^4$ раз больше, чем сечение рассеяния фотонов фотонами, что облегчает эксперим. наблюдение эффекта (здесь $\alpha \approx 1/137$, Z — заряд ядра в единицах заряда протона e).

В области энергий фотонов $E_\gamma = \hbar\omega \ll mc^2$, где m — масса электрона, для $do_{++} + (do_{+-})$ — сечения рассеяния право- или левополяризов. фотонов без изменения спинового состояния и для $do_{+-} - (do_{++})$ — сечения рассеяния фотонов, в результате к-рого право- или левополяризов. фотон превращается в лево- или правополяризов. фотон, справедливы выражения

$$do_{++} + do_{--} = 1,004 \cdot 10^{-3} (Z\alpha)^4 r_0^2 \cos^4(\theta/2) do, \quad (1)$$

$$do_{+-} - do_{-+} = 3,81 \cdot 10^{-4} (Z\alpha)^4 r_0^2 \sin^4(\theta/2) do, \quad (2)$$

где θ — угол рассеяния фотона, do — элемент телесного угла, r_0 — классич. радиус электрона.

При высоких энергиях сечение Д. р. вперед равно:

$$\sigma |_{\theta=0} = \frac{49}{81\pi^2} (Z\alpha)^4 r_0^2 \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^2 \left[\ln^2 \frac{0,15\hbar\omega}{mc^2} + \frac{\pi^2}{4} \right] do. \quad (3)$$

Первый член определяется мнимой, а второй — действит. частью амплитуды рассеяния. Действит. часть амплитуды соответствует виртуальным e^+e^- парам, мнимая — образованию реальных пар. Действит. часть амплитуды определяет сечение до энергий $E_\gamma \sim 10$ МэВ, при $E_\gamma > 10$ МэВ доминирует мнимая часть амплитуды. Ф-за (3) справедлива для рассеяния в области малых углов рассеяния $\theta \ll (mc^2/\hbar\omega)^2$.

Полное сечение Д. р. для фотонов большой энергии стремится к пост. пределу: $\sigma = (98,81\pi) Z^4 \alpha^4 \hbar^2/m^2 c^2$. Оно становится сопоставимым с сечением *Комптона эффекта* при энергиях ~ 10 ГэВ. Из-за характерной для Д. р. направленности вперед дифферен. сечение в области $\theta \approx 0,01^\circ$ уже при $E_\gamma = 300$ МэВ превосходит соответствующее сечение комptonовского рассеяния на три порядка.

Лит.: Ахмедов А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Лачсн J. M., Боуришн E., The theory of photons and electrons, 2 ed., N. Y.—[a. o.], 1980. Л. И. Ландиус.

ДЕЛЬТА-ФУНКЦИЯ [δ -функция, $\delta(x)$] — наиболее употребительная из *обобщенных функций*, определяемая формальным соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-a) f(x) dx = f(a)$$

для любой непрерывной ф-ции $f(x)$. Введена П. Дираком (P. Dirac) в 1926. Строгое определение Д.-ф. и обоснование правил действий с ней дается теорией обобщенных ф-ций. В этой теории Д.-ф. определяется как непрерывный линейный функционал в пространстве непрерывных ф-ций. Равенство результатов интегрирования правой и левой частей с непрерывными ф-циями означает справедливость соотношений:

$$\delta(-x) = \delta(x); \delta(cx) = |c|^{-1} \delta(x) (c = \text{const});$$

$$\delta(\varphi(x)) = \sum_k \delta(x-x_k) |\varphi'(x_k)|^{-1}$$

[x_k — корни ур-ния $\varphi(x)=0$] и т. д. В этом же смысле определен Д.-ф. многомерного аргумента $x=x_1, \dots, x_n$: $\delta(x) = \delta(x_1) \cdot \dots \cdot \delta(x_n)$. Используют также интегр. представление

$$\int \exp\{i(k \cdot x)\} dx = (2\pi)^n \delta(k).$$

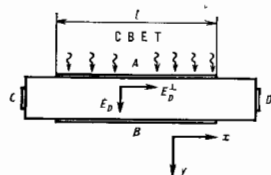
Д.-ф. незаменима при матем. описании идеализиров. ситуаций, когда физ. величина (масса, заряд, интенсивность источников тепла и т. п.) сосредоточена в точке; Д.-ф. задает распределение плотности такой величины. Напр., плотность $\rho(x) = e\delta(x)$ отвечает заряду e в точке x .

Д.-ф. используют в совр. матем. физике при построении обобщенных и фундам. решений дифферен. ур-ний, *Грина функций* краевых задач, при нормировке собств. ф-ций непрерывного спектра и т. д.

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; В л а д и м и р о в В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕРЫ — изомерные состояния ядер (см. *Изомерия ядерная*) с высокой вероятностью спонтанного деления. Известно ок. 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для к-рых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, примерно в 10^{26} раз (см. *Деление ядер*).

ДЕМБЕРА ЭФФЕКТ — возникновение электрич. поля в одномерном полупроводнике при его неравномерном освещении. Установил Х. Дембер (H. Dember) в 1931, теория дана Я. И. Френкелем в 1933. Относится к числу *фотогоальванических эффектов*. Напр., поле Дембера



E_D возникает при освещении образца, сильно поглощающего свет, через полупрозрачный электрод А (рис.). Избыточные электроны и дырки, создаваемые светом у освещаемой поверхности, диффундируют в глубь образца в направлении Оу (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*). Т. к. коэф. диффузии у электронов D_n и дырок D_p различны, то в полупроводнике возникает электрич. поле, к-рое (при малой концентрации избыточных носителей) связано с градиентом концентрации фотопосителей:

$$E_D = \frac{\hbar\nu}{l} \cdot \frac{D_n - D_p}{n_0 D_n + p_0 D_p} \cdot \frac{dn}{dy}. \quad (*)$$

Здесь n_0 и p_0 — темновые концентрации электронов и дырок [1, 3]. E_d замедляет более подвижные и ускоряет менее подвижные носители.

Эдс Дембера практически не может быть измерена, т. к. в фотоде между электродами A и B доминирующий вклад вносит вентильный эдс на электроде A . Исключением является поперечная эдс Дембера в анизотропных кристаллах, к-рая создается электрич. полем E_d^{\perp} , перпендикулярным градиенту концентрации. Она возникает, если образец вырезан под углом к кристаллографич. осям, и измеряется между электродами C и D . Величина эдс равна $E_d^{\perp} l$, где l — длина освещенного участка, а поле E_d^{\perp} пропорционально т. н. коэф. анизотропии $a = -D_{12}/D_{11} = -D_{21}/D_{22}$, индексы 1 и 2 указывают компоненты тензоров коэф. диффузии по гл. кристаллографич. осям [4, 5].

Лит.: 1) Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; 2) Тауц Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с чеш. М., 1962; 3) Вонч В., Врсувич В. Д., Кадашичак С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; 4) Квиоин И. К., Лазарев С. Д., Новый фотоэлектрический эффект в полупроводниках, ЭДТФ, 1965, т. 47, с. 180; 5) Жаданов И. П. и др., Анизотропные электрич. и фотоэлектрич. свойства In_2Se_3 , ФТТ, 1965, т. 7, с. 1777. Г. Е. Пукс.

ДЕМОДУЛЯЦИЯ — то же, что *детектирование*; иногда Д. наз. также уменьшение глубины модуляции в результате к-л. искажения модулутор. сигнала.

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА — уменьшение степени поляризации света в результате его взаимодействия со средой. При рассеянии света на ансамблях оптически анизотропных молекул или микрообъект Д. с. может являться следствием того, что индуцируемые диполи оказываются непараллельными действующему вектору световой волны (см. *Поляризация света*). К Д. с. люминесценции растворов приводит поворот молекулы за время жизни фотовозбужденного состояния. Деполяризация люминесценции конденсатов, срд может быть также связана с эффектами переноса энергии возбужденных молекул к невозбужденным. На явления деполяризации люминесценции в магнитном поле основан *Халле эффект*, широко применяемый в спектроскопии атомов и полупроводников для исследований магнитных свойств и динамики возбужденных электронных состояний.

Часто под Д. с. понимают процедуру искусств. снижения степеней поляризации света, необходимую для проведения эксперимента или функционирования определ. оптич. устройства. В тех случаях, когда потери яркости нучка допустимы, для этой цели используют рассеяние света в мутной среде или на матовой поверхности. Задача полной (или, точнее, истинной) Д. с. без снижения яркости светового пучка представляется практически неразрешимой. Поэтому при решении конкретных задач поляризац. оптики процедуру истинной Д. с. заменяют процедурой неслепополяризации. При этом каждая монохроматич. компонента светового пучка в каждый момент времени и в каждой точке пространства (точнее в пределах любой площадки когерентности) сохраняет исходную степень поляризации, но вследствие пространственной, временной или спектральной модуляции состояния поляризации пучков в целом для практических целей становится неотличимым от неполяризованного. Временная модуляция состояния поляризации света может осуществляться, напр., путём вращения с разными скоростями помещённых в световой пучок линейных фазовых пластинок. Для получения пространственной (по сечению пучка) поляризац. модуляции могут использоваться клиновидные фазовые пластины. При работе с пучками широкого спектрального состава эффективными псевдополяризаторами могут служить сильнохроматич. фазовые пластины, изготовленные из прозрачных кристаллов с большим *двойным лучепреломлением* (т. н. деполяризаторы Лию). Их использование приводит к спектральной модуляции поляризац. состояния света.

Если падающий на деполяризирующую среду свет полностью неполяризован, то в качестве меры Д. с. на выходе из среды обычно используют отношение интенсивности компоненты, поляризованной ортогонально исходной поляризации, к интенсивности компоненты, совпадающей по поляризации с исходной.

Лит.: см. при ст. *Поляризация света*. В. С. Занеский.
ДЕ СИТЕРА ГРУППА — группа движений (т. е. преобразований, сохраняющих метрику) пространства времени наст. кривизны, т. н. пространство де Ситтера (см. *Де Ситтера пространство-время*). Д. С. г. представляет собой 10-параметрич. группу Ли, её используют для анализа геометрии пространства де Ситтера и построения квантовой теории полей в этом пространстве. Особая роль пространства де Ситтера связана с тем, что оно описывает нетривиальное гравитач. поле, обладающее максимально возможной (10-параметрич.) симметрией. Кроме пространства де Ситтера, 10-параметрич. группой движений обладает лишь *Минковского пространство-время*, соответствующее нулевому гравитач. полю.

Пространство де Ситтера S_4 — 4-мерное искривлённое пространство, к-рое можно определить как псевдосферу $(x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2 - (x^4)^2 - (x^5)^2 = \rho^2$ в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве $E_{4,1}$ с метрикой, определяемой выражением

$$ds^2 = (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 + (dx^4)^2 - (dx^5)^2.$$

Число ρ играет роль радиуса кривизны пространства де Ситтера. Пространство $E_{4,1}$ обладает группой движений, к-рая кроме сдвигов (трансляций) включает псевдоортогональные преобразования: они сами по себе образуют группу $O(4, 1)$, причём преобразование из этой группы переводит псевдосферу S в себя и сохраняют метрику на ней, т. е. являются движениями пространства S . Группу $O(4, 1)$ наз. Д. С. г. Иногда под Д. С. г. понимают подгруппу $SO(4, 1)$, к-рая выделяется требованием, чтобы все входящие в неё линейные преобразования (матрицы) обладали единственным детерминантом. Пространство де Ситтера можно отождествить с факторпространством Д. С. г. по подгруппе Лоренца (см. *Лоренца группа*), $S = SO(4, 1)/SO(3, 1)$. Иногда рассматривают пространство де Ситтера 2-го рода (или антидеситтеровское пространство). Его можно представить как псевдосферу S' , определяемую ур-нем

$$(x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2 - (x^4)^2 - (x^5)^2 = \rho^2$$

в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве $E_{3,2}$ с метрикой, определяемой выражением $ds^2 = (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 - (dx^4)^2 - (dx^5)^2$. Группой движений пространства S' является группа $SO(3, 2)$ (или $O(3, 2)$) псевдоортогональных преобразований пространства $E_{3,2}$. Эту группу также наз. Д. С. г.

В пределе $\rho \rightarrow \infty$ любая сколь угодно малая окрестность любой точки пространства де Ситтера (1-го или 2-го рода) переходит в пространство Минковского, а Д. С. г. на этой области переходит в *Пунккаре группу*.

Д. С. г. порождается поворотами в 10 координатных плоскостях 5-мерного пространства. Формальная замена $x_k \rightarrow ix_k$ для части координат делает метрику евклидовой, а Д. С. г. переходит в группу $SO(5)$. Каждый элемент её представляется, например, в виде $g = \prod_{i < j} \exp(\Sigma \alpha_{ij} M_{ij})$, где α_{ij} — веществ. параметры, а

$M_{ij} = x_j \partial_i \partial_j - x_i \partial_j \partial_i$ — генераторы поворотов, образующие Ли алгебру группы $SO(5)$:

$$[M_{ij}, M_{kl}] = \delta_{ik} M_{jl} - \delta_{jk} M_{il} - \delta_{il} M_{jk} + \delta_{jl} M_{ik}.$$

Алгебра Ли Д. С. г. получается обратной заменой $ix_k \rightarrow -x_k$. Алгебры Ли групп $SO(4, 1)$, $SO(3, 2)$ и $SO(5)$ являются реал. вещественными формами одной и той же комплексной алгебры Ли. По этой причине конечномерные представления Д. С. г. можно получить из конечномерных представлений группы $SO(5)$ умноже-

нием на мнимую единицу матриц, представляющих не-к-рых из генераторов. Получающиеся в результате представления Д. С. г. оказываются неунитарными. Унитарные неприводимые представления Д. С. г. (кроме тривиального) являются бесконечномерными.

Лит.: Виленин Н. Я., Специальные функции и теория представлений групп, М., 1965; Менский М. Б., Метод кэлибровских представлений: пространство-время в квантовой части, М., 1976; Барут А., Вильчак Р., Теория представлений группы и ее приложения, пер. с англ., т. 1—2, М., 1980.

М. В. Менский.

ДЕ СИТТЕРА ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ — четырехмерное пространство-время постоянной кривизны. Подобно Минковского пространству-времени, Д. С. п.-в. максимально симметрично и (в зависимости от знака кривизны) обладает 10-параметрич. группой симметрии $O(4, 1)$ (Д. С. п.-в. 1-го рода) или $O(3, 2)$ (Д. С. п.-в. 2-го рода, или антидеситтеровское пространство, см. *Де Ситтера группа*). Д. С. я.-в. является частным однородным и изотропным решением ур-ий Эйнштейна в общей теории относительности (см. *Тяготение*), в правой части к-рых на месте тензора энергии-импульса материи $T_{\mu\nu}$ стоит т. я. космологич. постоянная Λ , т. е. $(\text{div}^2/c^4) T_{\mu\nu} = \Lambda \delta_{\mu\nu}$, где G — гравитационная постоянная, $\delta_{\mu\nu}$ — символ Крешера (см. $\nu = 0, 1, 2, 3$). Именно в этом контексте оно было введено В. де Ситтером (W. de Sitter) в 1917. Тензор кривизны Д. С. п.-в. выражается через его метрич. тензор $g_{\mu\nu}$ ф-лой

$R_{\mu\nu\rho\sigma} = -1/3\Lambda (g_{\mu\sigma}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\sigma})$. Наиб. интерес представляет Д. С. п.-в. 1-го рода, соответствующее случаю $\Lambda > 0$. Оно наиб. просто реализуется в виде гиперболоида в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве (одна координата — временная, остальные — пространственные). Д. С. п.-в. 1-го рода обладает *горизонтальными событиями* (см. *Черные дыры*), поэтому, в отличие от пространства-времени Минковского, для любого события в нём *световой конус* будущего (совпадающий с областью ирригинного влияния данного события) не покрывает при $t \rightarrow \infty$ все пространство. С точки зрения космологии Д. С. п.-в. 1-го рода является частным случаем однородных и изотропных моделей Фридмана (см. *Космология*), в к-рых плотность обычной материи равна нулю, а масштабный фактор (размер Вселенной) имеет след. зависимость от времени: $a(t) = cH^{-1} \text{sh}(Ht)$, $a(t) = a_0 e^{Ht}$ и $a(t) = cH^{-1} \text{sh}(Ht)$ соответственно для закрытой, плоской и открытой моделей Фридмана, где $H = (\Lambda c^2/3)^{1/2}$, $a_0 = \text{const}$ (все три решения описывают одно и то же пространство-время в разных системах отсчета, но только первое из них покрывает Д. С. п.-в. полностью). Экспоненц. быстрое расширение при $t \rightarrow \infty$ есть результат гравитационн. отталкивания, вызванного космологич. постоянной.

Д. С. п.-в. 1-го рода играет важную роль в космологии в двух случаях. Во-первых, если $\Lambda > 0$, то космологич. модели Фридмана будут асимптотически стремиться к Д. С. п.-в. при $t \rightarrow \infty$ (для закрытой модели Фридмана это утверждение верно, если влияние космологич. постоянной на эволюцию модели станет существенным ранее, чем произойдет смена расширения на сжатие, вызванную кривизной 3-мерного пространства). Т. о., при $\Lambda > 0$ Д. С. п.-в. может приблизительно описывать будущее нашей Вселенной. Во-вторых, согласно сценарию *раздувающейся Вселенной*, напа Вселенная могла приблизительно совпадать с Д. С. п.-в. (или его частью) и испытывать экспоненц. расширение в течение некоего времени в прошлом, на очень раннем этапе своей эволюции. При этом необходимая эффективная космологич. постоянная создается квантово-гравитационными эффектами (см. *Квантовая теория гравитации*) или потенц. энергией некоего квантового скалярного поля, возникающего в моделях *великого объединения* взаимодействий или в теории *супергравитации*. Несмотря на отгосит. непродолжительность такой деситтеровской стадии, Вселенная за это время могла расширяться от сверхмикроскопич. размеров $\sim 10^{-33}$ см до громадных

масштабов, к-рые к настоящему моменту будут значительно превосходить размер видимой части Вселенной ($\sim 10^{28}$ см). В этом случае наблюдаемая в настоящее время высокая степень крупномасштабной однородности и изотропии видимой части Вселенной объясняется тем, что в некоем интервале времени в прошлом она находилась в максимально симметричном деситтеровском состоянии.

Лит.: Хюкинг С., Эллис Д.ж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977.

ДЕСОРБИЦИЯ (от лат. *de* — приставка, означающая удаление, и *sortio* — поглощаю) — процесс, обратный адсорбции и абсорбции, при к-ром поглощенное вещество покидает поверхность или объём адсорбата. Д. адсорбиров. атомов и молекул происходит в результате их колебат. движения вдоль связи адсорбат — адсорбент с частотой τ_d . Процесс Д. всегда характеризуется энергией активации $E_d = Q + E_a$, где Q — теплота адсорбции, а E_a — энергия активации адсорбции. Кинетика Д. в рамках адсорбц. модели Ленгмюра может быть описана ур-нием:

$$w_d = -\frac{d\theta}{dt} = f(\theta) \cdot k_d \exp\left(-\frac{E_d}{RT}\right),$$

где w_d — скорость Д., k_d — константа скорости Д., θ — степень заполнения поверхности адсорбата молекулами адсорбата, t — время, T — абс. темп-ра, $f(\theta)$ — ф-ция, определяемая характером взаимодействия адсорбата с адсорбентом, состоянием поверхности, латеральным взаимодействием в адсорбиров. слое и др. факторами, трудно поддающимися строгому количественному учёту. Методами статистич. физики удаётся получить явные выражения для $f(\theta)$ и k_d в жёстких рамках выбранных моделей потенциалов взаимодействия частиц адсорбата и адсорбата.

При повышении темп-ры в системе в неравную очередь Д. будут подвергаться молекулы, адсорбированные на тех центрах адсорбции, для к-рых E_d минимальна. Этот эффект положен в основу эксперим. метода — термодесорбционной спектроскопии, при помощи к-рого изучают кинетику адсорбц. процессов, энергетич. распределение центров адсорбции, определяют теплоты адсорбции. При регистрации спектра термодесорбции темп-ру повышают, как правило, в программируемом режиме. Кол-во десорбирующего вещества регистрируется манометром или определяется хроматографически. Если нагрев адсорбата производится быстро, то полная Д. наступает практически сразу, и по кол-ву десорбиров. вещества можно рассчитать величину адсорбции Γ . Эта разновидность метода термодесорбции наз. флэш-десорбцией (или методом вспышки).

Наряду с традиционной — тепловой — активационной процесса Д. используются относительно новые методы ускорения десорбции, процессов в вакууме. Под действием электронного пучка возникает электронно-стимулированная десорбция, под действием света — фотостимулированная десорбция. Электрич. поля с достаточно высокими значениями напряжённости вызывают десорбцию *полюем* (с поверхности неких-рых полупроводников Д. происходит при невысоких значениях напряжённости поля). Д. можно вызвать также ионными лучами достаточно высоких энергий, а также атомными и молекулярными пучками. Д. активизируется поверхностями УЗ-колебаниями отд. элемент. типа (вольтамы Газен). Механизмы этих явлений не всегда детально изучены, напр. при фотодесорбции часто не удаётся определить сечения разл. каналов диссипации энергии и, следовательно, отделить тепловое действие света от фоторождения электронов и дырок, поверхностная концентрация к-рых существенно влияет на кинетику Д. Десорбц. потоки в вакууме наряду с нейтральной содержат заряд. компоненты (кроме термодесорбц. потоков при низких темп-рах).

Адсорбционно-десорбц. явления часто сопровождаются гистерезисом, проявляющимся, напр.,

в том, что десорбц. ветвь изотермы адсорбции (кривая, получаемая при снижении парциального давления адсорбата) смещена относительно адсорбц. ветви в область более низких значений давления. Причин гистерезиса несколько. Для пористых адсорбентов он связан с различием процессов заполнения и освобождения пористой структуры, для более компактных адсорбентов — с трёх- и двумерными фазовыми переходами на их поверхности, с энергетич. неоднородностью поверхности.

Адсорбционно-десорбц. гистерезис можно наблюдать на изобарах и в др. режимах. Его используют при определении истинной величины поверхности пористых адсорбентов, работы гетерогенного образования зародышей новой фазы, теплот фазовых переходов и др. характеристик поверхностных явлений.

Д. находит широкое применение в пром-сти. Она играет важную роль в процессах сушки разл. материалов, регенерации гетерогенных катализаторов, работе адсорбц. насосов и пр., лежит в основе процессов рекуперации (извлечения из адсорбентов и абсорбентов поглощённых ими ценных газообразных, паробразных и растворённых веществ).

Лит.: Льюбитов Ю. Н., Эффекция и процессы на поверхности, «УФН», 1976, т. 119, с. 641; Новое в исследовании поверхности твёрдого тела, пер. с англ., в. 1—2, М., 1977; Методы анализа поверхности, пер. с англ., под ред. А. Зандерны, М., 1979; см. также лит. при ст. Адсорбция.

А. Х. Кероглы, Ю. Н. Любитов.

ДЕСОРБЦИЯ ПОЛЕМ — удаление адсорбированных на поверхности проводника атомов или молекул сильным электрич. полем (напряжённостью $E \sim 10^7 - 10^9$ В/см). Д. п. наблюдается в широком интервале темп-р, в частности при сколь угодно низких темп-рах. Удаляемые частицы ионизованы. Удаление сильным полем совб. атомов поверхности наз. испарением и о л е м. Наиб. полно изучена Д. н. с металлич. подложки в поле, ускоряющем положит. ионы. Д. п. с образованием отрицат. ионов изучена хуже из-за аквирующего действия автоэлектронной эмиссии.

Д. п. и испарение полем можно рассматривать как термич. испарение ионов, преодолевающих за счёт теплового возбуждения потенциальный барьер, сниженный сильным электрич. полем (аналогично термоэлектронной эмиссии в сильном электрич. поле, см. также Шоттки эффект). Д. п. можно рассматривать и как поверхностную ионизацию в сильном электрич. поле. Для частиц с относительно низкой энергией ионизации и для не слишком низких темп-р теория удовлетворительно определяет кратность заряда ионов и объясняет наблюдаемую связь между десорбирующим полем E и темп-рой T для одной и той же скорости Д. п.:

$$E = (ne)^{-1} [\Lambda + I_n - n\Phi - kT \ln(\tau/\tau_0)]^2. \quad (1)$$

Здесь n — кратность ионизации, e — заряд электрона, Λ — теплота сублимации адсорбентов, известна, I_n — полная энергия n -кратной ионизации удаляемой частицы, Φ — работа выхода поверхности, τ — ср. время преодоления частицей энергетич. барьера высотой $Q = \Lambda + I_n - n\Phi - (n^2 e^2 E)^{1/2}$, τ_0 — период колебания частицы в потенц. яме.

Для больших энергий ионизации и для низких темп-р, когда термич. возбуждение не обеспечивает преодоления барьера, теория Д. п. усложняется. Привлекается механизм туннельного «просачивания» ионов через барьер (см. Туннельный эффект), учитываются проникновение поля в проводник, поляризуемость поверхностных атомов. Строгой теории Д. п., объясняющей всю совокупность накопленных экспериментальных фактов, пока нет.

Эксперименты с Д. п. позволяют определять энергии связи с матрицей адсорбиров. частицы. Д. п. применяют для холодной очистки острий в полевой эмиссионной микроскопии, как один из методов получения интенсивных ионных пучков, напр. в ионных источниках масс-спектрометров. Д. п. и испарение полем — осн. про-

цессы, обеспечивающие получение ионов в атомном зонде (сочетание полевого ионного микроскопа с масс-спектрометром).

Лит.: Зандерн Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969; Мюллер Э., Дюнг Т., Автоионная микроскопия, пер. с англ., М., 1972; и ж же, Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980.

В. Н. Шребник.

ДЕТАЛЬНОГО РАВНОВЕСИЯ ПРИНЦИП (детального баланса принцип) — общий принцип квантовой механики и статистич. физики, согласно к-рому для изолир. системы вероятности w_{mn} прямого перехода $n \rightarrow m$ между квантовыми состояниями n и m равна вероятности обратного перехода $m \rightarrow n$,

$$w_{mn} = w_{nm}. \quad (1)$$

Д. р. п. является следствием осн. принципов квантовой механики, в частности симметрии квантовых ур-ний движения относительно обращения времени. Если квантовая система взаимодействует с другой большой системой (термостатом), то, согласно Д. р. п.,

$$w_{mn}/w_{nm} = \exp \{(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_m)/kT\}, \quad (2)$$

где $\mathcal{E}_n, \mathcal{E}_m$ — энергии состояний n и m .

В случае, когда состояния n и m вырождены или уровни расположены очень плотно, так что вычисляется вероятность перехода между состояниями в элементах фазового объёма, то, согласно Д. р. н., равны вероятности перехода, отнесённые к одному квантовому состоянию:

$$w_{mn}/\rho(\mathcal{E}_m) = w_{nm}/\rho(\mathcal{E}_n), \quad (3)$$

где $\rho(\mathcal{E}_m), \rho(\mathcal{E}_n)$ — плотности состояний с энергией $\mathcal{E}_m, \mathcal{E}_n$.

Вероятность перехода входит в кинетическое уравнение основное для вероятности P_n заполнения квантового уровня n :

$$\frac{\partial P_n}{\partial t} = \sum_m (w_{nm} P_m - w_{mn} P_n), \quad (4)$$

и определяет в случае контакта с термостатом стремление системы к Гиббса распределению.

Д. р. п. можно формулировать более детально для парных столкновений частиц (молекул, атомов, элементарных частиц) с переходом из состояний Γ, Γ_1 в состояния Γ', Γ'_1 , где Γ — совокупность переменных, определяющих состояние частицы, напр. импульс p и угл. момент M (функция распределения зависит от Γ , координат центров масс частиц и времени). При обращении знака времени все импульсы и моменты (а также спины) меняют знак. Поэтому, если $\Gamma = (p, M)$, то после обращения времени $\Gamma^T = (-p, -M)$. Из симметрии законов движения относительно обращения времени следует Д. р. п.:

$$w(\Gamma, \Gamma'; \Gamma_1, \Gamma'_1) = w(\Gamma^T, \Gamma'^T; \Gamma_1^T, \Gamma'^T_1), \quad (5)$$

и т. к., согласно Лушцалла теореме, при обращении времени элемент фазового объёма сохраняется, то число столкновений с переходом $\Gamma, \Gamma_1 \rightarrow \Gamma', \Gamma'_1$ равно числу столкновений с переходом $\Gamma^T, \Gamma_1^T \rightarrow \Gamma'^T, \Gamma'^T_1$.

Прямой и обратный во времени переходы не являющиеся в обычном смысле прямыми и обратными, но для одноатомного газа часты без спина Д. р. п. справедливы и в буквальном смысле:

$$w(p', p'_1; p, p_1) = w(p, p_1; p', p'_1) \quad (6)$$

вследствие того, что импульс не меняется при одновременном обращении времени и инверсии координат. Ф-ция w определяет эффективное сечение в кинетическом уравнении Больцмана.

Д. р. п. позволяет вычислять вероятность обратного процесса, если известна вероятность прямого, и наоборот, что имеет важное значение, т. к. иногда легко измерить эффективное сечение лишь одного из этих

процессов. Напр., можно вычислить вероятность рекомбинации, зная вероятность ионизации.

Д. р. п. наз. также равество ср. числа прямых и обратных столкновений для газов в состоянии статистич. равновесия. Для газа, подчиняющегося *Больцмановской статистике*, условие детального равесия есть $f_1 f_2 = f_1' f_2'$, где f_1, f_2, f_1', f_2' — функции распределения соответственно до и после столкновения. Из этого условия вытекает *Максвелла распределение*. Для квантовых газов условия детального равесия имеют вид

$$f_1 f_2 (1 \mp f_1') (1 \mp f_2') = f_1' f_2' (1 \mp f_1) (1 \mp f_2), \quad (7)$$

где знаки \mp относятся к *Ферми — Дирака статистике* и *Бозе — Эйнштейна статистике*. Эти условия определяют распределения Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна.

Лит.: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956, с. 467; Дирак П. А. М., Швингер Дж. И. Л. И., Физическая кинематика, М., 1979, с. 17; Д. Н. Зубарев.

Нарушение принципа детального равесия. Симметрия относительно обращения времени, на основе которой выводится Д. р. п., является лишь приближенной. Поэтому Д. р. п. также не выполняется точно. Однако даже малое нарушение Д. р. п. могло бы иметь заметные следствия в статистич. физике в результате эффекта накопления нарушения из-за большого времени существования системы и соответственно большого числа актов столкновения. Но в равновесном случае этого не происходит, т. к. свойства системы определяются лишь формой равновесных функций распределения, к-рая, хотя обычно и выводится из Д. р. п. (как показано выше), фактически не зависит от его справедливости и может быть получена из более общего принципа унитарности *матрицы рассеяния S*.

Амплитуда перехода A_{fi} из состояния i в состояние f связана с элементом S -матрицы соотношением

$$S_{fi} = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta(p_f - p_i) A_{fi}, \quad (8)$$

где δ_{fi} — символ Кронекера, $\delta(p_f - p_i)$ — функция Дирака, p_i, p_f — 4-импульсы начального и конечного состояний. Из унитарности условия $SS^* = S^*S = I$, где I — единичная матрица (S^* — матрица, эрмитово сопряженная S), следует:

$$\sum_f (|A_{fi}|^2 - |A_{if}|^2) = 0. \quad (9)$$

Для вывода равенства (9) достаточно использовать лишь диагональные элементы матричного равенства $SS^* = I$, поэтому фактически оно может быть получено из ещё более слабых условий: *CPT*-инвариантности (см. *Теорема CPT*) и требования, чтобы вероятность перехода из нач. состояния во все конечные равнялась единице:

$$\sum_f w_{fi} = 1, \quad (10)$$

где $w_{fi} = |A_{fi}|^2$ — вероятность перехода из i в f .

Соотношение (9) обобщает условие детального равесия на случай, когда нарушается *T*-инвариантность, и показывает, что в этом случае баланс соблюдается, вообще говоря, не между каждой отдельной прямой и обратной реакциями, а между суммой переходов из всех состояний i в состояние f и обратно — из f во все i . Ситуация напоминает кинетич. равесие электронов в магн. поле, когда отсутствует детальный баланс в фазовом пространстве, но существует циклич. баланс: сколько электронов в среднем утекает влево при их движении по кругу, столько же притекает справа. Аналогично при нарушении *T*-инвариантности баланс не соблюдается детально между отд. элементами в фазовом пространстве, т. к. $w_{fi} \neq w_{if}$, но выводится при учёте всех циклов $i \rightarrow f_1 \rightarrow f_2 \rightarrow \dots \rightarrow f \rightarrow i$. В соответствии с этим условием (9) можно назвать условным циклич. балансом.

Используя (9) совместно с основным кинетич. ур-нием, можно вывести распределение Ферми — Дирака

или Бозе — Эйнштейна в равновесном случае независимо от Д. р. п., поэтому нарушение симметрии относительно обращения времени в равновесных условиях не проявляется. Однако в неравновесном случае нарушение Д. р. п. приводит к наблюдаемым эффектам.

Лит.: Дологов А. Д., Бароиная асимметрия Излучения и нарушение термодинамического равесия, *Известия ИГиФФ*, 1979, т. 29, с. 234.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ (от лат. detectio — открытие, обнаружение) — преобразование *модулированных колебаний* для выделения НЧ-сигнала; процесс, обратный модуляции колебаний, поэтому Д. наз. также демодуляцией и е. ф. Д. связано с преобразованием частоты колебаний, поэтому для его осуществления используются нелинейные элементы (вакуумные и полупроводниковые диоды, сверхпроводящие туннельные переходы, транзисторы). Д. применяется в радиотехнических устройствах, телевидении, оптике и т. д. Простейшая схема для Д. амплитудно-модулированных сигналов не отличается от схемы *выпрямителя*. Отличия возникают лишь в схеме фильтра, выделяющего НЧ-колебания. Постоянная времени τ фильтра (см. *Фильтры электрические*) должна быть такой, чтобы $\omega_0 \tau \gg \tau^{-1} \gg \Omega$, где ω_0 — несущая частота, Ω — макс. частота НЧ-сигнала. При частотной и фазовой модуляциях обычно преобразуют колебания в амплитудно-модулированные, а затем осуществляют Д.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СВЕТА — нелинейное преобразование оптич. излучения видимого и ИК-диапазонов частот (10^{15} — 10^{13} Гц) в электрич. сигнал в виде последовательности односторонних импульсов или колебаний тока радиочастотного диапазона, несущий информацию о параметрах оптич. излучения (интенсивности, частоте, фазе). Д. с. осуществляется с помощью фотоприёмников (фоторезисторов, фотодиодов, фотоумножителей), для к-рых характерна нелинейная (обычно квадратичная) зависимость фототока от напряжённости электрич. поля световой волны E_e . Д. с. применяется в системах оптич. связи, оптич. локации, оптич. обработки информации, а также в спектроскопии, интерферометрии, голографии и т. п. Осн. разновидности Д. с. — прямое детектирование и гетеродинамирование.

Прямое детектирование. В устройствах прямого детектирования на фотокатод приёмника поступают только полезный оптич. сигнал и фоновое излучение (рис. 1). Для повышения уровня сигнала относительно уровня фона перед приёмником иногда помещают полосовой оптич. фильтр и усилитель. В результате прямого детектирования изменения интенсивности принимаемого излучения, усреднённые по времени за время $\tau \gg T$ (периода оптич. колебаний) и по площади фотокатода приёмника, преобразуются в изменения мощности выходного электрич. сигнала. В силу статистич. характера фотомиссии при детектировании возникает шум, ха-



Рис. 1. Схема устройств прямого и гетеродинамического детектирования.

рактеризуемый неопределённостью числа фотоэлектронов, эмитируемых фотокатодом (фотонный шум). Этот шум складывается с шумом фоновое излучения и темнового тока, генерируемого внутри приёмника, а также с тепловыми шумами нагрузки. Эти шумы ограничивают чувствительность устройств Д. с. Для выделения информативного параметра из дробовых и тепловых шумов выходной электрич. ток приёмника подается на обрабатывающее устройство радиочастотного диапазона, напр. НЧ-фильтр. Устройства прямо-

го детектирования не чувствительны ни к частоте, ни к фазе, ни к углу падения на фотокатод несущей оптич. волны. Информативным параметром при прямом детектировании является только амплитудная модуляция несущей принимаемой волны. В нек-рых системах оптич. связи несущая модулируется по интенсивности высокочастотной поднесущей, к-рая, в свою очередь, модулируется информан. сигналом.

Эффективность устройств Д. с. оценивается величиной отношения сигнала к шуму (c/Π). Предельное значение отношения

$$c/\Pi = \frac{\eta P_c}{h\nu_{\text{оп}} \Delta F}, \quad (1)$$

где η — квантовый выход приёмника, P_c — ср. мощность несущей волны на поверхности фотокатода, $\nu_{\text{оп}}$ — круговая частота несущей волны, ΔF — полоса пропускания радиотехн. обрабатывающего устройства. Это значение достигается в случае т. н. фотонного ограничения, когда отсутствует фоновое излучение, а всеми др. шумами, кроме фотонного шума, можно пренебречь. Величина отношения c/Π , так же как и величина среднего выходного тока приёмника, не зависит от степени пространственной когерентности принимаемого излучения.

Гетеродинамирование. В устройствах Д. с., работающих по принципу гетеродинамирования, принимаемое оптич. излучение $E_c(t)$ комбинируется на фотокатоде приёмника с опорным излучением $E_{\text{оп}}(t)$ (рис. 4). В идеализиров. случае обе волны можно считать плоскими монохроматическими:

$$\left. \begin{aligned} E_c(t) &= E_{c,0} \cos(\omega_c t + \varphi_c), \\ E_{\text{оп}}(t) &= E_{\text{оп},0} \cos\left(\omega_{\text{оп}} t + \varphi_{\text{оп}} - \frac{\omega_{\text{оп}}}{c} x \cdot \sin \alpha\right). \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь $E_{c,0}$ и $E_{\text{оп},0}$, ω_c и $\omega_{\text{оп}}$, φ_c и $\varphi_{\text{оп}}$ — амплитуды, круговые частоты и нач. фазы соответственно принимаемой (сигнальной) и опорной волны, c — скорость света. Учтено, что сигнальная волна падает нормально к фотокатоду, а опорная волна — под углом α к нему (рис. 2). Фоновое излучение принято пренебрегать малым.

Результирующее поле на фотокатоде $E(t) = E_c(t) + E_{\text{оп}}(t)$, а ток I приёмника, усреднённый за время, малое по сравнению с периодом биений $2\pi(\omega_{\text{оп}} - \omega_c)^{-1}$, но большое по сравнению с периодом $2\pi(\omega_{\text{оп}} + \omega_c)^{-1}$, и по площади фотокатода приёмника, пропорционален E^2 и содержит переменную составляющую на разностной частоте $\Delta\omega = \omega_{\text{оп}} - \omega_c$. В случае, если фотокатод однороден и имеет форму квадрата со стороной a , выражение для фототока имеет вид

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{\chi}{a^2} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} [E_c(t) + E_{\text{оп}}(t)]^2 dx dy = \\ &= \chi \left\{ \frac{F_{c,0}^2 + F_{\text{оп},0}^2}{2} + F_{c,0} \cdot E_{\text{оп},0} \cdot \cos[(\omega_{\text{оп}} - \omega_c)t + (\varphi_{\text{оп}} - \varphi_c)] \frac{\sin\left(\frac{\omega_c a \sin \alpha}{2c}\right)}{\frac{\omega_c a \sin \alpha}{2c}} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где χ — коэф. усиления фотоприёмника.

Из этого выражения видно, что при гетеродинам. приёме переменная составляющая выходного сигнала несёт информацию не только об амплитуде, но также о частоте и фазе принимаемой волны при условии, что амплитуда, частота и фаза опорного излучения известны. Эффективность гетеродинамирования существенно зависит от степени когерентности сигнального и опорного излучений, а также от степени совмещения их волновых фронтов, т. к. величина переменной составляющей

зависит от угла α . Она максимальна при $\alpha=0$ и уменьшается до нуля при $\sin \alpha = \frac{2\pi c}{\omega_c a}$, что при характерных значениях $\omega_c \approx 2 \cdot 10^{15}$ рад/с и $a = 10^{-2}$ м составляет всего лишь $\alpha \approx 10^{-4}$ рад ($\approx 6''$). Т. о., для того чтобы добиться эффективного гетеродинамирования, необходимо

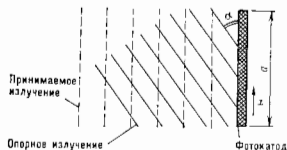


Рис. 2. Сложение сигнальной и опорной волн на фотокатоде плоского гетеродинам. устройства.

выполнять жёсткое требование на пространственное согласование двух волн на поверхности фотокатода, к-рое тем выше, чем меньше длина волны излучения. Однако, несмотря на это усложнение, гетеродинамирование широко используется, т. к. даёт возможность выделять очень слабые оптич. сигналы, даже при наличии внутренних тепловых шумов приёмника, путём повышения интенсивности опорного излучения. (Это следует из того, что амплитуда переменной составляющей пропорциональна произведению амплитуд сигнальной и опорной волн.)

Отношение c/Π гетеродинам. устройства определяется выражением

$$c/\Pi = \frac{2\pi P_c}{h\nu_{\text{оп}} \Delta F (1 + P_c/P_{\text{оп}})}, \quad (4)$$

где $P_{\text{оп}}$ — ср. мощность опорной волны. При возрастании $P_{\text{оп}}$ отношение c/Π достигает предельной величины, в два раза большей, чем в случае прямого детектирования. При уменьшении $P_{\text{оп}}$ отношение c/Π при $P_c/P_{\text{оп}} \approx 1$ достигает значения, к-рое имеет место при прямом детектировании.

Возможность гетеродинамирования света впервые обсуждалась в 1947 Г. С. Гореликом, экспериментально реализована в 1955 А. Т. Форрестером (А. Th. Forrester) с сотрудниками, впервые наблюдавшими двойное расщепление (вследствие эффекта Зеемана) линии ртути $\lambda = 546,1$ нм. В этом опыте наблюдаемое абсолютное спектральное разрешение по частоте было $\approx 10^{10}$ Гц (относительное разрешение $R = \frac{\omega_c}{\Delta\omega} \approx 10^8$).

Гетеродинамирование с помощью лазеров. Большое распространение метод гетеродинамирования получил после

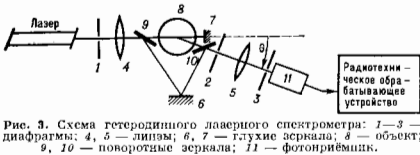


Рис. 3. Схема гетеродинам. лазерного спектрометра: 1—3 — диафрагмы; 4, 5 — линзы; 6, 7 — глухие зеркала; 8 — объект; 9, 10 — поворотные зеркала; 11 — фотоприёмник.

создании лазеров. Высокая степень когерентности, монохроматичность и направленность лазерного излучения позволяют получать высокую эффективность гетеродинамирования со сверхвысоким частотным разрешением выходного сигнала ($R \sim 10^{14}$), что особенно важно в лазерной спектроскопии светорассеяния. В гетеродинам. спектрометрах рассеяние на исследуемом образце лазерное излучение смешивается с опорным излучением, в качестве к-рого обычно используется либо часть излучения зондирующего лазера, как это показыва-

но на рис. 3, либо излучение другого — гетеродиноного лазера, привязанного по частоте к зондирующему.

Разрешение гетеродиноных спектрометров определяется рядом факторов, приводящих к уширению частотных компонент в спектре выходного сигнала. Это — конечность телесного угла сбора рассеянного излучения $\Delta\theta$, определяемого апертурой диафрагм, конечность полосы радиотехн. обрабатывающего устройства, яточность привязки по частоте зондирующего и гетеродиноного лазеров и т. д. Из перечисленных факторов основным является первый, т. к. уширение спектральных компонент за счёт остальных факторов может быть сделано < 1 Гц. Для малых углов рассеяния уширение, вызванное неопределённостью в угле сбора рассеянного света, составляет величину $\Delta f \approx \frac{\Delta\theta}{\lambda}$, где f — частотное смещение линий рассеянного света, θ — угол рассеяния. Напр., в случае рассеяния Мандельштама — Бриллюэна на ультразвуке $f_1 \approx (1 \pm 2) \cdot 10^8$ Гц, в случае рассеяния на ортогональн. пропалазмах, движущейся в жидкой клетке, $f_2 = 10^8 - 10^9$ Гц. При характерных значениях $\theta \approx 10^{-2}$ рад ($\sim 30'$) и $\Delta\theta \approx 10^{-3}$ рад ($3'$) соответствующие уширения равны $\Delta f_1 \approx 1,2$ МГц и $\Delta f_2 \approx 1 \pm 10$ Гц. Они и определяют абс. значения разрешения. Относит. разрешение соответственно равно 10^8 и 10^{14} , что неосуществимо никакими средствами спектрального анализа на оптич. частотах.

В гетеродиноных системах лазерной связи и в гетеродиноных интерферометрах (см. *Интерферометр штенсисности*), применяющихся для астр. наблюдений, обычно используют ИК-излучение с длиной волн 10 мкм. В этом диапазоне по сравнению с видимым уменьшаются искажения, вносимые турбулентной атмосферой, облегчается выполнение условий пространственного согласования волн, и в этой области в атмосфере имеется окно прозрачности. Абс. разрешение в данном случае составляет $0,2$ Гц.

Лит.: Г. о. М. Лазерные приёмники, пер. с англ., М., 1969; В. е. и д. к. Физ. Спектроскопии оптического смещения и её приложения к задачам физики, химии, биологии и т.д., УФН, 1972, т. 106, с. 481; Г. а. в. я. р. д. Р. М., К. а. р. Ш., Оптическая связь, пер. с англ., М., 1978; Спектроскопии оптического смещения и корреляция фотонов, под ред. Г. Камминса и Э. Пайна, пер. с англ., М., 1978; А. х. м. а. п. о. с. А., Дьяков и Ю. Е., Чиркин и А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; У. ст. и. в. о. Н. Д., М. а. т. в. с. в. И. Н., Протоколов В. В., Методы обработки оптических полей в лазерной локации, М., 1983. А. В. Пржевальский.

ДЕТЕКТОРЫ ч а с т и ц (лат. detector — тот, кто раскрывает, обнаруживает) — приборы для регистрации частиц (протонов, нейтронов, α -частиц, мезонов, электронов, γ -квантов и т. д.). Д. применяются в эксперим. исследованиях на ускорителях заряженных частиц, на ядерных реакторах, при исследовании космических лучей, а также в дозиметрии и радиометрии и т. д. Действие Д. основано на разл. процессах взаимодействия частиц с веществом. Осн. процессы, к-рые вызываются заряд. частицами, являются ионизация и возбуждение атомов и молекул, а также (для релятивистских частиц) возбуждение черенковского и переходного излучений. Нейтральные частицы (напр., нейтроны, γ -кванты) регистрируются по вторичным заряд. частицам, появляющимся в результате их взаимодействия с веществом. В случае γ -квантов эти электроны, возникающие в результате фотоэффекта, комитон-эффекта и рождения электрон-позитронных пар (см. *Гамма-излучение*). Быстрые нейтроны регистрируются по заряд. продуктам взаимодействия (ядрам, протонам, мезонам и др.), медленные нейтроны — по излучению, сопровождающему их захват ядрами вещества (см. *Нейтронные детекторы*).

Д. делятся на два класса. В т р е к о в ы х Д. прохождение заряд. частицы фиксируется в виде пространственной картины следа (трек а) этой частицы; картина может быть сфотографирована или зарегистрирована электронными устройствами. В э л е к т р о н н ы х Д. прохождение частицы вызывает появление электр. импульса, к-рый используется для

регистрации и управления разл. процессами. Методы и аппаратура для усиления, преобразования и регистрации электр. импульсов от электронных Д. составляют предмет *ядерной электроники*. Прогресс в области электронных Д. и в ядерной электронике приводит к тому, что всё б. ч. электронных Д. позволяет получить помимо электр. импульсов и пространственную картину следа заряд. частиц. В эксперименте используются ЭВМ, к-рые не только запоминают и обрабатывают информацию, получаемую с электронных Д., но и управляют условиями опыта (см. *Автоматизация эксперимента*).

Основные характеристики детекторов: эффективность — вероятность регистрации частицы при попадании в рабочий объём Д.; пространственное разрешение — точность локализации места прохождения частицы; временное разрешение — мин. интервал времени между прохождением двух частиц, к-рые регистрируются как отд. события; мёртвое время (время восстановления) — интервал времени после регистрации частицы, в течение к-рого Д. остаётся нечувствительным (табл.).

Сравнительные характеристики некоторых детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, см	Временное разрешение, с	Время восстановления, с
Ионизационная камера	1	10^{-6}	10^{-4}
Пропорциональный счётчик	1	10^{-6}	10^{-4}
Счётчик Гейгера	1	10^{-6}	10^{-4}
Сцинтилляционный счётчик	1	10^{-6}	10^{-4}
П. лупроводниковый детектор	1	10^{-8}	10^{-8}
Фотослойные эмульсии	10^{-4}	—	—
Камера Вильсона	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
Диффузионная камера	10^{-1}	1	—
Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-2}	1
Искровая камера	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}
Пропорциональная камера	10^{-2}	10^{-7}	10^{-1}

Трековые детекторы. Среди наиб. распространённых трековых Д. — ядерные фотографич. эмульсии, пузырьковая камера, искровая камера, пропорциональная и дрейфовая камеры. *Вильсона камера* и диффузионная камера играли важную роль в ранних этапах развития ядерной физики, но в дальнейшем вытеснены др. трековыми Д.

В *ядерной фотографической эмульсии* проходящая заряд. частица вызывает ионизацию и тем самым создаёт центры скрытого изображения. После проявления трек частицы предстаёт в виде цепочки зёрен металла, серебра. Благодаря малому размеру зёрен (1 мкм) пространственное разрешение чрезвычайно высокое, временное разрешение практически отсутствует, т. к. совпадает со временем облучения эмульсии. Это один из осн. недостатков метода. Др. недостатком является сложность поиска и обмера событий.

Пузырьковая камера применяется в экспериментах на ускорителях. Она наполняется жидкостью, к-рая в определённый момент времени вводится (сбросом давления) в перегретое состояние. Жидкость нек-рое время не вскипает, т. к. отсутствуют центры, на к-рых начинаются кипение. Роль этих центров играют ионы, образующиеся вдоль трека заряд. частицы, на к-рых начинают расти пузырьки пара. Пока пузырьки имеют ещё размер ≤ 1 мм, их освещают импульсным источником света и фотографируют. Пузырьковые камеры помещают в магн. поле для измерения знака и импульса заряд. частиц. Камеры обладают высоким пространственным разрешением, к-рое ограничивается возможностями фотографии. Использование голографии. методов позволит, по-видимому, примерно в 10 раз улучшить пространственное разрешение (см. *Голография*).

Большую роль в эксперим. физике элементарных частиц сыграла *искровая камера*. В простейшем случае

это объём газа, в к-ром на нек-ром расстоянии друг от друга находятся два плоских электрода. Если одновременно с прохождением заряж. частицы через газ (задержка $\sim 10^{-8}$ с) подать на электроды высокую разность потенциалов ($\sim 5 \div 10$ кВ/см), то между электродами в том месте, где пройдёт частица, произойдёт искровой пробой. Создавая систему из многих электродов, можно получить след частицы в виде цепочки искр. Пространственную картину события можно восстановить, фотографируя одновременно неск. фотоаппаратами.

В широкозонных камерах расстояние между электродами увеличено и искра следует за треком частиц вплоть до углов 45° к поверхности электродов. В стримерных камерах высоковольтный импульс увеличивается по амплитуде и укорачивается во времени. В результате каждый стример, развивающийся от электронов первичной ионизации, затухает, не доходя до электрода. Таким путём достигается изотропность.

С внедрением ЭВМ в эксперимент большое развитие получили т. н. бесфальшивые искровые камеры, в к-рых координаты искр «запоминаются» электронным способом. Напр., в проволочных искровых камерах электроды изготовлены в виде системы параллельных проволочек. Искровой пробой происходит между проволочками 2 разл. плоскостей, номер проволочки запоминается электронным способом, напр. с помощью ферритных колец, названных на каждую проволоку и представляющих собой стандартный элемент памяти ЭВМ. После того как событие зарегистрировано, вся информация о сработавших кольцах считывается в ЭВМ.

Электронные детекторы. Среди электронных Д. обширную группу составляют иониз. Д. Наиб. простой из них — *ионизационная камера* — представляет собой нек-рый объём газа с размещёнными в нём двумя электродами, между к-рыми приложено напряжение. Заряж. частица, проходя через газ, образует ионы и электроны, к-рые собираются на электродах, создавая в цепи камеры ток. Наиб. часто употребляются плоские и

и электроны, образованные в газе заряд. частицей. Иониз. камера имеет горизонтальный участок на вольт-амперной характеристике, соответствующий полному собранию ионов и электронов (рис.).

Если продолжать наращивать разность потенциалов на электродах, то электроны, движущиеся к аноду, будут приобретать всё большую энергию и, начиная с нек-рого напряжения, будут сами ионизовать. Продолжая увеличивать разность потенциалов, можно добиться условий, когда всё больше поколений электронов будут ионизовать, и заряд, собираемый на аноде, будет в 10^2 – 10^4 раз превышать первичную ионизацию. Эта область напряжений наз. пропорциональной областью, а Д. — *пропорциональным счётчиком* (область напряжений V_1 – V_2). Характерная особенность этой области состоит в том, что при пост. разности потенциалов и составе газа коэф. пропорциональности между первичной ионизацией и сигналом на аноде остаётся постоянным.

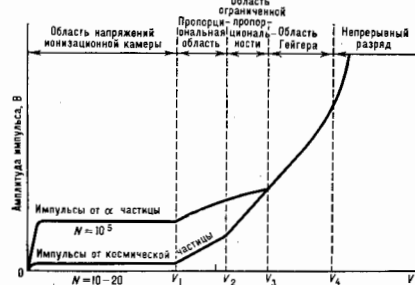
Продолжая увеличивать напряжение на электродах, мы попадём через область ограниченной пропорциональности в область Гейгера (V_2 – V_3), где заряд, собираемый на аноде Д., не зависит от первичной ионизации. Амплитуда импульса в этой области будет зависеть лишь от приложенного напряжения. Это происходит потому, что независимо от первичной задержки ионизации лавина электронов распространяется вдоль всей нити счётчика и процесс образуется тогда, когда поле анода полностью закрывается облаком медленных положительных ионов. Недостаток счётчика Гейгера — относительно большое мёртвое время, определяемое временем дрейфа ионов. Мёртвое время удаётся уменьшить, обрывая распространение электронной лавины вдоль нити на пути ~ 1 см. Это достигается либо подбором смеси рабочих газов, либо введением механич. преград, либо электронной схемой (с. Гейгера счётчик).

Прогресс в области ядерной электроники и внедрение ЭВМ в технику эксперимента привели к созданию системы нитяных пропорциональных счётчиков, объединяющих десятки тысяч отд. счётчиков. В связи с этим появилась возможность объединить все преимущества электронного Д. с трековыми. Пространственное разрешение при этом определяется размером отд. счётчика. Дальнейший прогресс в улучшении пространственного разрешения Д. связан с появлением *дрейфовых камер*. Эти приборы представляют собой улучшенные пропорциональные счётчики, в к-рых дополнительно измерается время дрейфа первичных электронов до нити, что позволяет существенно (до долей мм) улучшить пространственное разрешение.

Иониз. Д. сыграли и продолжают играть чрезвычайно важную роль в разл. областях науки и техники. В 1970-х гг. разработана иониз. камера на сжиженных инертных газах. Замена газовой среды жидкой позволила увеличить сигнал в $\sim 10^3$ раз. Трудности связаны с необходимостью работать при низких температурах и необходимости высокой чистоты сжиженного газа. Пока не удалось создать жидкий иониз. Д. с развитием электронной лавины.

Наиб. близок к иониз. камере по принципу действия *полупроводниковый детектор*, к-рый представляет собой иониз. камеру, в к-рой роль газа играет полупроводниковый кристалл. Полупроводниковый Д. — быстрый прибор, его разрешающее время $\sim 10^{-8}$ с, надёжен в работе, не подвержен влиянию магн. полей; недостаток — относительно небольшой объём Д.

Особую группу составляют Д., в к-рых используется свет, излучаемый при прохождении заряж. частиц через вещество. Это — *цинтилляционный детектор*, *черенковский счётчик* и Д. на *переднем излучении*. Основные элементы цинтилляц. Д. — цинтилятор, в к-ром проходящая заряж. частица вызывает световую вспышку, и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), регистрирующий вспышку. Высокое временное разре-



Зависимость амплитуды импульсов, вырабатываемых ионизационными детекторами, от напряжения на электродах в случае прохождения через детектор быстрой ионизирующей частицы, образующей $N \approx 10^5$ – 20 пар ионов, и α -частицы, создающей $N = 10^2$ пар ионов.

цилиндр. электроды, где анодом служит нить, а катодом внешний коаксиальный цилиндр, одновременно являющийся корпусом камеры. Иониз. камеры применяются как для регистрации отд. частиц, так и для измерения интегр. потоков. Достоинства иониз. камеры — простота, надёжность; недостаток — малый уровень сигнала, к-рый определяется кол-вом пар ионов

шение сцинтилляц. Д. ($\sim 10^{-9}$ с), большая амплитуда сигнала на выходе ФЭУ и малое время восстановления ($\sim 10^{-8}$ с) обеспечили ему широкое применение.

В черенковском счетчике заряд. частица, двигаясь со скоростью, превышающей фазовую скорость света в среде, излучает свет, коррелированный с направлением движения (см. *Черенкова — Ваюлова излучение*). Т. к. излучение света происходит мгновенно, то временное разрешение определяется характеристиками ФЭУ. Кол-во излучаемого света, как правило, в десятки раз меньше, чем в сцинтилляц. Д., но достаточно для надежной регистрации частиц.

В Д. на переходном излучении вспышка света появляется при прохождении заряд. частицы через границу двух сред с резко различными оптич. свойствами (обычно газ — твердое тело). Интенсивность света при этом пропорциональна энергии частицы, но невелика (значительно меньше, чем в случае черенковского излучения). Поэтому Д. на переходном излучении делают многослойными, они содержат сотни слоев газ — твердое тело.

В совр. эксперим. исследованиях установки, как правило, содержат большое кол-во Д. разл. типов (см., напр., *Комбинированные системы детектиров.*)

Лит.: Пранши и методы регистрации элементарных частиц. Сост. ред. Д. К.-И. Юан, Бу Цзинь-юан, пер. с англ., М., 1963; Рит с и Д., Экспериментальные методы в физике высоких энергий, пер. с англ., М., 1964; Казашикова В. И., Колюдаев М. С., Детекторы элементарных частиц, М., 1966; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зисбаха, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, 3 изд., М., 1985.

В. С. Кафанов.

ДЕТЕРМИНИЗМ (от лат. *determino* — определяю) — философское учение об объективной закономерной взаимосвязи и взаимообусловленности явлений материального и духовного мира. Центральным ядром Д. служит положение о существовании *причинности*. Идея Д. состоит в том, что все явления и события в мире не произвольны, а подчиняются объективным закономерностям, существующим независимо от наших знаний о них.

Согласно классическому (лапласовому) Д., существует строго однозначная связь между физ. величинами, характеризующими состояние системы в нач. момент времени (координаты и импульсы в классич. механике), и значениями этих величин в любой последующий (или предыдущий) момент времени. В совр. физике проявление Д. связывается с существованием многообразных физ. закономерностей (в т. ч. и статистических) и находит наиб. полное и общее отражение в фундам. физ. теориях, а также в принципах симметрии и связанных с ними законах сохранения. Г. Я. Мандельштам.

ДЕТОНАЦИЯ (франц. *détoner* — взрываться; от лат. *detono* — гремлю) — распространение в пространстве хим. превращения, сопровождающегося выделением теплоты, с пост. скоростью, превышающей скорость звука в данном веществе. В отличие от *горения*, где распространение пламени обусловлено медленными процессами диффузии и теплопроводности, Д. представляет собой комплекс мощной ударной волны и зоны хим. превращения. Ударная волна сжимает и нагревает вещество, вымывая в нём хим. превращение. С др. стороны, теплота, выделяющаяся в результате реакции, поддерживает ударную волну, не давая ей затухать. При этом обеспечивается устойчивый стационарный режим волны Д. с пост. скоростью. Скорость детонац. волн достигает 1—3 км/с в газовых смесях и 8—9 км/с в конденсиров. взрывчатых веществах (ВВ), а давление на фронте распространяющихся в них детонац. волн составляет 1—5 МПа (10—50 кгс/см²) и 10 ГПа (10⁸ кгс/см²) соответственно. После прохождения детонац. волны сильно сжатые продукты реакции быстро расширяются — происходит *вырыв*.

Классич. теория Д., основанная на ур-ниях механики сплошной среды и законах термодинамики, — т. п.

гидродинамик. теория Д. — позволяет по нач. состоянию смеси, теплоте хим. превращения Q и свойствам продуктов детонации найти D — скорость Д., давление p , темп-ру T , уд. объем продуктов V и скорость их движения. Вследствие быстрого протекания хим. реакции в волне Д. зона между ударной волной и продуктами детонации (рис. 1) может рассматриваться как поверхность разрыва. На ней должны выполняться законы сохранения массы (1), импульса (2) и энергии (3):

$$\frac{D}{V_1} = \frac{v}{V_2}, \quad (1)$$

$$p_1 + \frac{D^2}{V_1} = p_2 + \frac{v^2}{V_2}, \quad (2)$$

$$E_2 - E_1 - Q + \frac{p_2 + p_1}{2} (V_1 - V_2); \quad (3)$$

индексы 1 и 3 означают соответственно исходное состояние и состояние в конце хим. реакции, $E(p, V)$ — внутр. энергия единицы массы, v — скорость продуктов

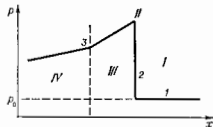


Рис. 1. Распределение давления в плоской детонационной волне: I — исходное вещество; II — фронт ударной волны; III — зона химического превращения; IV — продукты детонации; p_0 — начальное давление; x — пространственная координата.

Д. относительно её фронта. К этим отношениям должно быть добавлено т. н. условие Чепмена — Жуге, согласно к-рому скорость Д. относительно продуктов реакции равна местной скорости звука в продуктах Д. Оно эквивалентно требованию отсутствия возмущений фронта волны Д. со стороны продуктов реакции, чем обусловлено осн. свойство Д. — постоянство её скорости.

При возникновении Д. в газе вначале ударная волна адиабатически переводит вещество из состояния I в состояние 2 (рис. 2), затем в результате хим. реакции

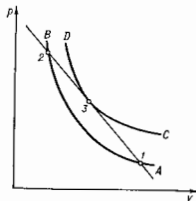


Рис. 2. Диаграмма состояния при детонационном переходе: AB — адиабатический процесс при ударной волне без химического превращения; CD — адиабата, соответствующая расширению вещества после завершения химической реакции; 1—2 — прямая Михельсона.

происходит переход 2—3 по прямой, касающейся адиабаты CD (описывает расширение продуктов реакции после завершения хим. реакции); точка касания 3 определяет поведение вещества за фронтом волны Д.

Скорость Д. в газе зависит от Q и показателя *адиабаты* γ : $D = \sqrt{2Q(\gamma^2 - 1)}$. Для вычисления скорости Д. в жидких и твердых средах необходимо знать ур-ние состояния продуктов реакции в них, имевшиеся сведения о γ -ром чаще всего недостаточны.

Идеальный плоский фронт Д., как показывают эксперим. и теоретич. исследования, часто оказывается неустойчивым к малым возмущениям, поэтому он пульсирует и имеет сложную структуру, — появляются взломы, темп-ра газа в которых выше, чем в плоском фронте. В результате могут образоваться очаги самовоспламенения.

При нек-рых условиях потери энергии волне становятся значительными, что не позволяет развиваться Д. Существуют пределы Д. по концентрации горючего, диаметру зарода, давлению.

Помимо рассмотренного классич. типа Д., исследуются специфич. типы Д.: т. и. спиновые, характеризующиеся движением волны по силовым; Д. в гетерогенных системах; малоскоростной Д.

Лит. см. при ст. Вязь. Б. В. Новожилов. **ДЕФЕКТ МАССЫ** (от лат. defectus — недостаток, изъян) — разность между массой связанной системы взаимодействующих тел (частиц) и суммой их масс в свободном состоянии. Д. м. ΔM определяется энергией связи $\mathcal{E}_{св}$ системы:

$$\Delta M = -\mathcal{E}_{св}/c^2. \quad (1)$$

В случае атомных ядер Д. м. дается ф-лой

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - m(Z, N), \quad (2)$$

где m — масса ядра, имеющего Z протонов и N нейтронов, m_p и m_n — массы протона и нейтрона. Т. к. на практике измеряются не массы ядер, а массы атомов M , то Д. м. часто определяют как массу между массой атома в а. е. м. и массовым числом $A = Z + N$ (см. *Масс-спектроскопия*). Определённый таким образом Д. м., приходящийся на 1 нуклон, наз. иногда μ и а о в о ч и м к о э ф. Знание Д. м. позволяет определить величину энергии, к-рая может выделяться в ядерных реакциях, в частности в реакциях, не наблюдаемых в лаб. условиях, но происходящих в недрах звезд. Поэтому данные о Д. м. разл. ядер играют важную роль в теории эволюции звезд и теории нуклеосинтеза.

Для космич. объектов существуют гравитач. Д. м. Напр., гравитач. Д. м. Солнца $\sim 10^{-6} M_{\odot}$, белого карлика $\sim 10^{-3} - 10^{-4} M_{\odot}$, нейтронной звезды той же массы $\sim 10^{-1} M_{\odot}$. Гравитач. Д. м. звездного скопления $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$ от его массы, галактик $\sim 10^{-8}$, скопления галактик $\sim 10^{-9} - 10^{-6}$.

При гравитач. коллапсе гравитач. энергия связи переходит в тепловую и кинетич. энергию коллапсирующего вещества, поэтому масса системы может уменьшиться только за счёт потери энергии на излучение (нейтринно, эл.-магнитно, гравитационно). При коллапсе в чёрную дыру уменьшение массы может составлять 20—40%. М. Ю. Лопов.

ДЕФЕКТОН — квазичастица, описывающая поведение точечных дефектов в квантовом кристалле. В квантовых кристаллах, вследствие большой величины амплитуд нулевых колебаний атомов в решётке вблизи положений равновесия, любые точечные дефекты, напр. вакансии и примесные атомы, могут с заметной вероятностью перемещаться по кристаллу путём подбарьерных туннельных переходов (см. *Квантовая диффузия*). При низких темп-рах вероятности подбарьерных переходов Д. между соседними узлами кристаллич. решётки существенно больше, чем для переходов, обусловленных классич. термоактив. механизмом, при к-ром дефект переходит на соседний узел, преодолевая нек-рый энергетич. барьер.

Туннелирование Д. в периодич. решётке означает, что для описания Д. хорошим квантовым числом становится не координата дефекта, а его *квазиимпульс*. Энергия Д. является периодич. ф-цией квазиимпульса, и энергетич. спектр Д. имеет зонную структуру (см. *Зонная теория*). Как правило, ширина энергетич. зоны Д. мала, и для определения дисперсии закона достаточно воспользоваться приближением сильной связи. Так, в твёрдом теле, в к-ром квантовый характер движения Д. проявляется особенно ярко, ширина энергетич. зоны *вакансион*ов $\sim 10^{-2}$ эВ (1 К), а для *примеснон*ов $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$ эВ, что во много раз меньше, чем для др. квазичастиц в твёрдых телах, напр. для электронов проводимости, *фонон*ов.

Д. создаёт вокруг себя поле деформации кристалла, с к-рым взаимодействуют другие Д. Соответствующая энергия упругого взаимодействия двух Д. на больших расстояниях λ между ними убывает как $1/\lambda^3$. Для узкозонных Д. характерная величина скорости перемеще-

ния мала по сравнению со скоростью звука, и поле деформации в кристалле с Д. можно определить по ф-лам теории упругости.

Перенос Д. отличается от обычной диффузии дефектов в твёрдых телах: коэф. диффузии имеет иную температурную зависимость и в определ. условиях возрастает с повышением темп-ры, а длина свободного пробега Д. при низких темп-рах в кристалле с малым числом дефектов намного превосходит межатомное расстояние. Делокализация дефектов приводит также к особенностям внутр. трения — к диссипации энергии при однородных деформациях даже в случае дефектов замещения, к иной температурной зависимости времени *релаксации* и к резонансным эффектам.

Кроме Д., соответствующих одиночным точечным дефектам, возможны Д., отвечающие связанным состояниям двух или трёх дефектов. В этом случае Д. делокализованы только вдоль одной осей или плоскостей, т. е. являются своеобразными одно- или двумерными квазичастицами в трёхмерном кристалле.

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251. А. В. Мейерчик.

ДЕФЕКТОСКОПИЯ (от лат. defectus — недостаток, изъян и греч. σκοπέω — рассматриваю, наблюдаю) — комплекс физ. методов и средств неразрушающего контроля качества материалов, заготовок и изделий с целью обнаружения дефектов их строения. Методы Д. позволяют полнее оценить качество каждого изделия без его разрушения и осуществить сплошной контроль, что особенно важно для изделий ответств. назначения, для к-рых методы выборочного разрушающего контроля недостаточны.

Несоблюдение заданных технол. параметров при обработке материала сложного хим. и фазового состава, воздействие агрессивных сред и эксплуатат. нагрузок при хранении изделий и в процессе его работы могут привести к возникновению в материале изделия разл. рода дефектов — нарушений сплошности или однородности, отклонений от заданного хим. состава, структуры или размеров, ухудшающих эксплуатационные характеристики изделий. В зависимости от величины дефекта в зоне его расположения изменяются физ. свойства материала — плотность, электропроводность, магнитные, упругие характеристики и др.

Методы Д. основаны на анализе вносимых дефектом искажений в приложенные к контролируемому изделию физ. поля разл. природы и на зависимости результирующих полей от свойств, структуры и геометрии изделия. Информация о результирующем поле позволяет судить о наличии дефекта, его координатах и размере.

Д. включает в себя разработку методов неразрушающего контроля и аппаратуры — дефектоскопов, устройств для проведения контроля, систем для обработки и фиксации полученной информации. Применяются оптич., радиац., магн., акустич., эл.-магн. (токовыххвевые), электрич. и др. методы.

Оптическая Д. основана на непосредств. осмотре поверхности изделия невооружённым глазом (визуально) или с помощью оптич. приборов (лупы, микроскопа). Для осмотра внутр. поверхности, глубоких полостей и труднодоступных мест применяют спец. эндоскопы — диоптричные трубки, содержащие *световоды* из волоконной оптики, осциллирующие миниатюрные осветители, призмами и линзами. Методами оптич. Д. в видимом диапазоне можно обнаруживать только поверхностные и внутр. дефекты — в прозрачных. Мин. размер дефекта, обнаруживаемого визуально невооружённым глазом, составляет 0,1—0,2 мм, при использовании оптич. систем — десятки мкм. Для контроля геометрии деталей (напр., профили резьбы, шероховатости поверхности) применяют проекторы, профилометры и микроинтерферометры. Новой реализацией оптич.

метода, позволяющей существенно повысить его разрабатываемую способность, является лазерная Д., в к-рой используется дифракция когерентного лазерного луча с индикацией при помощи фотоэлектронных приборов. При автоматизации оптич. метода контроля применяются теленаб. передачу изображения.

Радиационная Д. основана на зависимости поглощения проникающего излучения от длины пути, пройденного им в материале изделия, от плотности материала и атомного номера элементов, входящих в его состав. Наличие в изделии нарушений сплошности, инородных включений, изменения плотности и толщины приводит к разл. ослаблению лучей в разл. его сечениях. Регистрируя распределение интенсивности прошедшего излучения, можно получить информацию о внутр. структуре изделия, в т. ч. судить о наличии, конфигурации и координатах дефектов. При этом могут использоваться проникающее излучение разл. жесткости: рентг. излучение с энергиями 0,01—0,4 МэВ; излучение, полученное в линейном (2—25 МэВ) и циклич. (бетатрон, микротрон 4—45 МэВ) ускорителях или в ампуле с β -активными радиоизотопами (0,1—1 МэВ); гамма-излучение с энергиями 0,08—1,2 МэВ; нейтронное излучение с энергиями 0,1—15 МэВ.

Регистрация интенсивности прошедшего излучения осуществляется разл. способами — фотографич. методом с получением изображения просвечиваемого изделия на фотопленке (диффузная радиография), на многократно используемой ксерографирующей пластинке (алектродиагностика); визуально, наблюдая изображение просвечиваемого изделия на флуоресцирующем экране (радиоскопия); с помощью электронно-оптич. преобразователей (рентгенотелевидение); измерением интенсивности излучения спец. индикаторами, действие к-рых основано на ионизации газа излучением (радиометрия).

Чувствительность методов радиац. Д. определяется отношением протяженности дефекта или зоны, имеющей отличающуюся плотность, в направлении просвечивания к толщине изделия в этом сечении и для разл. материалов составляет от 1 до 10% его толщины. Применяемые рентг. Д. эффективны для изделий ср. толщины (сталь до ~80 мм, легкие сплавы до ~250 мм). Сверхжесткое излучение с энергией в десятки МэВ (бетатрон) позволяет просвечивать стальные изделия толщиной до ~500 мм. Гамма-Д. характеризуется большей компактностью источника излучения, что позволяет контролировать труднодоступные участки изделий толщиной до ~250 мм (сталь), притом в условиях, когда рентг. Д. затруднена. Нейтронная Д. наиб. эффективна для контроля изделий небольшой толщины из материалов малой плотности. Один из новых способов рентгеноконтроля — вычислит. томография, основанная на обработке радиометрич. информации с помощью ЭВМ, получаемой при многократном просвечивании изделий под разными углами. При этом удаётся нослочно визуализировать изображение внутр. структуры изделия. При работе с источниками ионизирующих излучений должна быть обеспечена соответствующая биол. защита.

Радиоловая Д. основана на изменении параметров эл.-магн. волн (амплитуды, фазы, направления вектора поляризации) сантиметрового и миллиметрового диапазона при распространении их в изделиях из диэлектрических материалов (пластмассы, резина, бумага).

Источником излучения (обычно — когерентного, поляризованного) является генератор СВЧ (магнетронный, клистронный) небольшой мощности, питающий волновод или спец. антенну (зонд), передающую излучение в контролируемое изделие. Та же антенна при приеме отраженного излучения или алогичная, расположенная с противоположной стороны изделия, — при приеме прошедшего излучения подает полученный сигнал через усилитель на индикатор. Чувствительность метода позволяет обнаруживать в диэлектриках

на глубине до 15—20 мм расслоения площадью от 1 см², измерять влажность бумаги, смучных материалов с погрешностью менее $\pm 1\%$, толщину металлич. листа с погрешностью менее $\pm 0,1$ мм и т. д. Возможна визуализация изображения контролируемой зоны на экране (радиовизор), фиксация его на фотобумаге, а также применение голографич. способов фиксации изображения.

Тепловая (инфракрасная) Д. основана на зависимости темп-ры поверхности тела как в стационарных, так и в нестационарных полях от наличия дефекта и неоднородности структуры тела. При этом используется ИК-излучение в низкотемпературном диапазоне. Распределение темп-ры на поверхности контролируемого изделия, возникающее в проходящем, отражённом или собственном излучении, представляет собой ИК-изображение данного участка изделия. Сканируя поверхность приёмником излучения, чувствительным к ИК-лучам (термистором или пироэлектриком), на экране прибора (тепловизора) можно наблюдать световое или цветное изображение целиком, распределение темп-ры по сечениям или, наконец, выделить отд. изотермы. Чувствительность тепловизоров позволяет регистрировать на поверхности изделия разность темп-ры менее 1 °C. Чувствительность метода зависит от отношения размера l дефекта или неоднородности к глубине l его залегания примерно как $(d/l)^2$, а также от теплопроводности материала изделия (обратно пропорциональная зависимость). Применяя тепловой метод, можно контролировать изделия, нагревающиеся (охлаждающиеся) во время работы.

Магнитная Д. может применяться только для изделий из ферромагн. сплавов и реализуется в двух вариантах. Первый основан на анализе параметров магн. полей рассеяния, возникающих в зонах расположения поверхностных и подповерхностных дефектов в намагниченных изделиях, второй — на зависимости магн. свойств материалов от их структуры и хим. состава.

При контроле по первому способу изделие намагничивается с помощью электромагнитов, соленоидов, путём пропускания тока через изделие или стержней, продетый сквозь отверстие в изделии, либо индукционная тока в изделии. Для намагничивания используются постоянные, переменные и импульсные магн. поля. Оптим. условия контроля создаются при ориентировке дефекта перпендикулярно направлению намагничивающего поля. Для магнитно-твёрдых материалов контроль осуществляется в поле остаточной намагниченности, для магнитно-мягких — в приложенном поле.

Индикатором магн. поля дефекта может служить магн. порошок, напр. магнетит высокой дисперсности (метод магн. порошка), к к-рому иногда добавляются окрашивающие (для контроля изделий с тёмной поверхностью) или флуоресцирующие (для повышения чувствительности) компоненты. Частицы порошка после помывания или подливки суспензий намагниченного изделия оседают на краях дефектов и наблюдаются визуально. Чувствительность этого метода высока — обнаруживаются трещины глубиной ~25 мкм и раскрытием ~2 мкм.

При магнитографич. методе индикатором служит магн. лента, к-рая прижимается к изделию и намагничивается вместе с ним. Выбровка производится по результатам анализа записи на магн. ленте. Чувствительность метода к поверхностным дефектам такая же, как у порошкового, а к глубинным дефектам выше — на глубине до 20—25 мм обнаруживаются дефекты протяжённостью по глубине 10—15% от толщины.

В качестве индикатора поля дефекта могут использоваться пассивные индукционные преобразователи. Изделие, движущееся с относит. скоростью до 5 м/с и более, после прохождения через намагничивающее устройство проходит через преобразователь, индуцируя в его катушках сигнал, содержащий информацию о параметрах дефекта. Такой способ эффективен для

контроля металла в процессе прокатки, а также для контроля железнодородных рывков.

Феррозондовый метод индикации использует активный преобразователь — феррозонды, в к-рых на тонкий пермаллоидный сердечник намотаны катушки; возбуждаясь, поле к-рой взаимодействует с полем дефекта, и измерительная, по эдс к-рой судят о напряженности поля дефекта или о градиенте этого поля. Феррозондовый индикатор позволяет обнаружить в изделиях простой формы, движущихся со скоростью до 3 м/с, на глубине до 10 мм дефекты протяженностью (но глубине) ~10% от толщины изделия. Для индикации поля дефекта применяются также преобразователи на основе Холла эффекта и магниторезисторные. После проведения контроля методами магнитной Д. изделие должно быть тщательно размагнитено.

Вторая группа методов магн. Д. служит для контроля структурного состояния, режимов термич. обработки, механич. свойств материала. Так, *коэрцитивная сила* углеродистой и низколегирован. стали коррелируется с содержанием углерода и, следовательно, с твердостью, *магнитная проницаемость* — с содержанием ферритной составляющей (α -фазы), предельное содержание к-рой лимитируется из-за ухудшения механич. и технологич. свойств материала. Спеч. приборы (ферритометры, α -фазометры, коэрцитиметры, магн. анализаторы), использующие зависимость между магн. характеристиками и др. свойствами материала, также позволяют практически решать задачи магн. Д.

Методы магн. Д. используются также для измерения толщины защитных покрытий на изделиях из ферромагн. материалов. Приборы для этих целей основаны либо на подеромотном действии — в этом случае измеряется сила притяжения (отрыва) пост. магнита или электромагнита от поверхности изделия, и к-рой он притяг, либо на измерении напряженности магн. поля (с помощью датчиков Холла, феррозондов) в магнитопроводе электромагнита, установленного на этой поверхности. Толщинометры позволяют производить измерения в широком диапазоне толщин покрытий (до сотен мкм) с погрешностью, не превышающей 1—10 мкм.

Акустическая (ультразвуковая) Д. использует упругие волны (продольные, сдвиговые, поверхностные, нормальные, изгибные) широкого частотного диапазона (гл. обр. УЗ-диапазона), излучаемые в непрерывном или импульсном режиме и вводимые в изделие с помощью пьезоэлектрич. (реже — эл.-магнитноакустич.) преобразователя, возбуждаемого генератором эл.-магн. колебаний. Распространяясь в материале изделия, упругие волны затухают в разл. степени, а встречая дефекты (нарушения сплошности или однородности материала), отражаются, преломляются и рассеиваются, изменяя при этом свою амплитуду, фазу и др. параметры. Принимают их тем же или отд. преобразователем и после соответствующей обработки сигнал подают на индикатор или записывающее устройство. Существует неск. вариантов акустич. Д., к-рые могут применяться в разл. комбинациях.

Эхо-метод представляет собой УЗ-локацию в твердой среде; это наиб. универсальный и распространенный метод. Импульсы УЗ-частоты 0,5—15 МГц вводят в контролируемое изделие и регистрируют интенсивность и время прихода эхо-сигналов, отраженных от поверхности изделия и от дефектов. Контроль эхо-методом ведётся при одностороннем доступе к изделию путем скарирования его поверхности искателем с заданной скоростью и шагом при оптич. угле ввода УЗ. Метод обладает высокой чувствительностью, к-рая ограничивается структурными шумами. В оптич. условиях могут быть обнаружены дефекты размерами в неск. десятых долей мм. Недосток эхо-метода — наличие неконтролируемой мёртвой зоны у поверхности, протяжённость к-рой (глубина) определяется гл. обр. длительностью излучаемого импульса и обычно составляет 2—8 мм. Эхо-методом эффективно контролируются

слитки, фасонное литьё, металлургич. полуфабрикаты, сварные, клёные, напаяные, заклёпочные соединения и др. элементы конструкций в процессе изготовления, хранения и эксплуатации. Обнаруживаются поверхностные и внутр. дефекты в заготовках и изделиях разл. формы и габаритов на металлах и неметаллах. материалы, зоны нарушения однородности кристаллич. структуры и коррозионного поранения металлург. изделий. Может быть с высокой точностью измерена толщина изделия при одностороннем доступе к нему. Вариант эхо-метода с использованием *Ламба волн*, обладающих волновым характером распространения, позволяет осуществлять контроль листовых полуфабрикатов большой протяжённости с высокой производительностью; ограничением является требование к постоянству толщин контролируемого полуфабриката. Контроль с применением *Релея волн* позволяет выявлять поверхностные и приповерхностные дефекты; ограничением является требование к высокой гладкости поверхности.

Теневой метод предусматривает ввод УЗ с одной стороны изделия, а приём — с противоположной. О наличии дефекта судят по уменьшению амплитуды в зоне звуковой тени, образующейся за дефектом, либо по изменению фазы или времени приёма сигнала, сопровождающего дефект (временной вариант метода). При одностороннем доступе к изделию используется зеркальный вариант теневого метода, при к-ром индикатором дефекта является уменьшение сигнала, отражённого от дна изделия. По чувствительности теневой метод уступает эхо-методу, однако преимуществом его является отсутствие мёртвой зоны.

Резонансный метод используется гл. обр. для измерения толщины изделия. Возбуждая в локальном объёме стенки изделия УЗ-колебания, модулируют их по частоте в пределах 2—3 октав, по значениям резонансных частот (когда по толщине стенки укладывается целое число полуволн) определяют толщину стенки изделия с погрешностью ок. 1%. При возбуждении колебаний во всём объёме изделия (интерг. вариант метода) можно по изменению резонансной частоты судить также о наличии дефектов или об изменении упругих характеристик материала изделия.

Метод свободных колебаний (интегральный вариант) основан на ударном возбуждении упругих колебаний в контролируемом изделии (напр., бойком ИЧ-вибратора) и последующем измерении с помощью пьезоэлемента механич. колебаний, по изменению спектра к-рых судят о наличии дефекта. Метод успешно применяется для контроля качества склейки низкодобротных материалов (текстолит, фанера и др.) между собой и с металлич. обшивкой.

Импедансный метод основан на измерении локального механич. сопротивления (импеданса) контролируемого изделия. Датчик импедансного дефектоскопа, работающий на частоте 1,0—8,0 кГц, булует прижат к поверхности изделия, реагирует на силу реакции изделия в точке прижима. Метод позволяет определять расслоения площадью от 20—30 мм² в клеёных и паяных конструкциях с металлич. и неметаллич. анолизисом, в слоистых пластиках, а также в наклеиваемых листах и трубах.

Велосиметрический метод основан на изменении скорости распространения изгибных волн в пластине в зависимости от толщины пластины или от наличия расслоений внутри многослойной клеёной конструкции. Метод реализуется на ИЧ (20—70 кГц) и позволяет обнаруживать расслоения площадью 2—15 см² (в зависимости от глубины), заделанно на глубине до 25 мм в изделиях из слоистых пластиков.

Акустико-топографич. метод основан на наблюдении мод колебаний, в т. ч. фнгуру Хладина, с помощью тонкодисперсного порошка при возбуждении в контролируемом изделии изгибных колебаний с модулируемой (в пределах 30—200 кГц) частотой. Частицы порошка, смещаясь с участков поверхности, колеба-

щихся с макс. амплитудой, к участкам, где эта амплитуда минимальна, обрисовывают контуры дефекта. Метод эффективен для контроля изделий типа многослойных листов и панелей и позволяет обнаруживать дефекты протяженностью от 1—1,5 мм.

Метод акустич. эмиссии (относящийся к массивным методам) основан на анализе сигналов, характеризующих волны напряжения, издаваемые при возникновении и развитии трещин в изделии в процессе его механич. или теплового нагружения. Сигналы приписываются пьезоэлектрич. датчикам, расположенным на поверхности изделий. Амплитуда, интенсивность и др. параметры сигналов содержат информацию о зарождении и развитии усталостных трещин, коррозии под напряжением и фазовых превращениях в материале элементов конструкций разл. типов, сварных швах, сосудах высокого давления и т. д. Метод акустич. эмиссии позволяет обнаруживать развивающиеся, т. е. наиб. опасные, дефекты и отделять их от обнаруженных др. методами дефектов, неразвиивающихся, менее опасных для дальнейшей эксплуатации изделия. Чувствительность этого метода при использовании спец. мер защиты приёмного устройства от воздействия внешних шумовых помех достаточно высока и позволяет обнаруживать трещины на нач. стадиях их развития, задолго до исчерпания ресурса изделия.

Перспективными направлениями развития акустич. методов контроля являются звуковибрация, в т. ч. акустич. голография, акустич. томография.

Вихрековая (электроиндуктивная) Д. основана на регистрации изменений электрич. параметров датчика вихрекового дефектоскопа (полного сопротивления его катушки или эдс), вызванных взаимодействием поля вихревых токов, возбужденного этим датчиком в изделии из электропроводящего материала, с полем самого датчика. Результирующее поле содержит информацию об изменении электропроводности и магн. проницаемости из-за наличия в металле структурных неоднородностей или нарушений сплошности, а также о форме и размерах (толщине) изделия или покрытия.

Датчики вихрековых дефектоскопов выполняются в виде катушек индуктивности, помещаемых внутрь контролируемого изделия или окружающих его (проходной датчик) либо накладываемых на изделие (накладной датчик). В датчиках экранного типа (проходных и накладных) контролируемое изделие располагается между катушками. Вихрековая Д. не требует механич. контакта датчика с изделием, что позволяет проводить контроль на высоких скоростях их отнесит. перемещения (до 50 м/с). Вихрековые дефектоскопы разделяются на след. осн. группы: 1) приборы для обнаружения нарушений сплошности с проходными или накладными датчиками, работающими в широком частотном диапазоне — от 200 Гц до десятков МГц (повышение частоты увеличивает чувствительность к протяженности трещин, поскольку можно применять малогабаритные датчики). Это позволяет выявлять трещины, являющиеся включениями и др. дефекты протяженностью 1—2 мм при глубине их залегания 0,1—0,2 мм (накладным датчиком) или протяженностью 1 мм при глубине 1—5% от диаметра изделия (проходным датчиком). 2) Приборы для контроля размеров — толщинометры, с помощью к-рых измеряют толщину разл. покрытий, нанесенных на основание из разл. материалов. Определение толщины неэлектропроводящих покрытий на электропроводящих основаниях, представляющее собой по существу измерение зазора, производится на частотах до 10 МГц с погрешностью в пределах 1—15% от измеряемой величины.

Для определения толщины электропроводящих гальванич. или лакиров. покрытий на электропроводящем основании используются вихрековые толщинометры, в к-рых реализуются спец. схемы подавления влияния изменения уд. электропроводности материала основания и изменения величины зазора.

Вихрековые толщинометры применяются для измерения толщины стенки трубы, баллонов из ферромагнитных материалов, а также листов и фольг. Диапазон измерений 0,03—10 мм, погрешность 0,6—2%.

3) Вихрековые структурометры позволяют анализировать значения уд. электропроводности и магн. проницаемости, а также параметры высших гармоник напряжения, судить о хим. составе, структурном состоянии материала, величине внутр. напряжений, сортировке изделия по маркам материала, качеству термич. обработки и т. д. Можно выявлять зоны структурной неоднородности, зоны усталости, оценивать глубину обезуглероживенных слоёв, слоёв термич. и хим.-термич. обработки и т. д. Для этого в зависимости от конкретного назначения прибора используются либо НЧ-поля большой напряженности, либо ВЧ-поля малой напряженности, либо двух- и многочастотные поля. В структуромерах для увеличения объёма информации, снимаемой с датчика, как правило, используются многочастотные поля и осуществляется спектральный анализ сигнала. Приборы для контроля ферромагн. материалов работают в НЧ-диапазоне (50 Гц—10 кГц), для контроля ферромагнитных — в ВЧ-диапазоне (10 кГц—10 мГц), что обусловлено зависимостью скин-эффекта от значения магн. проницаемости.

Электрическая Д. основана на использовании слабых полей токов и эл.-статич. полей и осуществляется эл.-контактным, термоэлектрич., трибоэлектрич. и эл.-статич. методами. Эл.-контактный метод позволяет обнаружить поверхностные и подповерхностные дефекты по изменению электросопротивления на участке поверхности изделия в зоне расположения этого дефекта. С помощью спец. контактов, расположенных на расстоянии 10—12 мм один от другого и плотно прижатых к поверхности изделия, подводится ток, а на др. паре контактов, расположенных на линии тока, замеряется напряжение, пропорциональное сопротивлению на участке между ними. По изменению сопротивления судят о нарушении однородности строения материала или о наличии трещины. Погрешность измерения составляет 5—10%, что обусловлено нестабильностью сопротивления токовых и измерит. контактов.

Термоэлектрич. метод основан на измерении термоэлектродвижущей силы (ТЭДС), возникающей в замкнутой цепи при нагреве места контакта двух разнородных металлов. Если один из этих металлов принять за эталон, то при заданной разности темп-р горячего и холодного контактов величина и знак ТЭДС будут определяться свойствами второго металла. Этим методом можно определить марку металла, из к-рого изготовлены заготовка или элемент конструкции, если число возможных вариантов невелико (2—3 марки).

Трибоэлектрич. метод основан на измерении трибоэДС, возникающей при трении разнородных металлов друг о друга. Измеряя разность потенциалов между эталонным и испытуемым металлами, можно различить марки нек-рых сплавов. Изменение хим. состава сплава в пределах, допустимых по техн. условиям, приводит к разбросу показаний термо- и трибоэлектрич. приборов. Поэтому оба этих метода могут быть применены лишь в случаях резкого различия свойств сортируемых сплавов.

Эл.-статич. метод основан на использовании нондеромоторных сил эл.-статич. поля, в к-рое помещают изделие. Для обнаружения поверхностных трещин в покрытиях металлиз. изделия его охватывают тонким порошковым мела из пульверизатора с эбонитовым накопчиком. Частицы мела при трении об обонит заряжаются положительно за счёт трибоэлектрич. эффекта и оседают на краях трещин, поскольку вблизи последних неоднородность эл.-статич. поля выражена наиб. заметно. Если изделие изготовлено из неэлектропроводящих материалов, то оно предварительно смачивается ионногенным пенетрантом и после удаления избытка его с поверхности изделия иридурируется заряд. Части-

тицами мела, к-рые притягиваются жидкостью, заполняющей полость трещины. В этом случае возможно обнаружение трещин, не выходящих на поверхность, подвешивающихся осмотру.

Капиллярная Д. основана на искусств. повышении цвето- и светоконтрастности участка изделия, содержащего поверхностные трещины, относительно окружающей поверхности. Осуществляется гл. обр. люминесцентным и цветным методами, позволяющими обнаружить трещины, выявление к-рых невозможным глазом невозможно из-за малых размеров, а использование оптич. приборов неэффективно из-за недостаточной контрастности изображения и малого поля зрения при требуемых увеличениях.

Для обнаружения трещины полость её заполняется пенетрантом — индикаторной жидкостью на основе люминофоров или красителей, проникающим в полость под действием капиллярных сил. После этого поверхность изделия очищается от излишков пенетранта, а из полости трещины индикаторная жидкость выкачивается с помощью проволочной (сорбента) в виде порошка или суспензии и изделие осматривается в затемнённом помещении в УФ-свете (люминесцентный метод). Люминесценция индикаторного раствора, поглощённого сорбентом, даёт чёткую картину расположения трещин с мин. раскрытием 0,01 мм, глубиной 0,03 мм и протяжённостью 0,5 мм. При цветном методе не требуется затемнения. Пенетрант, содержащий добавку красителя (обычно ярко-красного), после заполнения полости трещины и очистки поверхности от его излишка диффундирует в белый проявляющий лак, нанесённый тонким слоем на поверхность изделия, чётко обрисовывая трещины. Чувствительность обоих методов примерно одинакова.

Преимущество капиллярной Д. — её универсальность и односторонность технологии для деталей разл. формы, размеров и материалов; недостаток — применение материалов, обладающих высокой токсичностью, взрыво- и пожароопасностью, что предъявляет особые требования к технике безопасности.

Значение Д. Методы Д. применяются в разл. областях народного хозяйства, способствуя совершенствованию технологии изготовления изделий, повышению их качества, продлению срока службы и предотвращению аварий. Нек-рые методы (гл. обр. акустические) позволяют при периодич. контроле изделий в процессе их эксплуатации оценивать повреждаемость материала, что особенно важно для прогнозирования остаточного ресурса изделий ответственного назначения. В связи с этим непрерывно повышаются требования, предъявляемые к достоверности информации, получаемой при использовании методов Д., а также к производительности контроля. Т. к. метрологич. характеристики дефектоскопов невысоки и на их показание влияет множество случайных факторов, оценка результатов контроля может быть только вероятностной. Наряду с разработкой новых методов Д., осн. направление совершенствования существующих — автоматизация контроля, применение многопараметровых методов, использование ЭВМ для обработки получаемой информации, улучшение метрологич. характеристик аппаратуры в целях повышения достоверности и произвольности контроля, использование методов визуализации внутр. структуры в дефектов изделия.

Лит.: Шрайбер Д. С., Ультразвуковая дефектоскопия, М., 1965; Неразрушающий контроль. (Справочник), под ред. Д. Мак-Мастера, пер. с англ., кн. 1—2, М.—Л., 1965; Флаукевич А. С., Хусанов М. Х., Магнитографический контроль сварных соединений, М., 1966; Дорфеев А. Л., Электроиндуктивная (индукционная) дефектоскопия, М., 1967; Румянцев С. В., Радиационная дефектоскопия, 2 изд., М., 1974; Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий, под ред. В. В. Клева, (т. 1—2), М., 1976; Неразрушающий контроль металлов и изделий, под ред. Г. С. Самойловича, М., 1976. Д. С. Шрайбер.

ДЕФЕКТЫ в кристаллах — устойчивые нарушения правильного расположения атомов или ионов

в узлах кристаллич. решётки, соответствующего минимальному потенциальной энергии кристалла.

Геометрическая классификация Д. основана на числе измерений, в к-рых размеры дефектного участка (ядра Д.) значительно превышают межатомное расстояние a . К кубическим, или точечным, Д., у к-рых все размеры сравнимы с a , относятся *вакансии, междоузельные атомы*, применённые атомы замещения и внедрения (в разбавленных *твёрдых растворах*) и их мелкие скопления. Одномерными, или линейными, Д. являются цепочки точечных Д., *дислокации* (полные, частичные, двойниковые, аэрограммичные, межфазные) и *дисклинации*. Дислокации (иногда вдоль своей оси l размеры $\gg a$). Перпендикулярно l атомная конфигурация ядра дислокации ($\sim a$) обеспечивает скачок смещений атомов при обходе вокруг линии дислокации, равный вектору Бюргера b .

Двухмерными, или поверхностными, Д. являются *дефекты упаковки, границы двойников* (см. *Двойникование*) и зёрн (см. *Межзёрные границы*), антифазные и межфазные границы в *сплавах*, сама поверхность кристалла. Поверхностные Д., образующиеся внутри кристалла, ограничены полными или частичными дислокациями либо дисклинациями. Трёхмерными, или объёмными, Д. являются поры, трещины, включения др. фаз, тетраэдры из Д. упаковок.

Представление о точечных Д. введено в 1926 Я. И. Френкелем, понятие о дислокациях в 1934 независимо Дж. Тейлором (G. T. Taylor), Э. Орованам (E. Orowan), М. Полини (M. Polanyi) в развитие идей И. В. Обремова, Н. А. Бриллиантова, Л. В. Шубникова, Л. Прандтля (L. Prandtl), Делингера (V. Delinger) и др.

Основные характеристики Д.: энергия их образования U , равная разности между энергией кристалла с Д. и бездефектного кристалла из такого же числа атомов; характер изменения упругих искажений решётки ядра от Д., т. е. на расстояния $g \gg a$; избыточный объём; атомная структура ядра Д.; зарядовое состояние Д. — суммарный заряд и распределение заряда в ядре Д.; магн. момент Д.; скорость перемещения Д. по кристаллу под действием приложенных к кристаллу механич., электр. и др. сил (подвижность).

Энергия образования Д. Энергия образования вакансии (определяемая работой переноса атома из узла решётки на поверхность кристалла) $U \sim 1$ эВ. Энергия образования междоузельного атома (работа переноса атома с поверхности кристалла в междоузелье) порядка неск. эВ. Точечные Д. повышают конфигурац. энтропию S кристалла. Поэтому при конечной темп-ре T в термодинамич. равновесии, характеризуемом минимумом свободной энергии $F = nU - T\Delta S$, кристалл всегда содержит нек-рое кол-во (n) точечных Д. В простейшем случае одноатомных металлов относят. концентрация вакансии $S = \exp(-U/kT)$.

Энергия образования линейных, поверхностных и объёмных Д. велика, и при термодинамич. равновесии их в кристалле нет. Однако при механич. воздействии в кристалле могут возникнуть дислокации и др. Д. Т. к. время до спонтанной аннигиляции дислокаций или до их выхода из кристалла велико, то обычно любой кристалл содержит дислокации. Выращивание бездислокац. кристаллов макроскопич. размеров возможно лишь при соблюдении ряда спец. мер. Осн. доло энергии дислокации составляет энергия упругих искажений решётки вокруг неё; на единицу длины дислокации она порядка $0,16G^2$, где G — модуль сдвига, т. е. ок. 10^9 эВ на атомную плоскость, перпендикулярную оси дислокации. Поверхностная энергия Д. упаковок в разл. металлах и сплавах $U \sim 10-200$ Дж·м⁻², для межзёрных границ $U \sim 1$ Дж·м⁻². Энергия макроскопич. трёхмерных Д. определяется в осн. их поверхностной энергией и энергией упругих искажений.

Механические напряжения. Д., как правило, являются источниками внутр. механич. напряжений. На-

прижение σ на расстоянии r от точечного Д. мощности S , определяемой разностью объёмов Д.—включения и полости в кристалле, в k -руо он оставлен, равно:

$$\sigma \sim GC/r^3, \quad (1)$$

т. е. спадает с r сравнительно быстро. В отличие от этого, упругое поле дислокации

$$\sigma \sim Gb/r \quad (2)$$

является дальнедействующим. Для поверхностных Д. σ спадает с r быстрее; так, для малодугового дислока. границы при $r > h$ (h — расстояние между дислокациями):

$$\sigma \approx \frac{Gb r e^{-2\pi r/h}}{h^2}. \quad (3)$$

Избыточный объём. При образовании точечных Д. после перенесения лишнего атома в кристалл (или удаления атома из узла) окружающие Д. атомы и все последующие атомы влиять до поверхности кристалла смещаются (релаксируют) в положения с мин. энергией (ближайшие атомы вокруг вакансии сдвигаются к ней, междоузельный атом, наоборот, расталкивает окружающие атомы). В результате объём кристалла изменяется на ΔV . Напр., для вакансии $\Delta V = -(0,3-0,6)\Omega$, для междоузельного атома в конфигурации гантели $\Delta V = (1,7-2,2)\Omega$, где Ω — атомный объём для недостающего атома.

Для дислокации в линейной теории упругости $\Delta V = 0$, т. к. для винтовой дислокации диагональные компоненты тензора напряжений $\sigma_{ii} = 0$, а для краевой дислокации сжатие решётки по одну сторону от плоскости скольжения точно скомпенсировано растяжением по др. сторону от неё. Учёт структуры ядра дислокации и нелинейных эффектов в теории упругости показывает, что дислокация вызывает расширение решётки ΔV на атомную плоскость, перпендикулярную оси дислокации, порядка Ω . Изменение объёма ΔV в случае поверхностных Д. соответствует увеличению локального межплоскостного расстояния на 10–20%.

Структура ядра Д. определяется структурой кристаллич. решётки. Среди точечных Д. резко различающимися атомными конфигурациями обладают междоузельные атомы. Они могут занимать междоузлия разл. симметрии (окта- и тетраэдрические в кубич. решётках), образовывать с одним из атомов решётки «гантели» разной ориентации либо обладать конфигурацией *краудиона*.

Ядро дислокации с вектором Бюргерса b бывает энергетически выгодно расщепиться на нек. частичных дислокаций с векторами Бюргерса b_i ($b = \sum b_i$), соединённых полосками из дефектов упаковки, к-рые лежат в плоскости скольжения или расположены под углом к ней. Особенно сложной бывает конфигурация ядра расщеплённой дислокации в объёмноцентриров. кубических и гексагональных кристаллах, а также в кристаллах с *элементарной ячейкой*, содержащей много атомов разных сортов.

Зарядовое состояние Д. Удаление иона при образовании вакансии, замещение иона примесным атомом иной валентности, внесение «лишнего» атома при образовании междоузельного атома, смещение ионных остовов при образовании дислокаций и поверхностных Д. вызывает появление нескомпенсиров. зарядов на Д. В металлах эти заряды в значит. мере экранируются путём перераспределения электронов проводимости. Однако экранировка оказывается неполной и вакансии имеют небольшой отрицат., а междоузельные атомы — положит. заряды. В случае краевой дислокации неполное экранирование ионного заряда, вызвавшего нелинейным увеличением объёма ΔV , вызывает появление результирующего заряда $\sim 0,1e$ на атомную плоскость (e — заряд электрона). В металлич. *полукристаллах* полное экранирование вызывает также появление отрицат. заряда на границах зёрен.

В неметаллич. кристаллах точечные Д. имеют в определённой зоне локальные шергетич. уровни, к-рые

могут быть либо пустыми (если они лежат выше уровня Ферми), либо занятыми одним или нек. электронами. В результате возникает множество центров, определяющих оптич., электр., магн. и др. свойства ионных и полупроводниковых кристаллов (см., напр., *Центры окраски*).

В ионных кристаллах с заряженными точечными Д. электронейтральность обеспечивается тем, что Д. образуют пары — либо вакансии и междоузельный ион (дефекты Френкеля), либо 2 вакансии противоположного заряда (дефекты Шоттки), либо 2 междоузельных иона (антипарадефекты Шоттки). Ядро дислокации в ионных кристаллах обычно не несёт результирующего заряда, т. к. на оси дислокации в плоскости скольжения равноимённые ионы, как правило, чередуются. Однако на ступеньках это чередование нарушено и ступеньки на дислокации несут заряд, равный, напр., в кристаллах типа $\text{NaCl} \rightarrow e/2$, так что эффективный линейный заряд дислокации определяется линейной плотностью ступенек (а также адсорбированными дислокацией заряженными точечными Д.) и может доходить до 0,1 e на 1 атомную плоскость. В ядре краевых дислокаций в полупроводниковых кристаллах с решёткой *алмаза* имеются цепочки ненамеченных связей (ловушки). При захвате электронов ловушками дислокации также приобретают заряд.

Подвижность Д. Движение точечных Д. по кристаллу происходит путём термически активированных атомных пересторок, характеризуемых энергией активации (миграции) U_m . Она варьируется обычно от 0,1 эВ (междоузельные атомы) до 1–2 эВ (вакансии). Исключением является безактивационное движение гантели, динамич. краудионов и канализованных атомов под действием импульса, переданному атому при столкновении с быстрой частицей или в ударной волне (см. *Канализование заряженных частиц*).

Скопление дислокаций происходит под действием механ. напряжений σ . При $\sigma \ll 0,01 G$ скорость дислокации определяется термически активированным преодолением разл. препятствий и равна:

$$v \approx v_0 \exp[-U_m(\sigma)/kT],$$

где v_0 — пропорц. площади, «заметасмой» дислокац. сегментом после преодоления препятствия, а энергия активации U_m зависит от вида препятствия. При больших σ скорость дислокации определяется динамич. торможением, обусловленным взаимодействием с *фононами* и *электронами проводимости*: $v = \sigma/V(T)$, где V — т. н. константа торможения, равная при комнатной температуре $10^{-4}-10^{-3}$ (гуаз). Т.п. переносные дислокации определяются механ. и осмотич. силами (вторая зависит от концентрации точечных Д.) и лимитируется диффузионным переносом массы к дислокации или от неё.

Миграция поверхностных Д. (границ зёрен) по нормали к поверхности обычно термически активирована и связана с перестройкой (поворотом) небольших групп атомов. При двойниковании и бездиффузионных фазовых превращениях Д. перемещается за счёт скольжения двойникоющих или мезофазных дислокаций, образующих уступы на границе.

Образование Д. и их наблюдение. Механизмы образования точечных Д.: смещение атома из узла в результате механ. воздействия, напр. в связи с соударением с быстрой частицей (см. *Радиационные дефекты*); перемещение ступенек на движущихся дислокациях; термоактивиров. зарождение Д. на внеш. поверхности кристалла, на дислокациях и поверхностных Д. внутри кристалла; рождение пар Френкеля при аннигиляции экситонов в неметаллич. кристаллах.

Зарождение дислокаций происходит при слиянии точечных Д., в процессе *кристаллизации*, при облучении быстрыми частицами и др. Образование поверхностных Д. связано с эпитаксиальной кристаллизацией,

зарождением и ростом двойников или новых зёрен (при рекристаллизации или фазовом превращении). Атомная структура ядер дислокаций, точечных и поверхностных Д. наблюдается с помощью авториночного микроскопа (см. *Ионный проектор*), методами электронной микроскопии и др. Дифракционные методы (*электронография, рентгеновский структурный анализ, нейтроннография структурная*) используются для определения атомных конфигураций ядер и уругих ядер Д. Ряд деталей установлен моделированием на ЭВМ.

Влияние Д. на свойства кристаллов. Д. влияют практически на все свойства кристалла. Всецело определяются ими т. н. структурно-чувствительные свойства: диффузионные явления (движение точечных Д.), *пластичность* (движение дислокаций и точечных Д.), разрушение (зарождение и рост трещин при объединении дислокаций), *рекристаллизация, двойникование, фазовые превращения* (движение межзёрновых и межфазовых границ), радиационные явления (изменение свойств кристаллов под действием быстрых частиц, создающих точечные Д.), электрические, оптические и др. свойства, обусловленные взаимодействием посетителей зарода с Д.

В атомной структуре аморфных твёрдых тел (стёклах, аморфных металлах и сплавах, аморфных и стеклообразных полупроводниках) наблюдаются области размером $\sim a$ с аномальным взаимным расположением и плотностью атомов, обладающие собств. внутр. напряжениями, избыточным объёмом, подвижностью, т. е. рядом свойств точечных Д. и дислокаций.

Лит.: Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; Дамаск А., Дислокации, Точечные дефекты в металлах, пер. с англ., М., 1966; Хирт Дж., Лоте И., Теория дислокаций, пер. с англ., М., 1972; Колли А., Гросс Г., Кристаллография и дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1974; Струтинский А. М., Теория дефектов в твёрдых телах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 2, М., 1979, гл. 5; Орлов А. И., Введение в теорию дефектов в кристаллах, М., 1983; Орлов А. И., Трутинский Ю. В., Энергия точечных дефектов в металлах, М., 1983.

ДЕФЕКТЫ УПАКОВКИ — ошибки в порядке чередования плотноупакованных плоскостей кристалла. Атомные структуры ряда кристаллов можно представить в виде плотных шаровых упаковок. На рис. 5 а представлен двумерный плотноупакованный слой шаров одинакового размера; второй такой слой можно расположить над первым двойко: шары укладываются в лунках типа В (упаковки типа АВ) либо в лунках типа С (типа АС; рис., б). Третий слой можно расположить либо так, чтобы центры его шаров поменялись над центрами шаров А, либо в лунках типа С. В первом случае получим двухслойную упаковку АВАВ... во втором — трёхслойную АВСАВС... (4-й слой распола-

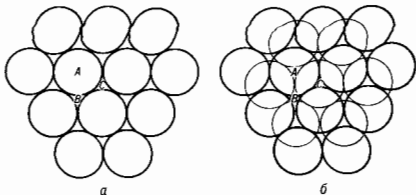
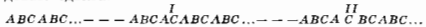


Рис. а — иллотриальная упаковка шаров в плоском слое, А — центр шара; б — два плотноупакованных слоя шаров (АС).

гается над 2-м либо над 1-м и т. д.). Первый тип упаковки реализуется в гексагональных плотноупакованных (ГПУ) структурах (Mg, Zn, α -Co), второй — в кубич. металлах (Ag, Au, Fe-Co) с гранцентрир. решёткой (ГЦК), а также в полупроводниках (Ge, Si, GaAs, PbS и т. д.).

В идеальных кристаллах все иллотноупакованные слои (плоскости) расположены в строгом порядке, образуя периодич. последовательности. Однако в реальных кристаллах часто (особенно при аластич. деформации, фазовых переходах или в процессе роста) возникают ошибки в расположении слоев, напр. вместо последовательности АВСАВС... может образоваться последовательность АВСВАС...; здесь из периодич. структуры удалена ода из плоскостей типа А, такой дефект наз. Д. у. в ычитании. Обратный случай, когда в последовательности плоскостей вставляется лишняя плоскость, называется Д. у. в едрении (АВСА↑С↓ВСАВС...) или двойным Д. у. (можно считать, что изъято две плоскости). В гексагональной двухслойной упаковке простой Д. у. выглядит как АВА↑САВ..., двойной Д. у. — как АВА↑С↓ВСВ...

Д. у. могут образоваться в результате неоднородного распределения вакансий (Д. у. вчитания) либо межзёрновых атомов (Д. у. вдерения). В этих случаях Д. у. не выходят на боковую поверхность кристалла, а образуются внутри его. При этом край Д. у. образуют линейные *дефекты*, наз. частичными дислокациями. Д. у. вчитания может образоваться и при сдвиге одной части кристалла (напр., верхней) относительно нижней. Действительно, если все атомы (типа В) верх. слоя (и всех вышележащих) сместятся в положение С, то вместо последовательности АВСАВСАВС... получим АВСВАС↑АВС... (при перемещении слоя В в положение С расположились на нём слои также перемещаются: С — А; А — В). Для получения двойного Д. у. необходимо произвести 2 последоват. сдвига:



Так образуются Д. у. в процессе аластич. деформации и при фазовых превращениях.

При образовании Д. у. в кристаллах как бы возникают области не свойственной им структуры. Так, в случае Д. у. вчитания АВС↑ВСАВС... в кубич. кристалле оказываются 4 слоя (ВСВС), уложенных по закону

Вещество	Графит									
	Al	Fe ₂ Al	Co	Ni	Cu	Cu ₂ Zn	Ag	Si	AlN	
ϵ , эрг/см ²	170	500	20	130	40	7	25	40—50	0,51	4

гексагональной упаковки. Это приводит к увеличению энергии кристалла на небольшую величину, наз. *энергией Д. у.* Очевидно, что чем меньше энергия ϵ Д. у., тем больше вероятность их образования (табл.).

Д. у. тесно связаны с *двойникованием* кристалла. Так, если Д. у. образуются между каждой шарой плоскостей в одной из иловов ГЦК-кристалла, то это эквивалентно образованию шары двойников с плоскостью двойникования, проходящей, напр., по слою С: АВСАВСВАСВАС. Простой Д. у. вчитания можно рассматривать как пару параллельных и прилегающих плоскостей двойникования АВСА↑С↓ВСАВСА..., представляющих собой двойниковую прослойку мин. толщины. Д. у. дают на электронных микрофотографиях характерный контраст в виде чётких параллельных полос (если они нормальны к поверхности фольги) либо в виде светлых (Д. у. вчитания) или тёмных (Д. у. вдерения) пятен.

Лит.: Рид В., Дислокации в кристаллах, пер. с англ., М., 1957; Ван Бюрен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; Фридель Ж., Дислокации, пер. с англ., М., 1967; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 2, М., 1978, гл. 5.

ДЕФОРМАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — нормальные колебания многоатомных молекул, осн. вклад в к-рые вносят деформации валентных углов. Д. к. органич.

молекулу, содержащих группы $>CH_2$, $-CH_2$, $=CH_2$, $-NH_2$ и т. п., могут быть двух типов — внутренние Д. к., при к-рых изменяются углы внутри группы (напр., углы $H-C-H$ в группе CH_3), и внешние Д. к., при к-рых изменяются углы, определяющие поворот всей группы в целом. Д. к. не всегда могут быть однозначно выделены по формам колебаний: в пек-рые из них значит. вклад вносит деформации валентных связей и торсионные колебания (вращение вокруг хим. связей). Частоты Д. к. обычно ниже и, как правило, менее характерны, чем частоты валентных колебаний (см. *Характеристические частоты, Спектральный анализ*).

Лит.: см. при ст. Молекула.

ДЕФОРМАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ — изменение энергии электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне при деформировании полупроводника. Деформация изменяет ширину запрещенной зоны полупроводника и тем самым положение дна зоны проводимости и «потока» валентной зоны (см. *Зональная теория*). Энергия электрона \mathcal{E} изменяется при деформации кристалла на величину $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E} - \mathcal{E}_0 = \sum_{ik} D_{ik} u_{ik}$,

где \mathcal{E}_0 — энергия при отсутствии деформации, D_{ik} — тензор Д. п., u_{ik} — тензор деформации. Для упрощенного описания деформ. эффектов в полупроводниках иногда вводят величину $d\mathcal{E}_g/dp$, к-рая характеризует изменение ширины запрещенной зоны \mathcal{E}_g полупроводника при всестороннем сжатии (p — давление). Напр., для кристалла германия $d\mathcal{E}_g/dp = 5 \cdot 10^{-6}$ эВ/атм, а для кремния $-1,5 \cdot 10^{-6}$ эВ/атм. Д. п. позволяют описать взаимодействие носителей заряда с акустик. ДВ-фонами в полупроводниках всех типов. В пьезоэлектрич. полупроводниках (напр., в Ge) взаимодействие через Д. п. определяет существование таких эффектов, как электронное поглощение УЗ (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*), акустоэлектрический эффект и др. В пьезоэлектрич. полупроводниках пьезоэлектрич. взаимодействие на относительно низких частотах (~ 50 МГц) сильнее, чем взаимодействие через Д. п., однако на частотах в неск. ГГц они выравниваются. Д. п. определяет также *тензоррадиционный эффект*, на основе к-рого работают датчики давления, полупроводниковые тензомеры, микрофоны и др. устройства.

Лит.: Б и р Г. Л., И н к у с Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972. Э. И. Рабио.

ДЕФОРМАЦИЯ механическая (от лат. *deformatio* — искажение) — изменение взаимного расположения множества частиц материальной среды, к-рое приводит к искажению формы и размеров тела и вызывает изменение сил взаимодействия между частицами, т. е. появление напряжений (см. *Напряжения механические*). Д. тела возникает в результате приложения механич. сил, телного расширения, воздействия элктрич. и магн. полей и др. Д. наз. у п и р о й, если она возникает и исчезает одновременно с нагрузкой и не сопровождается рассеянием энергии. П л а с т и ч е с к а я Д. сохраняется при снятии напряжений и сопровождается рассеянием энергии; величина её зависит не только от значений приложенных сил, но и от предыдущей истории их изменения. Для в я з к о у и р у о й Д. типичная зависимость от процесса нагружения во времени, причём при снятии нагрузки Д. самопроизвольно стремится к нулю.

В кристаллах упругая Д. проявляется в изменении расстояний между узлами и перекосе кристаллич. решетки без изменения порядка расположения атомов; первонач. конфигурация восстанавливается при снятии нагрузки (см. *Упругость*). Одним из механизмов пластич. Д. в кристалле являются движение и размножение *дислокаций*. При малых напряжениях перемещение дислокаций обратимо. При напряжениях выше предела упругости движение дислокаций вызывает необратимую перестройку кристаллич. структуры, т. е. Д. становится пластической (см. *Пластичность кри-*

сталлов). В поликристаллич. теле (напр., в техн. металле), как правило, одна часть зёрен деформируется упруго, другая — пластически. При этом в макромасштабе необратимая Д. может оказаться ничтожно малой (и тело считается упругим), но её наличие проявляется в т. п. *гистерезисе упругом* (в частности, свободные колебания затухают вследствие рассеяния энергии, затрачиваемой на пластич. Д. множества зёрен). Для возникновения движения и размножения дислокаций требуется определ. время. С этим связана динамика чувствительности материала: чем быстрее возрастает нагрузка, тем меньше пластич. Д. возникает при определ. величине напряжения. Если напряжения, превышающие предел упругости, действуют кратковременно, то движение и размножение дислокаций не успевают развиться и пластич. Д. не возникает (см. *Запаздывание текучести*). Д. получается связана с движением дислокаций, диффузией внедрённых атомов, перестройкой межзёрных связей.

В полимерах Д. определяется изменением конфигурации длинных полимерных цепей и поперечных связей между ними. Наличие дальних взаимодействий обуславливает протяжённость во времени развития Д. Для полимеров типична вязкоупругая Д. (см. *Вязкоупругость*).

В механ. сплошной среды рассматриваются Д. бесконечно малой окрестности точки, но к-рым воспроизводятся Д. тел произвольных форм и размеров. Волочком наз. линия, состоящая из частиц вещества. Относительным удлинением ϵ волокна наз. отношение изменения его длины $l-l_0$ к первонач. длине l_0 , т. е. $\epsilon = (l-l_0)/l_0$. С д в и г о м наз. изменение угла между элементарными (бесконечно малыми) волокнами, исходящими из одной точки среды и взаимно перпендикулярными до Д. В точке (её окрестности) Д. определена, если известны относ. удлинения бесчисленного множества элементарных (бесконечно малых) волокон, содержащих эту точку, и изменения углов между ними. Д. наз. малой при $\epsilon \ll 1$ (практически — до величин порядка 5–7%).

Относит. удлинения элементарных волокон, содержащих рассматриваемую точку M и направленных до Д. параллельно осям прямоуг. систем координат $Ox_1x_2x_3$, при малой Д. обозначают $\epsilon_{11}, \epsilon_{22}, \epsilon_{33}$, а сдвиги между ними — $2\epsilon_{12}, 2\epsilon_{23}, 2\epsilon_{31}$, причём $\epsilon_{12} = \epsilon_{21}, \epsilon_{23} = \epsilon_{32}, \epsilon_{31} = \epsilon_{13}$. Если MA и MB (рис.) — координатные материальные отрезки до деформации и MA_1 и MB_1 — их положения после деформации, то $\epsilon_{11} = (MA_1 - MA)/MA$, $\epsilon_{22} = (MB_1 - MB)/MB$, $\epsilon_{12} = (\theta_1 + \theta_2)/2$. Шесть величин ϵ_{ij} образуют тензор малой Д., к-рый полностью определяет Д. окрестности точки M . Напр., относит. удлинение волокна, направление к-рого θ образует углы $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ с осями $Ox_1x_2x_3$, равно

$$\epsilon_\nu = \epsilon_{11}l_1^2 + \epsilon_{22}l_2^2 + \epsilon_{33}l_3^2 + 2(\epsilon_{12}l_1l_2 + \epsilon_{23}l_2l_3 + \epsilon_{31}l_3l_1), \quad (1)$$

где $l_1 = \cos \alpha_1, l_2 = \cos \alpha_2, l_3 = \cos \alpha_3$. Относит. изменение объёма окрестности точки ($dV - dV_0$)/ dV_0 равно $\theta = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$. Величина $\epsilon = \theta/3$ наз. средней (гидростатич.) Д. окрестности точки. Тензор Д. можно представить в виде суммы шарового тензора и девятатора. Шаровой тензор Д. определяется величинами

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \epsilon, \quad \epsilon_{12} = \epsilon_{23} = \epsilon_{31} = 0$$

и характеризует объёмную Д. (расширение — сжатия), которую относят к упругой. Величины $\epsilon_{11} = \epsilon_{11} - \epsilon, \epsilon_{22} = \epsilon_{22} - \epsilon, \epsilon_{33} = \epsilon_{33} - \epsilon, \epsilon_{12} = \epsilon_{12}, \epsilon_{23} = \epsilon_{23}, \epsilon_{31} = \epsilon_{31}$ определяют девятатор Д., который характеризует Д. изме-

ловлен когерентным смешиванием нуклоных оболочечных конфигураций. Аксиальное ядро характеризуется внутр. эдрикцией, квадрупольным моментом Q_0 , т. е. квадрупольным моментом относительно совств. системы координат x', y', z' , жёстко связанной с ядром (рис. 1). Вращение ядра приводит к усреднению заряженного эксцентриситета. Статич. квадрупольный момент Q ядра определяется как ср. значение этой величины \bar{Q} в состоянии с макс. проекцией ($M=I$) полного угл. момента I ядра на выделенное в пространстве направление z (рис. 1):

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (1)$$

Рис. 1. Схема связи угловых моментов в медленно вращающемся деформированном ядре: I — угловой момент коллективного вращения, J — суммарный угловой момент нуклонов, I — полный угловой момент.

Здесь K — проекция I на ось z' , совпадающую с осью симметрии Д. я. Для основного состояния ядра $K=I$, поэтому:

$$Q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (2)$$

Из (2) видно, что в состояниях с $I=0$ и $1/2$ $Q=0$, даже если $Q_0 \neq 0$ (согласно квантовой механике, направление оси симметрии ядра в пространстве в этом случае равновероятно). Величина Q определяется из сверхтонкой

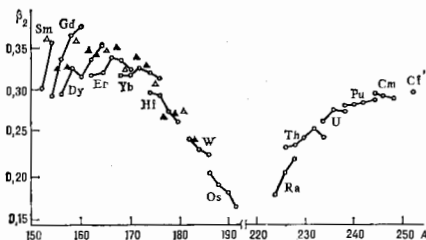


Рис. 2. Параметры β_2 квадрупольной деформации основных состояний ядер с $A > 150$; \square — чётно-чётные ядра, \triangle — нечётно-нечётные ядра, \bullet — нечётно-чётные ядра.

структуры атомных спектров, а Q_0 — из сечений кулоновского возбуждения вращат. состояний или их времён жизни (последние измерения дают величину Q_0^2 , знак Q_0 устанавливается по Q ; см. Кулоновское возбуждение ядра).

Параметры деформации ядра определяются по величине Q_0 и зависят от распределения плотности ядерного вещества. В простейшем случае предполагается, что ядро — равномерно заряженный эллипсоид вращения с полуосями $a > b$. Плотность распределения нейтронов и протонов постоянна внутри эллипсоида и равна 0 вне его (модель ядра с резким краем). Размер ядра определяется среднеквадратичным радиусом $R_0 = 1,2A^{1/2}$ Ферми, а его форма выражается:

$$R(\theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, \varphi)], \quad (3)$$

где Y_{20} — сферич. ф.ция, β_2 паз. и параметром квадрупольной деформации:

$$\beta_2 = \left(\frac{16\pi}{45}\right)^{1/2} \frac{a-b}{R_0} = 1,06 \frac{a-b}{R_0} \quad (4)$$

При малых деформациях:

$$Q_0 = \frac{3e}{\sqrt{35}} ZR_0^2 \beta_2, \quad (5)$$

где e — элементарный заряд. Для больших деформаций β_2 в (5) следует заменить на $\beta_2(1+0,16\beta_2+0,20\beta_2^2)$. Для Д. я. 4-й и 5-й групп $\beta_2 \sim 0,2-0,3$ (рис. 2), что согласуется с оценкой $\beta_2 \sim A^{-1/2}$ [отношение числа нуклонов вне заполненных оболочек ($A^{1/2}$) к A]. Ядра с нечётным A и нечётно-нечётные ядра имеют примерно такую же равновесную деформацию, как и соседние чётно-чётные ядра.

Др. определение параметра квадрупольной деформации δ :

$$\delta = \frac{a-b}{R_0} + \frac{1}{6} \left(\frac{a-b}{R_0}\right)^2 + \dots \quad (6)$$

Для него Q_0 пропорц. δ при любой величине деформации. Соотношение между δ и β_2 имеет вид:

$$\delta = 0,95\beta_2(1 - 0,48\beta_2^2). \quad (7)$$

Деформации высших порядков. Кроме квадрупольной деформации, играющей гл. роль, Д. я. обладают аксиальными деформациями выс. порядков. Форма ядра, имеющего квадрупольную и гексадекапольную (4-го порядка) деформации, даётся выражением:

$$R(\theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, \varphi) + \beta_4 Y_{40}(\theta, \varphi)], \quad (8)$$

где β_4 — параметр гексадекапольной деформации (рис. 3). С учётом β_4 Q_0 для ядра с резкой границей описывается ф-лой (5), в к-рой β_2 следует заменить на $\beta_2(1+0,36\beta_4+0,96\beta_4^2)+0,33\beta_4^2$. Параметр гексадека-

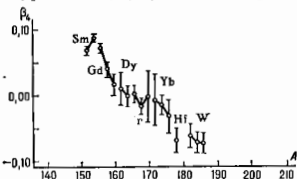


Рис. 3. Гексадекапольные деформации основных состояний ядер редкоземельных элементов; вертикальные линии — ошибки измерений.

польной деформации β_4 для редкоземельных ядер меньше 0 и в 20–30 раз меньше β_2 .

Структура основных состояний. Д. я. обладают широким спектром коллективных и одночастичных движений, в к-рых проявляются как макроскопич. свойства ядра, так и оболочечные (квантовые) эффекты. Для описания одночастичного движения нуклонов в Д. я. используется несферич. ср. поле, представляющее собой аксиально-симметричный, квадрупольно-деформированный потенциал, учитывающий спин-орбитальный взаимодействие нуклонов. Наиб. распространён т. н. и потенциала Нильссона — потенциал анизотропного гармонич. осциллятора. Потенциал Нильссона имеет бесконечную глубину, поэтому он влохо описывает движение нуклонов на границе вне ядра. Ближе к реальному ср. полю ядра потенциал конечной глубины с размытым краем (потенциал Саксона — Вудса). Для нейтронной и протонной систем потенциалы поля несколько отличны.

Квантовые числа однонуклонного движения определяются симметрией ср. поля. Пространств. чётность π и проекция Ω полного угл. момента J нуклона на ось симметрии ядра z' являются интегралами движения. Состояние с данным Ω двукратно вырождено, т. к. орбиты, отличающиеся только знаком Ω , инвариантны относительно отражения времени. Следствием аксиальности деформации является равенство $\Omega = K$.

Для определения др. квантовых чисел Д. я. важна близость ср. поля ядра к потенциалу гармонич. осциллятора. В анизотропном осцилляторном потенциале движение разделяется на независимые колебания вдоль оси z' (квантовое число n_z') и в плоскости, перпендикулярной этой оси (n_{\perp}). Вырожденные состояния с одинаковым n_{\perp} можно характеризовать проекцией Λ орбитального момента нуклона на ось z' :

$$\Lambda = \pm n_{\perp}, \pm (n_{\perp} - 2), \dots, \pm 1 \text{ или } 0. \quad (9)$$

Однако из-за спин-орбитальной связи ни Λ , ни проекция спина нуклона на ось z' ($\Sigma = \pm 1/2$) не сохраняются, сохраняется проекция полного угла момента $\Omega = \Lambda + \Sigma$.

В реальном ядерном потенциале n_{\perp} , n_z или N , n_z ($N = n_{\perp} + n_z$ наз. гл. осцилляторным квантовым числом) приближённо сохраняются. Существование др. пары приближённых квантовых чисел Λ , Σ не зависит от конкретного вида потенциала и является следствием аксиальной симметрии ядра (в несферич. потенциале состояния с различными Λ , связанные спин-орбитальным взаимодействием, различаются по энергии и поэтому слабо смешиваются). Четыре приближённых квантовых числа N , n_z , Λ , Σ полностью характеризуют состояние нуклона в ср. поле ядра. Для квантовых чисел однонуклонного движения принята запись:

$$\Omega \lambda [N n_z \Lambda \Sigma], \quad (10)$$

причём $\lambda = (-1)^N$.

В основном состоянии чётно-нечётных Д. я. уровни ср. поля нейтронов или протонов заполняются нуклонами попарно ($\pm \Omega$). Такое «выстраивание» орбитального движения нуклонов приводит к нулевой суммарной проекции угла момента ядра I на ось симметрии z' :

$K = \sum_{i=1}^A \Omega_i = 0$. Последняя заполненная орбита в нейтронах или протонах конфигурируется наз. энергией ϵ_F или поверхностью Ферми (энергия Ферми нейтронов ϵ_F^N , протонов ϵ_F^P). У Д. я. с чётным числом нуклонов все низшие орбиты попарно заполнены, а нечётный нуклон занимает низший свободный уровень. Поэтому K и λ основного состояния нечётного ядра совпадают с Ω и λ орбиты нечётного нуклона. У чётно-нечётных Д. я. нечётный нейтрон и протон находятся на двух разл. орбитах, если число нейтронов и протонов различно. Все низшие орбиты нейтронов и протонов попарно заполнены. В основном состоянии нейтрон и протон должны находиться в триплетном спиновом состоянии: $\Sigma_n + \Sigma_p = 1$ (правило Галлахаера — Мюшкельского), поэтому $K = |\Omega_n \pm \Omega_p|$.

Возбуждённые состояния Д. я. Парные корреляции нуклонов. Возбуждённые состояния ядер образуются при переходе частиц из заполненных уровней на свободные. Незаполненные орбиты под уровнем Ферми образуют «дырочные» состояния, а заполнения над уровнем Ферми — «частичные». Возбуждённые состояния определяются гл. обр. т. н. остаточным взаимодействием между нуклонами, в частности взаимодействием, переводящим нару нуклонов одного сорта из состояния $(\vec{v}\vec{v})$ в состояние $(\vec{v}'\vec{v}')$, где v, v' — совокупности квантовых чисел (10), а \vec{v}, \vec{v}' — сопряжённые по времени состояния с проекцией момента — Ω . Это взаимодействие приводит к парным корреляциям сверхпроводящего типа, к-рые в Д. я. характеризуются сильным конфигурационным смешиванием уровней v и \vec{v} , находящихся в интервале энергий порядка энергии корреляции пары $\Delta \sim \epsilon_F A^{-2/3}$ по обе стороны от поверхности Ферми.

Парные корреляции в Д. я. существуют независимо в протонной и нейтронной системах (нейтрон — протонное спаривание не играет роли). Пара образована нуклонами с противоположным знаком Ω . Число коррелированных пар $\sim \rho_0 \Delta \sim A^{1/3}$, где ρ_0 — плотность

одночастичных уровней и поверхность Ферми. Энергия корреляции Δ для протонов несколько больше, чем для нейтронов. В среднем для чётно-нечётных Д. я. редкоземельных элементов $\Delta_n = 0,8$ МэВ, $\Delta_p = 0,9$ МэВ; для актинидов — $\Delta_n = 0,7$ МэВ, $\Delta_p = 0,8$ МэВ.

Несмотря на сильное конфигурационное смешивание, одночастичное движение нуклонов сохраняет характерные черты, в частности сохраняются K и λ основных состояний ядер. Однако в результате когерентного взаимодействия, в к-ром участвуют $A^{1/3}$ частиц вблизи поверхности Ферми, в ядре возникают элементарные возбуждения, наз. *квазичастицами*. Квазичастица представляет собой суперпозицию частицы и дырки. Основным состоянием чётно-нечётного ядра является вакуум квазичастиц, а возбуждённые ядра содержат чётное число квазичастиц. В этих ядрах нет квазичастичных возбуждений с энергией $\epsilon < 1,5 - 2,0$ МэВ, т. к. мин. энергия двухквазичастичного возбуждения, связанного с разрывом пары, равна 2Δ . Энергетич. щель в спектре возбуждённых состояний чётно-нечётных Д. я. — характерный признак парных корреляций сверхпроводящего типа.

В основном состоянии нечётных Д. я. неспаренный нуклон занимает уровни, ближайшие к поверхности Ферми, уменьшая тем самым объём фазового пространства для взаимодействия остальных нуклонов того же сорта. Этот т. н. эффект блокировки уменьшает Δ приближительно на 10—20% по сравнению с чётными Д. я. Возбуждённые уровни нечётных Д. я. с энергией $\epsilon < 0,5$ МэВ — одноквазичастичные состояния нечётного нуклона. Плотность уровней в этом интервале энергий примерно вдвое превышает плотность одночастичных состояний ср. поля ядра, что объясняется характерным спектром одноквазичастичных возбуждений:

$$\epsilon_v = \sqrt{(\epsilon_v - \epsilon_F)^2 + \Delta^2}, \quad (11)$$

где ϵ_v — энергия нуклона в ср. поле в состоянии с квантовыми числами v . При $\epsilon \geq 1,5 - 2,0$ МэВ плотность уровней сильно возрастает из-за появления трёхквазичастичных возбуждений. В интервале $0,5 < \epsilon < 2$ МэВ плотность возбуждённых уровней также больше одноквазичастичной из-за состояний, представляющих собой суперпозицию одноквазичастичных возбуждений с коллективными (см. *Колебательные возбуждения ядер*).

Магнитный момент Д. я. обусловлен вращением ядра как целого и внутр. движением нуклонов. Его можно представить в виде:

$$\mu = \mu_0 (g_R \mathbf{R} + g_k \mathbf{k}). \quad (12)$$

Здесь $\mu_0 = eh/2Mc$ — *ядерный магнетон* (M — масса нуклона), g_R — коллективный *гиромагнитное отношение*, g_k — внутр. *g-фактор*, \mathbf{R} — вращат. момент ядра (рис. 1). В состояниях вращат. полосы с $K=0$ чётно-нечётных Д. я. магн. момент определяется только коллективным вращением:

$$\mu = \mu_0 = g_R I. \quad (13)$$

В носках чётно-нечётных ядер с $K \neq 0$ и нечётных с $K > 1/2$:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = g_R I + (g_k - g_R) \frac{K^2}{I+1}. \quad (14)$$

Магн. момент состояний нечётных ядер с $K=1/2$ зависит также от т. н. магн. параметра развязывания, к-рый определяется внутр. структурой ядра.

Коллективное триагоми. отношение g_R определяется относит. вкладом протонов во вращат. движение ядра. Оно равно отношению момента инерции протонов J_p к полному моменту инерции ядра $J = J_n + J_p$:

$$g_R = J_p / (J_n + J_p). \quad (15)$$

Величина g_R в ср. на 20% меньше значения Z/A , получающегося для равномерно заряженного вращающегося

твёрдого ядра. В нечётном ядре нечётный пуклон удерживает либо J_p для нечётно-протоновых ядер, либо J_n для нечётно-нейтроновых и коллективный g -фактор первых больше, а вторых меньше, чем g_R для соседних чётно-чётных ядер. По абс. величине эта чётно-нечётная разность коллективных гиромагнитных соотношений $\leq 30\%$.

Лит.: Рей и Уотер Дж., Как возникла модель сферических ядер, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 129, с. 529; Бэр О., Моттлессон Б., Струтура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1971, гл. 4,5. И. М. Павличенков.

ДЕ ХААЗА — ВАН АЛЬФЕНА ЭФФЕКТ — наблюдаемая в металлах и вырожденных полупроводниках при низких темп-рах осциллирующая зависимость магн. момента M от внеш. магн. поля H . Впервые обнаружен В. де Хаазом (W. J. de Haas) и П. ван Альфеном (P. van Alphen) в Bi в 1930. В дальнейшем наблюдался практически у всех чистых металлов, у ряда *интерметаллических соединений* и др. веществ, имеющих металлик. проводимость (MoO_3 , WO_2 и др.), а также в вырожденных полупроводниках и *двухмерных проводниках*, в частности *гетероструктурах*. Д. Х. — в А. э., как и др. *квантовые осцилляции* в магн. поле (напр., Шубникова — де Хааз эффekt), обусловлен квантованием движения электронов в магн. поле.

Период осцилляций ΔB^{-1} позволяет определить площади экстремальных (по проекции *квазивалентных* в В) сечений $S_{экстр}$ ферми-поверхности в соответствии с Лифшица — Онсагера формулой:

$$S_{экстр} = 2\pi^2 h^2 e / c \Delta B^{-1}.$$

Здесь e — заряд электрона, Д. Х. — в А. э. приводит к образованию диамagnetных доменов при $4\pi (M/0B^{-1}) > 1$. Наблюдению осцилляций магн. момента, как правило, не мешают побочные явления. В сочетании с простотой измерения магн. восприимчивости это обусловило широкое использование Д. Х. — в А. э. в экспериментальной физике металлов (форма поверхности Ферми и др.).

Лит.: Шибера Г. Д., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ., М., 1986. В. С. Эдельман.

ДЕЦИ... (от лат. decem — десять; g, d) — приставка для образования наименования дольной единицы, равной $1/10$ от исходной. Напр., 1 дм (дециметр) = 0,1 м.

ДЕЦИБЕЛ (дБ, dB) — дольная единица *бела*. 1 дБ = 0,1 Б. Для сравнимых значений P_1 и P_2 энергетич. величин $A = 10 \lg(P_2/P_1)$ дБ, а для значений F_1 и F_2 силовых величин $A = 20 \lg(F_2/F_1)$ дБ. Логарифмич. уровень $A = 1$ дБ при $P_2 = 1,259 P_1$ или $F_2 = 1,122 F_1$.

Ю. И. Иорши.

ДЕЦИЛОГ (дг, dg) — единица логарифмич. уровня $B = 10 \lg(Q_2/Q_1)$, где Q_1 и Q_2 — сравнимые значения одноименных величин. В отличие от *бела* и *децибела* для Д. не делается различия между энергетич. и силовыми величинами: условия, ограничения, а также нач. уровень Q_1 оговариваются в каждом конкретном случае сравнения.

Лит.: Гинкин Г. Г., Логарифмы, децибелы, децилоги, М. — Л., 1962. Ю. И. Иорши.

ДЕЦИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ — радиоволны с длиной волны от 1 до 0,1 м (диапазон частот 300—3000 МГц). Возможность создания направленных антенн относительно небольших геом. размеров, иррадиация ионосферы и тропосферы для Д. в., зависимость коэф. отражения этих волн земной поверхностью от её структуры являются основой широкого использования диапазона Д. в.: в тропосферных радиорелейных линиях, телевидении, линиях космич. связи, дистанц. методах исследования поверхностных слоёв Земли (с помощью радиолокации или собственного теплового радиоизлучения Земли), в радиоастрономии при исследовании галактич. и внегалактич. объектов (распределённое радиоизлучение Галактики, радиоизлучение звёзд, остатков сверхновых, радиогалактик, квазаров и др.).

ДЖОЗЕФСОНА ЭФФЕКТ — протекание сверхпроводящего тока через тонкую изолирующую или несверхпроводящую прослойку между двумя сверхпроводниками (т. н. джозефсоновский контакт или *конт. т. кт.*). Эффект был теоретически предсказан Б. Джозефсоном (В. Josephson, 1962) [1]. Д. э. обнаруживается при изучении вольт-амперной характеристики (ВАХ) джозефсоновских контактов (ДК). При пропускании через ДК достаточно слабого тока напряжение связано с непонимым разрушением куперовских пар электронов (см. *Купера эффект*) при их прохождении через очень тонкую несверхпроводящую прослойку. Такой режим называется *с т а и о т а р н ы м* Д. э. (экспериментально обнаружен в 1963 [2]). При увеличении тока через контакт и достижении им нек-рой величины I_c на контакте возникает напряжение. Значение критич. джозефсоновского тока I_c зависит от свойств контакта, темп-ры и магн. поля. Ток I_c складывается из тока сверхпроводящих (спаренных) электронов, к-рый теперь становится переменным (его частота зависит от напряжения на контакте), и тока, обусловленного прохождением через прослойку нормальных (несверхпроводящих) электронов. Режим при токе I_c наз. *нестационарный* и *н р ы м* Д. э.

Согласно теории *сверхпроводимости*, сверхпроводящие (спаренные) электроны характеризуются одной *волновой функцией*, фаза к-рой плавно меняется вдоль сверхпроводника при протекании по нему тока (фазовая *когерентность* сверхпроводящих электронов). При прохождении сверхпроводящих электронов через несверхпроводящую прослойку фазовая когерентность частично (в меру отношения толщины прослойки к т. н. длине когерентности) разрушается и протекание джозефсоновского тока через прослойку сопровождается скачком фазы волновой ф-ции сверхпроводящих электронов на этой прослойке $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, где φ_2 и φ_1 — фазы волновой ф-ции в сверхпроводниках по обе стороны от прослойки. При этом ток через контакт равен

$$I = I_c \sin \varphi. \quad (1)$$

Из ф-лы (1) видно, что джозефсоновский ток не может превышать I_c .

Величина I_c и механизм прохождения электронов через прослойку зависят от типа прослойки. Одним из типичных примеров ДК является *т у н н е л ь н ы й к о н т а к т*, состоящий из двух одинаковых или разл. сверхпроводников (обычно в виде тонких плёнок), разделённых очень тонким слоем диэлектрика, напр. слоя окисла материала одного из сверхпроводящих электронов. Протекание тока через прослойку в этом случае обусловлено квантовым туннелированием электронов (см. *Туннельный эффект*) через *потенциальный барьер* для получения измеримого джозефсоновского тока толщина изолирующей прослойки должна быть ок. 10—20 Å. На

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) туннельного контакта Sn—Sn при температуре 1,4 К (прослойка — плёнка оксида олова),

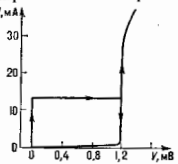


рис. для примера изображена типичная ВАХ для туннельного контакта из одинаковых сверхпроводников. Стрелками показано направление изменения тока. Если увеличивать ток, то происходит описанный выше переход из стационарного в нестационарный режим Д. э. При уменьшении тока нестационарный Д. э. может сохраниться до значений тока, меньших критического (т. е. туннельный контакт проявляет гистерезис).

При нестационарном Д. э. разность фаз на контакте зависит от времени:

$$\hbar \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = 2eV, \quad (2)$$

где V — напряжение на контакте, e — заряд электрона. Ур-ние (2) является следствием Шрёдингера уравнения для волновой ф-ции пары сверхпроводящих электронов при наличии постоянной потенц. энергии $2eV$ и не связано с наличием прослойки, а имеет общий характер. Частота ω сверхпроводящего тока через контакт определяется соотношением:

$$\hbar \omega = 2eV. \quad (3)$$

Соотношения (2) и (3) называются соотношениями Джозефсона.

Нестационарный Д. э. можно рассматривать также как прохождение сверхпроводящих электронов через прослойку, сопровождающееся изменением их энергии на величину $2eV$ в расчёте на каждую куперовскую пару. При этом процессе испускаются кванты эл.-магн. излучения с частотой $\omega = \omega_0/2\pi$, связанной с изменением энергии соотношением (3). Т. о., при нестационарном Д. э. контакт, находящийся при пост. напряжении, генерирует перем. сверхпроводящий ток. Имеет место и обратный процесс: при облучении джозефсоновского контакта СВЧ-излучением с частотой Ω , удовлетворяющей условию

$$n\hbar\Omega = 2eV \quad (4)$$

(n — целое число), прохождение сверхпроводящих электронов через контакт происходит с поглощением n фотонов внеш. поля, что приводит к появлению дозодолн. тока через контакт, т. е. к возникновению на ВАХ участков с нулевым дифференциальным сопротивлением. Наблюдение таких участков и явилось первым косвенным обнаружением нестационарного Д. э. в 1963 [3]. Прямое наблюдение генерации СВЧ-излучения джозефсоновским контактом, находящимся под пост. напряжением, было осуществлено в 1965 [4].

Кроме туннельных структур джозефсоновских контактов могут представлять собой т. н. слабосвязанные сверхпроводники, т. е. два сверхпроводника, соединённых узким и коротким сверхпроводящим или нормальным «мостиком», тонкой прослойкой нормального металла либо с помощью точечного контакта. Аналог нестационарного Д. э. наблюдается также и очень узких однородных сверхпроводящих проволочках, где джозефсоновская генерация возникает при пропускании достаточно большого тока. Совокупность явлений, связанных с Д. э. в разл. системах, носит назв. слабой сверхпроводимости [5, 6, 7].

Д. э. подтверждает осн. концепцию совр. теории сверхпроводимости — наличие единой волновой ф-ции и фазовой когерентности спаренных электронов в сверхпроводящем состоянии. По своей доступности эксперим. исследованию Д. э. представляет собой одну из уникальных возможностей изучать проявления квантовых свойств микромира в макроскопич. масштабе.

Д. э. используются в целом ряде криогенных приборов. Соотношение (1) является основой практич. использования стационарного Д. э. в т. н. сверхпроводящих квантовых интерферометрах (*squidax*). ДК могут применяться в качестве генераторов и детекторов СВЧ-диапазона. Свойство ДК переключаться с нулевого на конечное напряжение при превышении током критич. значения в совокупности с малой ёмкостью позволяет использовать их в качестве быстройдействующих логич. элементов ЭВМ [7, 8]. Соотношение (4) может использоваться для уточнения фундаментальных физических констант и создания стандартов напряжения. На основе Д. э. совр. методами измерено отношение $2e/\hbar = 4,83594000 \cdot 10^{14}$ Гц/В с погрешностью 2×10^{-8} , что позволяет создать стандарт вольты с погрешностью $\sim 10^{-9}$.

Лит.: 1) Josephson B. D., Possible new effects in superconductive tunneling, «Phys. Lett.», 1962, в. 1, p. 251;

2) Anderson P. W., Rowell J. M., Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect, «Phys. Rev. Lett.», 1963, в. 10, p. 230; 3) Shapiro J. S., Josephson currents in superconducting tunneling: the effect of microwaves and other observations, там же, 1963, в. 11, p. 80; 4) Исаев И. К., Свистунов В. М., Дмигрико И. М., Экспериментальное наблюдение туннельного эффекта для квантовых мар с излучением фотонов, «Изв. Физ.», 1965, т. 48, с. 976; 5) Кудрик И. О., Яковлев И. К., Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М., 1970; 6) Барон А., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и приложения, пер. с англ., М., 1984; 7) Жихарев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985. Н. Б. Колчин.

ДЖОНСА МАТРИЧНЫЙ МЕТОД — способ описания амплитуд, фазы и состояния поляризации плоских монохроматич. (т. е. когерентных) эл.-магн. волн, проходящих через оптич. системы, обладающие двойным лучепреломлением и дихроизмом. Метод предложен Р. Джонсом [1] и базируется на двух понятиях: вектора Джонаса и матрицы (оператора) Джонса, описывающей свойства оптич. системы. Физ. основы Д. м. м. является линейность ур-ний эл.-магн. поля и ур-ний связи, позволяющая применять аппарат линейной матричной алгебры. Д. м. м. часто используется для расчёта поляризации систем, особенно в лазерной технике.

Пусть эл.-магн. волна частоты ω в лабораторной системе координат распространяется по оси z (колебания E -волны происходят в плоскости xy):

$$E(z, t) = \vec{E}_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) x + \vec{E}_y \cos(\omega t - kz + \delta_y) y, \quad (*)$$

где k — волновой вектор, δ — нач. фаза. Тогда $E(z, t)$ можно представить в виде 2×1 вектор-столбца:

$$E(z, t) = \begin{Bmatrix} \vec{E}_x \exp(\omega t - kz + \delta_x) \\ \vec{E}_y \exp(\omega t - kz + \delta_y) \end{Bmatrix} = \exp(i\omega t) \exp(-ikz) \begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix}.$$

Ограничиваясь (как обычно в оптике) рассмотрением стационарных процессов, можно отбросить временной множитель и пользоваться кратким символич. обозначением:

$$E_{x, y} = \begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix}.$$

Интенсивность волны

$$I = E^* E$$

(* — комплексное сопряжение).

Поскольку в рамках линейной оптики величина абс. интенсивности не существенна, для упрощения ф-л можно «нормировать» векторы, полагая $E^* E = 1$. В таких обозначениях вектор Джонса волны, линейно поляризованной по оси x или y , будет соответственно

$$E_x = \begin{Bmatrix} 1 \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad E_y = \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix},$$

а волнм правополяризованной

$$E_{np} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} 1 \\ i \end{Bmatrix}.$$

В общем случае два ортогональных вектора Джонса описывают две эллиптически поляризованные волны, эллипсы k -рых противоположны по направлению обхода и имеют взаимно перпендикулярные оси (т. е. наиболее общий случай полной поляризации когерентных световых потоков).

Построение матриц Джонса можно проиллюстрировать примером со световой волной, падающей нормально на пластинку из одноосного кристалла, оптич. ось k -рого x' лежит в плоскости xy и составляет с

осью z угол γ . На выходе из пластины вектор поля $E_{\text{вых}}$ можно записать в виде матрицы:

$$E_{\text{вых}} = \begin{pmatrix} \kappa_x & 0 \\ 0 & \kappa_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-i\Delta_x) & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta_y) \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} E_{\text{вход}},$$

где κ_x и κ_y — коэф.굴절ления, а Δ_x , Δ_y — сдвиги фаз, вносимые пластиной, или

$$E_{\text{вых}} = T_{\text{пог}} T_{\text{фаз}} T_{\text{пов}} E_{\text{вход}} = T E_{\text{вход}}, \quad (**)$$

где $T_{\text{пог}}$ — матрица поглощения, $T_{\text{фаз}}$ — матрица фазового сдвига, $T_{\text{пов}}$ — матрица поворота. Если волна затем проходит через вторую пластинку, аналогичная запись примет вид:

$$E_2^{\text{вых}} = T_2 E_1^{\text{вых}} = T_2 T_1 E_{\text{вход}}$$

и т. д. Именно в этом и состоит осн. удобство метода, позволяющего при расчёте многоэлементных систем мультиплицировать как независимые результаты изменения поля волны при прохождении через каждый элемент системы. Вычисление T для отд. элементов обычно несложно: для большого количества типичных элементов имеются таблицы [2, 3]. Матрица поворота имеет одинаковый вид для всех элементов.

Если среди элементов оптич. системы есть отражательный анизотропный элемент (напр., отражение внутри одноосного кристалла), «матрица отражения» имеет вид:

$$T_{\text{отр}} = \begin{pmatrix} R_{oo} & R_{on} \\ R_{no} & R_{nn} \end{pmatrix},$$

где индексы o и n относятся соответственно к обыкновенному и необыкновенному лучам (нормаль — к падающему, второй — к отражённому), а коэффициенты R_{ij} определяются по Френеля формулам.

Д. м. м. может, естественно, строиться не только на линейных единичных базисных векторах, как в (**), но и на круговых или эллиптич. единичных векторах, в зависимости от характера задачи [3].

Д. м. м. удобен тем, что позволяет выделять изолированно информацию о поляризации волны — т. н. поляризационную передаточную ф-цию системы. Эллипсы поляризации на входе и выходе полностью описываются комплексными числами

$$\text{вход} = \frac{E_{\text{вых}}}{E_{\text{вход}}}, \quad \text{вых} = \frac{E_{\text{вых}}}{E_{\text{вх}}},$$

и если записать (***) в развёрнутом виде, получим

$$\frac{E_{\text{вых}}}{E_{\text{вход}}} = \frac{T_{11} E_{\text{вх}} + T_{12} E_{\text{вх}}}{T_{11} E_{\text{вх}} + T_{12} E_{\text{вх}}}, \quad \text{вых} = \frac{T_{22} E_{\text{вход}} + T_{21}}{T_{12} E_{\text{вход}} + T_{11}}$$

Т. о., эллипс колебаний на выходе определяется только эллипсом колебаний на входе. Аналогично можно ввести передаточную ф-цию для фазы, для амплитуды.

Д. м. м. не применяется для неоднородных волн и для световых пучков больших апертур. Д. м. м. не пригоден также для некогерентного света, но формализм его можно использовать для построения матрицы когерентности [4]. Для описания состояния поляризации некогерентного света используются методы Стокса параметров и Мюллера матриц.

Лит.: 1) Jones R. C., New calculus for the treatment of optical systems. I—VIII, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, v. 31, p. 488; 1948, v. 38, p. 671; 1956, v. 46, p. 126; 2) Шервуд и Ф. У., Подполяризованный свет, пер. с англ., М., 1963; 3) Аззам Р., Бяшара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981, гл. 1, 2; 4) Борн М., Вольф Ф. Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973, гл. 10. В. А. Кисель.

ДЖОУЛЬЕВЫ ПОТЕРИ — потери энергии эл.-магн. поля, обусловленные её преобразованием в энергию

тепловой движению среды. В случае пост. токов Д. п. определяются Джоуля—Ленца законом и равны работе, совершаемой электрич. полем над носителями заряда $q = jE$, где q — мощность Д. п. (плотность энергии, термаемой в единицу времени), E — напряжённость электрич. поля, j — плотность тока. При выполнении Ома закона ($j = \sigma E$) $q = j^2/\sigma$. Проводимость σ в общем случае может быть ф-цией приложенного поля E (среды с нелинейной проводимостью); представляться в виде тензора, т. е. зависеть от направления поля E (среды с анизотропной проводимостью); в нерем. полях проводимость фактически всегда зависит от частоты колебаний поля ω , а иногда и от волнового вектора k (среды с временной и пространств. дисперсией). В линейных системах обычно используют фурье-преобразование волновых процессов и для зависимости от времени $\sim \exp(i\omega t)$ находят комплексную диэлектрич. проницаемость $\epsilon_c = \epsilon - 4\pi i\sigma\omega^{-1}$ либо комплексную проводимость $\sigma_c = \sigma + i\omega\epsilon/4\pi$. Тогда оперируют со спектральной плотностью Д. п. $q(\omega, k) = \omega, k|E_{\omega, k}|^2/2$ в послед. интегрированием по всему спектру.

В магн. средах возникают дополнит. потери на намагничивание (магн. Д. п.), к-рые в липшем приближении описываются введением комплексной магн. проницаемости.

В общем случае нелинейных систем с учётом нелокальности и запаздывания взаимодействий между отд. частками среды выделение Д. п. из общей совокупности всех др. преобразований энергии эл.-магн. поля в разл. виды движений (ускорение заряд. частиц, хим. превращения, возбуждения атомов и молекул, ионизация и др.) затруднено, поэтому приходится относить эти явления к Д. п. условно, по крайней мере, на достаточных малых временных интервалах, пока можно считать эти превращения необратимыми.

Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 31, М., 1983; Ах и эзер А. И., Общая физика. Электрич. и магнитные явления. Справочное пособие, К., 1984.

ДЖОУЛЬ (Дж, J) — единица СИ работы, энергии, кол-ва теплоты, равная (эквивалентная) работе силы 1 Н при перемещении точки приложения силы в направлении её действия на расстояние 1 м. Названа в честь Дж. П. Джоуля (J. P. Joule). 1 Дж = 1 Н·м = 10⁷ эрг = 0,2388 кал.

ДЖОУЛЯ ЗАКОН — закон термодинамики, согласно к-рому внутренняя энергия идеального газа является ф-цией одной лишь темп-ры и не зависит от объёма. Установлен экспериментально Дж. П. Джоулем в 1845. Д. з. является следствием второго начала термодинамики. Из условия, что приращение энтропии есть полный дифференциал, следует для произвольной внутр. энергии U по объёму V при пост. темп-ре T :

$$(\partial U/\partial V)_T = T(\partial P/\partial T)_V - P,$$

где P — давление. Для идеального газа, удовлетворяющего уравн. Клапейрона, $PV = RT$, где R — газовая постоянная, $(\partial U/\partial V)_T = 0$, это и есть Д. з. Степень справедливости Д. з. для этого газа малой плотности можно оценить по величине Джоуля—Томсона эффекта. Для идеального газа эффект отсутствует. Д. з. легко получить в кинетич. теории газов: поскольку в идеальном газе отсутствует взаимодействие между молекулами, изменение расстояний между ними (объёма) не меняет внутр. энергии.

Д. н. Зигбарс.
ДЖОУЛЬ — ЛЕНЦА ЗАКОН — количество теплоты Q , выделяющейся в единицу времени на участке электрич. цепи с сопротивлением R при протекании по нему пост. тока I , равно $Q = RI^2t$. При дифференц. описании Д. — Л. з. имеет вид локального соотношения $q = \rho j^2/\sigma$, где q — объёмная плотность выделяемой теплоты, j — плотность тока, ρ — уд. сопротивление, σ — электропроводность среды.

Закон установлен в 1841 Дж. П. Джоулем и подтверждён в 1842 точными опытами Э. Х. Ленца. Ленца принадлежит также эксперим. определение усло-

вий оптич. отдачи энергии источника в нагрузку: количество теплоты, выделяемой на соприкосновении нагрузки и на внутр. соприкосновении источника, должно быть одинаково (см. также *Джоулевые потери*).

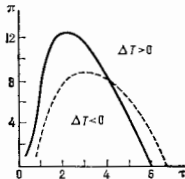
Д.—Л. з. в его первонач. формулировке справедлив для линейных изотропных сред без дисперсии, когда соблюдаются закон Ома: $J = \sigma E$ (E — напряженность электрич. поля). Однако Д.—Л. з. допускает разл. обобщения и может быть распространён на перем. токи (см. *Полиптика вектор*).

ДЖОУЛЯ — ТОМСОНА ЭФФЕКТ — изменение темп-ры газа при стационарном адиабатич. протекании его через пористую перегородку. Обнаружен и исследован Дж. П. Джоулем и У. Томсоном (W. Thomson) в 1852—62. В процессе Джоуля—Томсона газ, к-рый первоначально занимал объём V_1 при давлении P_1 , перетекает через пористую перегородку, занимая после перехода объём V_2 при давлении P_2 . Над системой совершается работа $P_1 V_1 - P_2 V_2$, равная изменению внутр. энергии газа $U_2 - U_1$, поскольку пористая перегородка тасит все его макроскопич. движения. Следовательно, при протекании газа в условиях тепловой изоляции остаётся постоянной энтропия $\Pi = U + PV$. Из условия постоянства Π следует, что изменение темп-ры T на единицу давления (d и f ф е р е н ц и а л ь н ы й Д.—Т. э.) равно

$$(\Delta T / \Delta P)_{\Pi} = -C_P^{-1} (dH/dP)_P - C_P^{-1} [T (\partial V / \partial T)_P - V],$$

где $C_P = (dH/dT)_P$ — теплоёмкость при пост. давлении. Назв. «дифференциальный» означает малость величин ΔT и ΔP .

Для идеального газа Д.—Т. э. равен нулю, а для реальных газов его знак зависит от знака выражения $T (\partial V / \partial T)_P - V$, к-рый определяется ур-нием состояния. Если при протекании газа через пористую перегородку темп-ра убывает, $(\Delta T / \Delta P)_{\Pi} > 0$, то Д.—Т. э. наз. п о л о ж и т е л ь н ы м, если же темп-ра возрастает, $(\Delta T / \Delta P)_{\Pi} < 0$, то Д.—Т. э. наз. о т р и ц а т е л ь н ы м. Темп-ра T_i при кр-ой Д.—Т. э. меняет знак, наз. т е м п е р а т у р о й и н в е р с и и. Совокупность точек инверсии на диаграмме P, T наз. кривой инверсии (рис.). Данному давлению P соответствуют две точки инверсии, между к-рыми Д.—Т. э. положительн. Для большинства газов (кроме



Кривая инверсии для дифференциального Д.—Т. э. в приведенных переменных $\pi = P/P_{кр}$, $\tau = T/T_{кр}$. Сплошная кривая соответствует газу Ван-дер-Ваальса, пунктирная — экспериментальным данным для H_2 .

H и He) верхняя точка T_i лежит выше комнатной темп-ры. Для газа, описываемого *Ван-дер-Ваальса уравнением*. Д.—Т. э. положителен, если $2a(V-b)^2 > RTbV^2$, где R — газовая постоянная, т.е. константы ур-ния Ван-дер-Ваальса a и b оказывают противоположное влияние на знак Д.—Т. э., к-рый определяется конкуренцией сил отталкивания и сил притяжения между молекулами. Кривая инверсии для газа Ван-дер-Ваальса соответствует ур-нию $RTbV^2 = 2a(V-b)^2$ или в приведенных переменных $\pi = 24\sqrt{3\tau} - 12\tau - 27$, где $\pi = P/P_{кр}$ — приведенное давление, $\tau = T/T_{кр}$ — приведенная темп-ра, $P_{кр} = a/27b^2$ — критич. давление, $T_{кр} = 8a/27Rb$ — критическая температура.

В процессе Джоуля—Томсона энтропия возрастает, это необратимый процесс. Д.—Т. э. — один из осн. способов получения низких темп-р. Обычно для этой цели применяют Д.—Т. э. в комбинации с адиабатич. расширением газа. Дифференциальный Д.—Т. э. невелик, для воздуха $\Delta T / \Delta P \approx 0,25$ град/атм $\approx 0,25 \cdot 10^{-6}$ град/Па. В технике используют интегральный Д.—Т. э., при к-ром давление изменяется в широких пределах. Изме-

рение Д.—Т. э. позволяет установить ур-ние состояния реального газа.

Лит.: Эоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 10; Сивухин И. Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 21, М., 1979, § 19, 46, 104.

ДЯЛИШИНСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (Э. Д. Дьялишин, А. С. Горюхи) — особый тип анизотропного взаимодействия в магнитоупорядоченных веществах, приводящий к возникновению слабого ферромагнетизма (СФМ). В феноменол. теории СФМ энергия этого взаимодействия описывается членами вида $L_{\alpha} M_{\beta}^2$ (L — вектор антиферромагнетизма, M — намагниченность, α и β — индексы осей координат), впервые введенными И. Е. Дьялишинским (1957) на основании рассмотрения *магнитной симметрии* определ. классов антиферромагнетиков.

А. С. Горюхи-Романов.

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ (от греч. *diagnostikós* — способный распознавать) — определение значений параметров плазмы, характеризующих её состояние. Т. к. плазма в общем случае представляет собой многокомпонентную неравновесную неоднородную систему с широчайшим спектром всевозможных значений параметров, диагностика её сталкивается с большими принципиальными и техн. трудностями. Особенно сложно проводить Д. п. в экстремальных условиях — при макс. темп-рах, плотностях, скоростях протекающих в плазме процессов, мощном внеш. воздействии и т. п. Поэтому важное значение в Д. п. имеет широкое применение ЭВМ как для прямой обработки первичной информации в реальном масштабе времени, так и последующего анализа. Растёт роль экспериментов, в к-рых на основе совокупности эксперим. данных и нек-рых априорных предположений моделируются процессы реальной плазмы.

Набор параметров плазмы, определяемых совр. методами Д. п., весьма велик. Определяются форма и местоположение плазмы, плотность n_{α} ($\alpha = e, i, a$) составляющих компонент (электронов, ионов, атомов, радикалов, фотонов) и их статич. распределение f_{α} (по скоростям, по уровням возбуждения и т. п.), темп-ры T_{α} , если распределения близки к равновесным, теплопроводность, интенсивность излучения, коэф. поглощения, частота столкновений компонент, коэф. диффузии и т. д. Исследование распределений этих параметров в пространстве и времени при заданных внеш. условиях позволяет выделить основные кинетич. и динамич. процессы, протекающие в изучаемой плазме, определить их скорости, энергии, характеристики, найти способы управления значениями параметров плазмы.

Помещение датчика в плазму искажает её параметры. Поэтому большинство методов Д. п. — бесконтактные, в к-рых носителями информации о плазме являются окружающие её поля и излучения. К числу контактных относятся разл. зондовые методы (электрич., магн., СВЧ-зонды и пр.). Бесконтактные методы делятся на пассивные и активные. Пассивные методы Д. п. основаны на регистрации излучений и потоков частиц из плазмы или измерения характеристик окружающих её полей. Активные Д. п. основана на измерении характеристик внеш. зондирующего излучения при его прохождении через плазму и на отклике (реакции) самой плазмы на зондирующее луч. Т. о., активные методы возмущают плазму, хотя в большинстве случаев возмущение можно сделать сравнительно малым. С другой стороны, целенаправленное создание в плазме определ. малых возмущений и изучение динамики их релаксации являются одним из направлений на определение локальных характеристик плазмы. Значит, трудности при Д. п. возникают вот по мн. методам из-за сложной связи измеряемых величин с параметрами плазмы. Установление этой связи требует выбора определ. плазменной модели. Её часто приходится формулировать априорно. Затем в рамках модели реализуют конкретный метод Д. п. и далее, интерпре-

тиру результаты, контролируют адекватность принятой модели.

Др. проблема — недолжность большинства методов. Определяется ср. значение G измеряемой величины $g(x, y, z)$ в пределах объёма (ΔV) наблюдения или зондирования

$$G = \int_{\Delta V} g(x, y, z) dV,$$

чаще всего ΔV — объём в пределах малого сферич. угла, узких слоев и т. п., «вырезаемых» диагностич. лучами в плазме. Восстановление локальных значений $G(x, y, z)$ требует измерений по разным направлениям. В случае простой и заранее известной конфигурации плазмы (круговой, эллиптич. и т. п.) достаточно определить G вдоль параллельных хорд или по углам одной точки. Затем $G(x, y, z)$ вычисляется с помощью интегрального ур-ния Абеля.

Самое общее разделение методов Д. п. возможно по посетителя информации о параметрах плазмы, хотя вклад каждой из таких групп в Д. п. существенно различен.

Макроскопические методы устанавливают самые общие представления об интегральных характеристиках плазмы (факт существования, качественное представление об её структуре, динамике движения и т. п.) и обычно основываются на анализе эффективности взаимодействия плазмы с источником питания. Модель для таких методов: плазма — проводящий объём (напр., токовый «шпур» и т. п.). Техн. реализация модели зависит от способа создания плазмы. Так, напр., в газовых НЧ-разрядах — это, прежде всего, измерения тока и падения напряжения (электрич. поля) в плазме. В сильноточных разрядах ток часто измеряется попом Роговского (катуноной индуктивности), напряжение в тороидальных установках (напр., «Токамаках») — петлей связи.

В случае лазерных и СВЧ-методов формирования плазмы определяются мощности падающего, отражённого и прошедшего излучения, к-рые позволяют вычислить поглощаемую в плазме энергию, ср. активную проводимость.

Для оценки газокинетич. давления в плазме $n_e T_e + \frac{1}{2} n_i T_i$ в ряде случаев используются её диамагн. свойства. При возникновении плазмы происходит изменение магн. потока через контур, охватывающий поперечное сечение рабочей части разрядной камеры. По величине изменения магн. потока судят о величине газокинетич. давления (см. *Диамагнетизм плазмы*).

Определ. информацию о плазменном шпуре дают его индуктивные и ёмкостные свойства.

Измерения полных радиац. потерь плазмы с помощью болометров, пироэлектрич. детекторов и т. д. в сочетании с др. методами позволяют анализировать энергетич. баланс, процессы диффузии примесных ионов и т. д. Применение коллиматоров позволяет вести приём в заданном элементе телесного угла (хордовое зондирование).

Динамика плазмы исследуется с помощью скоростной оптической развёртки и регистрации излучения электронно-оптич. преобразователями. При исследованиях плазмы в магн. поле применяются магн. зонды — малые катушки индуктивности, расположенные обычно на периферии плазменных объектов и ориентированные в разных направлениях. По колебаниям магн. потока, производящего катушки, судят о перемещениях плазменного шпура.

Д. п., основанная на регистрации эл.-магн. излучений, наиболее информативна, обширна по диапазону используемых физ. принципов, способам реализации устройств и является обычно бесконтактной. Конкретные методы можно условно разделить на неск. подгрупп.

Спектроскопическая Д. п. в основном подразделяется на регистрацию и анализ характеристик спектров эл.-магн. излучения плазмы; по используемому интервалу

частот её делат на СВЧ-методы (включая УФ) и рентгеновскую. С помощью спектров можно найти пространственно-временные распределения практически всех параметров плазмы в самых широких диапазонах их значений. Глав. недостатки метода — сложность связи параметров плазмы с непосредственно измеряемыми интенсивностями и существенная зависимость от видов статистич. распределений частиц и излучения, к-рые заранее не известны. Поэтому спектроскопич. исследование проводится в три этапа. Сначала устанавливают модель состояния плазмы и выбирают методы Д. п., допустимые в рамках этой модели, далее эти методы реализуют, а затем интерпретируют полученные результаты измерений и контролируют адекватность принятой модели. Информация, необходимая для решения задач первого этапа, может быть получена из анализа спектрального состава излучения плазмы, к-рый позволяет определить основные компоненты ионного и хим. состава плазмы; выявить линии, принадлежащие ионам (атомам) с наибольшей энергией ионизации E_i и оценить значение темп-ры электронов T_e по амплитуде ф-лам вида $T_e = aE_i$ (a — коэф., зависящий от E_i). Выявление последней разрядочной на фоне сплошного спектра линии в серийальной последовательности позволяет оценить значение концентрации электронов n_e и т. д. Обычно измеряют интенсивности, интегральные вдоль луча наблюдения. Локальные значения, связанные непосредственно с параметрами плазмы, приходится вычислять с помощью интегрального преобразования.

В качестве основных в спектроскопич. Д. п. используются модели локального термич. равновесия (ЛТР), частичного локального термич. равновесия (ЧЛТР), а также коронарной или более общая ударно-радиационная (УР) модель. Наиболее надёжную и определ. информацию получают из оптически тонкой плазмы.

Диагностики по интенсивности линий в большинстве случаев основаны на модели ЛТР. Если измерена локальная макс. интенсивность $I_{\lambda, \text{max}}$ спектральной линии, возникающей при спонтанном переходе атомов (молекул, ионов) из возбужденного состояния n в состояние p , то может быть определена темп-ра плазмы T_e , однако на др. измерений должна быть известна плотность n . Проще определить T_e по отношению интенсивностей линий, к-рые уже не зависят от n . В рамках модели ЛТР зависимость относительных интенсивностей ин. линий в полулогарифмич. масштабе от энергии их возбуждения E_n линейна с наклоном, определяемым темп-рой T_e .

Интенсивность спектральной линии с ростом темп-ры сначала увеличивается, а затем, когда становится существенной ионизация, падает. Значение T_e соответствующее макс. интенсивности, зависит от состава плазмы. При известном составе оно может быть заранее рассчитано. Зафиксировав в эксперименте невозможный ход интенсивности по радиусу столба плазмы данного состава, можно определить зону, где находится максимум темп-ры \tilde{T}_e даже не проводя подробных измерений интенсивности.

Для Д. п. по спектрам поглощения наиболее типичны метод поглощения тонким слоем и метод обращения. Если слой оптически тонкой однородной плазмы толщиной l просвечивать излучением вспомогат. источника со сплошным спектром $J_{\nu}(v)$ с яркостной темп-рой T_B , превышающей темп-ру плазмы T_e , то на фоне этого спектра можно наблюдать линии поглощения. Если $T_B < T_e$, то вместо линий поглощения будут наблюдаться эмиссионные линии. При $I_{\nu} = T_e$ линии в спектре исчезают («обращение линий»). Следовательно, варьируя T_B известным образом, можно по моменту обращения линий определить T_e (см. также *Пирометрия оптическая*).

В рамках модели ЧЛТР для Д. п. используются только линии, создаваемые переходами с достаточно

высоких уровней, населённости к-рых находится в равновесии со свободными электронами. По абс. интенсивности такой линии можно найти либо n_e , либо T_e , если одна из этих величин известна из др. измерений. Измеряя отношение интенсивностей линий атомов (ионов) разного типа, можно получить относительный ионный состав плазмы, а его абс. нормировку можно провести с помощью ур-ния квазинейтральности. Если же в плазме присутствуют ионы только одного типа, то $n_i = n_e$ и $I_m \sim n_e^2$. В этом случае отношение интенсивности дискретной линии к интенсивности континуума (обусловленного радиац. рекомбинацией и торможением на ионах) зависит только от T_e и может быть использовано для её определения.

Спектроскопич. методы диагностики неравновесной плазмы, основанные на подходящем варианте УР модели, позволяющие определить по интенсивности спектральных линий населённости уровней, к-рые затем с помощью системы ур-ний баланса связывают с др. параметрами плазмы. Для простых моделей существуют рассчитанные графики зависимости интенсивностей линий от n_e и T_e . Такие зависимости имеются, напр., для резонансных, интеркомбинационных и спутательных линий водородо- и гелиеводобных многозарядных ионов, возбуждаемых в горячей ($T_e \geq 10^4$ K) сверхплотной ($n_e \geq 10^{20}$ см $^{-3}$) плазме. Если адекватность исходной УР модели не вполне ясна или же модель сложна, то путём сравнения измеряемых и расчётных пространственно-временных распределений интенсивностей линий выявляют основные кинетич. и динамич. процессы, протекающие в плазме.

Д. п. по контурам спектральных линий основана на измерениях формы наблюдаемых контуров $I_n(\lambda)$, их полуширин $\delta\lambda_n$ и интенсивности в максимумах. Наблюдаемый контур может весьма сильно отличаться от истинного (или «локального») контура линий $I_n(\lambda)$ вследствие его искажения измеряющим спектральным прибором, характеризуемым *аппаратной функцией* $A(\lambda)$. Так что $I_n(\lambda)$ представляет собой свёртку распределений $I_n(\lambda)$ и $A(\lambda)$. Для восстановления контура $I_n(\lambda)$ по измеряемому $I_n(\lambda)$ необходимо знать форму $A(\lambda)$ (для свёртки двух распределений Лоренца и Гаусса имеются табулированные функции Фойгта). Форма $I_n(\lambda)$ определяется влиянием мн. факторов: доплеровским уширением, уширением за счёт столкновений, расщеплением уровней в электрич. (*Штарка эффект*) или магн. (*Зеемана эффект*) полях и т. д. Наиб. значение имеют измерения уширений, обусловленных *Доллера эффектом* и линейным *Штарка эффектом*. По форме доплеровского контура спектральной линии можно определить ф-цию распределения $f_2(v)$ излучающих частиц по скоростям. При максвелловской форме ф-ции $f_2(v)$ контур становится гауссовым, полуширина к-рого (в Å) однозначно связана с темп-рой частиц T_n (зВ) = $4.7 \cdot 10^8 (\delta\lambda_n/\lambda)^2 A$, где A — атомный вес излучающих атомов (ионов), T_n — их кинетич. темп-ра. Этот метод успешно применяется, напр., для определения темп-ры ионов в плазме *токамаков*. Мин. темп-ра, к-рая может быть таким образом определена (при $\delta\lambda_{\min} \sim 0,1$ Å), составляет (0,1—0,3) эВ-Å.

При высокой плотности зарядж. частиц ($10^{14} \leq n_e \leq 10^{18}$ см $^{-3}$) уширение, обусловленное линейным эффектом Штарка для атомов водородо- и водородоподобных ионов, преобладает над доплеровским. Форма линий и их полуширина $\delta\lambda_n$ становится мало чувствительными к значениям темп-ры T_n . Это позволяет применять такие линии для определения n_e при подбора такого значения n_e , при к-ром расчётный контур лучше всего согласуется с измеренным $I_n(\lambda)$. Менее точен, но более удобен метод определения n_e по измеренной полуширине $\delta\lambda_n$, т. к. расчётные графики зависимости $\delta\lambda_n(n_e)$ для многих линий построены. По контурам линий других атомов значение n_e мож-

но оценивать (довольно грубо) в тех случаях, когда их уширение обусловлено квадратичным эффектом Штарка.

Д. п. по сплошному спектру («континууму») основана на определении либо абсолютной локальной интенсивности $I_n(v)$ в к.-л. точке спектра, либо её относит. распределения в протяжённом участке (обычно в коротковолновой области). Осн. трудность этих методов связана с интерпретацией измеренных интенсивностей, т. к. в плазме могут одновременно действовать всек. механизмы генерации континуума (см. *Излучение плазмы*). С наибольшей надёжностью Д. п. (оптический тонкой) проводится в тех условиях, в к-рых излучаемый ею континуум $I_n(v)$ представляет собой совокупность тормозного (на ионах) и рекомбинационного (одноэлектронного) континуумов, а сама плазма химически однокомпонентна. В этом случае для спектральных распределений интенсивности в тормозном $I_T(v)$ и рекомбинационном $I_R(v)$ континуумах имеют аналитические выражения, позволяющие определять T_e (при максвелловском распределении электронов) по наклону зависимости $\ln I_n = \ln(I_T + I_R)$ от v . В случае немасвелловской формы ф-ции распределения электронов измерения $I_n(v)$ позволяют исследовать вид $f_e(v)$. По абс. интенсивности континуума может быть найдена затем концентрация n_e , если известен ионный состав плазмы или эфф. заряд $Z_{\text{эфф}}$ ионов плазмы, важный параметр высокотемпературной плазмы.

В оптически плотной плазме спектры излучения уже не несут столь обильной информации. По мере распространения излучения к границам контуры линий трансформируются за счёт процессов поглощения и переизлучения. Определение «локального» контура становится невозможным. Полезность усреднённого контура основана на том, что он оказывается самообращённым; значение и положение максимума интенсивности на «крыльях» такого контура зависят от темп-ры на оси плазмы.

Пассивная СВЧ Д. п. использует ту особенность оптически плотной плазмы, что на сравнительно низких частотах регистрируемое спектральное распределение интенсивности связано с поверхностной темп-рой плазмы ф-лой Рэлея—Джинса (для абсолютно чёрного тела): $I_n = \omega^2 T_n^4 / 8\pi^3 c^2$. При отсутствии влияния магн. поля необходимо, чтобы частота принимаемых волн $\omega > \omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ (плазменная частота). Измерения излучения плазмы с использованием СВЧ-приёмников получили довольно широкое распространение. Принимаемая мощность излучения P (Вт) связана с эфф. (радиационной) темп-рой электронов T_n (зВ) соотношением $P = B \cdot 1,6 \cdot 10^{-10} T_n^4 \delta v$, где δv — волоса частот приёмника (в Гц), B — поглощат. способность плазмы, равная доле энергии поглощаемого ею излучения. Трудности этого метода Д. п. связаны с интерпретацией результатов, т. к. линии при максвелловском распределении электронов их ср. энергия равна радиац. темп-ре ($T_e = T_p$), к-рая может быть вычислена при известной B . Если T_e в плазме не постоянна, то даже при $B=1$ (чёрное тело) необходим расчёт толщины слоя, из к-рого принимается излучение.

Д. п. по циклотронному и лучевому излучению применяют, когда в окрестности циклотронной частоты Ω_e (или вблизи её гармоник) плазма излучает как абсолютно чёрное тело, а вдали от Ω_e излучение пренебрежимо мало. Обычно это излучение наблюдается в области СВЧ и позволяет определить T_p . Для плазмы низкой плотности по мощности излучения можно рассчитать электронное давление $n T_e$.

Взаимодействие когерентного электромагнитного поля с плазмой используется в ряде методов Д. п. По диапазону частот делится на СВЧ и лазерную Д. и., хотя в ряде методик это деление условно.

Зондирование плазмы с ВЧ основано на распространении эл.-магн. среды, влияющей на распространение эл.-магн. волн. Этот метод даёт

возможность определить n_e , v_e (частоту столкновения электронов с тяжелыми частицами), а в оптич. диапазоне и концентрацию нейтральных атомов. Методика основана на зависимости диэлектрической проницаемости плазмы от частоты:

$$\epsilon = \text{Re} \epsilon + i \text{Im} \epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + i \frac{v_e}{\omega} \right) = 1 - \frac{n_e}{n_c} \left(1 + i \frac{v_e}{\omega} \right),$$

$n_c = m \omega^2 / 4 \pi e^2$ — критич. концентрация, при k -рой $\omega = \omega_p$ и $\text{Re} \epsilon = 0$. При $\omega > \omega_p$ сигнал проходит через плазму, при $\omega < \omega_p$ происходит отражение волн (т. н. отсечка). Это первый простейший метод оценки концентрации плазмы. Он используется при зондировании ионосферы, а также в лабораторных исследованиях. Широкое применение в исследованиях, особенно нестационарной плазмы, получили и н т е р ф е р о м е т р и ч е с к и е м е т о д ы, основанные на зависимости разности фаз между опорным излучением и излучением, прошедшим через плазму, от плотности плазмы.

Если $n_e < n_c$ и длина волн $\lambda \ll \Lambda$ — характерного размера неоднородности, то $\text{Re} \epsilon$ определяет разность фаз волны, прошедшей через плазму, и опорной:

$$\frac{\Delta \phi}{2\pi} = \frac{1}{2} \frac{\langle n_e \rangle l}{n_c \lambda}; \quad \langle n_e \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l n_e dx,$$

l — длина зондирования. Минимая часть $\text{Im} \epsilon$ определяет экспоненциально затухающие волны с коэф. $\alpha = v_e/c \sqrt{1 - n_e/n_c}$, откуда вычисляется v_e . Так могут быть определены средняя по лучу зондирования концентрация и частота столкновений v_e . Для восстановления профиля $n(r)$ необходимо обратное интегральное преобразование.

Диапазон частот, используемых для интерферометрич. измерений, ограничен, с одной стороны, условием распространения волн $\omega > \omega_p$, а с другой — мил. измеренным сдвигом фаз. При плотностях плазмы $n \ll 10^{14} \text{ см}^{-3}$ используются СВЧ-диапазоны. В этом диапазоне существует носк. интерферометрич. схем: локация в свободном пространстве, волноводный, резонаторный методы (по изменению сдвига резонансной частоты).

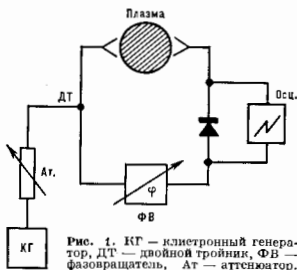


Рис. 1. КГ — микронный генератор, ДТ — двойной трюнок, ФВ — фазоинвертирующий, Ат — аттенуатор.

Простейшая схема первого способа приведена на рис. 1. Прошедший через плазму сигнал сравнивается с опорным сигналом на детекторной головке.

Для плотных плазм ($n_e > 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) может использоваться оптическая лазерная интерферометрия. При определении концентрации атомов ее чувствительность поднимается на 6—10 порядков для тех атомов, для которых есть близлежащие к частоте зондирующего луча резонансные переходы. В качестве источников света в оптич. интерферометрии применяются рубиновые, гелий-неоновые и др. лазеры, в разл. оптич. схемах — интерферометры Майкельсона, Маха—Цевдера и др.

При фотографич. регистрации интерферограммы можно с помощью преобразования Абеля получить мгновенный профиль концентрации. Фотоэлектрич. методы регистрации позволяют проводить анализ последовательно.

Лазерная Д. п. Д. п. по рассеянию волн в свободных электронных средах развита в результате использования лазерной техники. Классич. (томсоновское) сечение рассеяния на свободных электронах имеет вид: $S_T = \int \sigma d\Omega = 8/3 \pi r_0^2$, где $r_0 = e^2/mc^2$ — клас-

сич. радиус электрона, Ω — телесный угол. Изменение частоты излучения при рассеянии на электроне, движущемся со скоростью v , определяется эффектом Доплера: $\Delta\omega = \Delta k \cdot v$, где $\Delta k = 2k \sin(\varphi/2)$; φ — угол рассеяния, k — волновой вектор зондирующей волны. Если $\Delta k r_D > 1$ (r_D — дебаевский радиус экранирования), то плазменные эффекты несущественны. Рассеяние от отдельных электронов суммируется, частотный спектр рассеянного излучения определяется распределением скоростей электронов и при максвелловском распределении оказывается гауссовым (при $T_e \ll 0,5 \text{ кэВ}$):

$$I(\omega) \sim n_e \exp \left(-m_e \Delta\omega^2 / 2 \Delta k^2 T_e \right).$$

Т. о., измерение $I(\omega)$ позволяют определить T_e и n_e . Наблюдение под большим углом к направлению луча ($\sim \lambda/2$) обесценивает локальность методики — рассеянное излучение фиксируется приёмной аппаратурой из элемента объёма, определяемого пересечением поля зрения системы регистрации и канала пучка (рис. 2).

В магн. поле, если угол между k и напряжённостью магн. поля $H \rightarrow \pi/2$, спектр рассеяния состоит из двух пиков, частотный интервал между к-рыми равен Ω_p , а огибающая имеет вид гауссовой кривой с $T_e = T_{eL}$. На этом эффекте основаны предложения по измерению магн. поля в плазме. По сдвигу частоты макс. в рассеянном спектре, обусловленном эффектом Доплера, можно определить ср. направленную скорость электронов.

Д. п. по коллективному (когерентному) рассеянию. В плотной плазме при $\Delta k r_D < 1$ преобладающим оказывается рассеяние на крупномасштабных (по сравнению с r_D) тепловых и итепловых колебаниях и флуктуациях плотности плазмы (зарядов Z). В случае тепловых флуктуаций интенсивность рассеяния может превышать томсоновскую в Z раз, в катуре илий возникает острый пик. На этом основываются предложения по измерению ионной темп-ры. В плазме с высоким уровнем надтепловых флуктуаций рассеяние определяется этими колебаниями. Исследование зависимости $\Delta\omega(\Delta k)$ позволяет определить амплитуды и дисперсионные характеристики итепловых колебаний в плазме.

Такого рода эксперименты в основном реализуются с применением лазеров. Возможны они и в СВЧ-диапазоне, хотя трудны как из-за малой эффективности рассеяния, так и из-за недостаточной монохроматичности генераторов.

Д. п. с помощью резонансной флуоресценции и основана на определении интенсивности излучения резонансно возбуждённых атомов и ионов под действием внеш. источника. Процесс можно рассматривать как рассеяние излучения на частоте, близкой к резонансной одного из атомных переходов. При достаточной интенсивности зондирующего излучения происходит насыщение эффекта флуоресценции. Зная атомные константы, можно определить концентрацию флуоресцирующих компонент. Диагностика локальна, т. к. наблюдение ведётся под большим углом к зондирующему лучу.

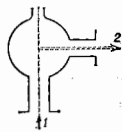


Рис. 2. 1 — падающий луч, 2 — рассеянный луч.

Голографические методы Д. п. основаны на применении *соосвещаем.* Т. к. голограмма несёт информацию о фазе исходной волны, её можно использовать для интерференц. измерений вместо самого объекта. Это — важное преимущество, т. к. заменяет интерферометрию. измерения на объекте измерения на голограмме. В принципе, с помощью одной голограммы можно восстановить интерференц. измерения под разными углами и найти пространственное распределение концентрации электронов и др. величин, являющихся на распространение волн в несимметричной системе. Методика иногда применяется и в СВЧ-диапазоне.

Корпускулярная Д. п. обычно подразумевает анализ потоков тяжёлых частиц или излучаемых самой плазмой (пассивная Д. п.), или пронизывающих её и испускаемых внеш. источником (активная Д. п.). Однако к этой группе относится целый ряд методов, использующих др. частицы плазмы. Корпускулярная Д. п. с использованием тяжёлых частиц является основной для изучения физ. характеристик тяжёлой компоненты горячей плазмы в проблеме *управляемого термоядерного синтеза.*

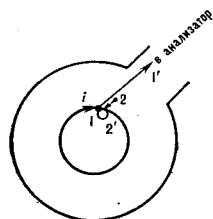
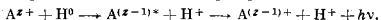


Рис. 3. 1 — быстрый ион, 1' — быстрый атом перезарядки, 2, 2' — соответственно холодные (медленные) частицы.

теза. С помощью пассивных методов исследуют нейтральные атомы, покидающие плазму в результате перезарядки ионов в объёме (рис. 3). Осн. элемент устройства — анализатор атомов перезарядки. В нём атомы за пределами сильного магн. поля термоядерной установки вновь ионизируются в камерах перезарядки и затем анализируются. Диапазон анализаторов: от 100—200 эВ до десятков КэВ, разрешение по энергиям $\Delta E/E \approx 10 \sim 20\%$. Анализ часто ведётся сразу по мн. энергетич. каналам. Методика является одним из осн. способов измерения T_i .

Для реализации корпускулярной активной Д. п. используются ослабление пучков нейтральных частиц в плазме, упругое рассеяние первичного пучка, возбуждение частиц пучка с последующим изменением их траектории. По ослаблению интенсивности пучка нейтральных частиц (в результате перезарядки) на выходе из системы можно определить концентрацию ионов. Регистрация потока атомов перезарядки на пучке и атомов пучка, рассеянных на ионах, даёт возможность определить темп-ру и плотность ионов водорода в исследуемом объёме плазмы. Осн. проблемы использования методики — ограниченная прозрачность плазмы для диагностики. пучка и особенно для выходящих атомов перезарядки, возмущения плазмы первичным пучком.

Комбинированная Д. п. основана на регистрации излучений, возбуждаемых частицами зондирующих пучков при столкновении с частицами плазмы. Процесс идёт по схеме перезарядки:



Метод даёт возможность реализовать локальную диагностику примесей с разл. зарядом Z . Возможны и др. варианты комбинированной диагностики. Так, напр., пучок атомов Li использовался для определения концентрации электронов по интенсивности возбуждения спектральной линии $2s \rightarrow 2p$ (6708 А); по углу поворота плоскости поляризации излучения оценивалась напряжённость магн. поля в токамаке. Диагностика электронов по компоненте плазмы с помощью разл. анализаторов на границе плазмы позволяет определить ф-цию распределения $f_e(v)$ электронов,

удовляющихся за пределы плазмы. В магн. поле анализ обычно ограничен продольными (вдоль H) скоростями электронов. $f_e(v)$ несёт также косвенную информацию об элементарных процессах и коллективных явлениях в плазме. В активных методах корпускулярной Д. п. используют для зондирования плазмы электронный пучок заданной энергии. Распределение электронов по энергиям в рассеянном пучке несёт информацию об объёмных свойствах плазмы, её компонентном составе и т. д. Эти методы применяются редко.

Метод «метеных» атомов позволяет контролировать поведение отн. тяжёлых компонент плазмы (до сих пор использовался мало). Пассивной нейтронной Д. п. измеряются потоки нейтронов при реакции синтеза в горячей плазме для оценки темп-ры ионов и их распределения по скоростям. Выделение «истинных» термоядерных нейтронов требует комплекса измерений (углового и пространственного распределения, их энергетич. спектра, рентгеновского излучения в установке и т. н.)

Зондовая Д. п. основана на помещении в плазму зондов (датчиков). Все зондовые методики (кроме зондовых анализаторов, расположенных на границе плазмы) возмущают плазму. Однако обычно возмущение локализуется в прилегающих зонду слоях, а параметры призондовой плазмы удаётся связать с её объёмными свойствами. Энергетич. поток, к-рый может выдержать зонд, ограничен. Поэтому все варианты зондовых методик пригодны только для анализа низкотемпературной или периферийных зон горячей плазмы.

Электрически зонды (Ленгмюра), представляющие собой один или неск. небольших металлических электродов, погружённых в плазму, являются одним из осн. средств диагностики локальных свойств низкотемпературной плазмы. Схемы осн.-первичных конструкций зондов приведены на рис. 4. Осн. первичная информация — вольт-амперная характеристика (ВАХ) зонда, из к-рой можно определить $n_e, f_e(v_e), T_e, \Phi_p$ — потенциал плазмы. ВАХ зависит от геом. и плазменных параметров: l_e, i — длины свободного пробега заряд. частиц, r_D, r_p — размера зонда и его конструкции; T_e, T_D, T_i, l_{De} — длины пробега атомов до ионизации, напряжённости магн. поля H .

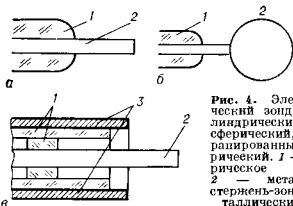


Рис. 4. Электростатический зонд: а) — цилиндрический, б) — сферический, в) — зернированный цилиндрический. 1 — электрод, 2 — зонд. г) — металлический стержневой зонд, 3 — металлический экран.

Обработка ВАХ для разл. диапазона параметров плазмы существенно различна. Если отбор тока (частица) на зонд происходит в прилегающем к зонду возмущённом неквазиравновесном слое r_{Si} , меньшем $l_{e,i}$ (бесстолкновительный слой), то зонд несёт наименьшее возмущения в плазму. Имеется последовательная теория этого случая, к-рая даёт значение токов I_n, I_i и позволяет определить ф-цию распределения электронов по скоростям. При $r_{Si} > l_{e,i}$ частицы, попадающие на зонд, испытывают в слое неск. столкновений. Строгая теория для таких условий отсутствует. Однако существует экспериментально подтверждаемая интерполяционная ф-ла, позволяющая определять I_i и ф-цию распределения электронов по энергиям.

В случае $r_{Si} \gg l$ плазма может рассматриваться как сплошная среда. Возмущение плазмы оказывается наибольшим. Характеристики потоков на зонд увяз-

ваются с параметрами плазмы на бесконечности соответствующими уравнениями переноса. Обычно используется ионная ветвь ВАХ, т. е. электронный ток при отборе исчисляется сильнее и труднее поддается расчёту.

Электрич. зонды часто используются как локальный метод определения флуктуирующей концентрации и потенциала в неустойчивой плазме. Однако для правильного определения флуктуационных характеристик плазмы необходим корректный расчёт вередаточных ф-ций, что во мн. случаях трудно разрешимо.

Многосеточные электрич. зонды являются электрич. анализаторами заряд. частей. На входе зонда плазма «разрывается» большой разностью потенциалов и анализируется электронная или ионная компонента. В ВЧ- и СВЧ-зондах конец ВЧ-токопровода используется как ал.-магн. излучатель. По изменению характеристик излучения и распространению возбуждаемых в плазме волн оцениваются её параметры (обычно n , v_e).

Лит.: Диагностика плазмы, [в. 1—3], М., 1963—73; Голант В. Е., Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, М., 1968; Грин Г. С., Спектроскопия плазмы, пер. с англ., М., 1969; Кузнецов Э. И., Шестов Д. А., Методы диагностики высокотемпературной плазмы, 2 изд., М., 1980; Пятинский Л. И., Лазерная диагностика плазмы, М., 1976; Зайдель А. Н., Применение голографической интерферометрии для диагностики плазмы, «УФН», 1986, т. 149, в. 1; Шестов Д. А., Рассеяние электромагнитного излучения в плазме, пер. с англ., М., 1978; Чан Ш., Талбот Л., Турян К., Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме, пер. с англ., М., 1978; Диагностика термоядерной плазмы, под ред. С. Ю. Дуклянова, М., 1980; Proceedings of the 5th topical conference on high temperature plasma diagnostics, 1984, N. Y., 1985. А. П. Жилинский, В. Н. Колесников.

ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ (от греч. *diagramma* — изображение, рисунок) — угловое распределение поля излучения (Д. н. по полю) или излучаемой мощности (Д. н. по мощности) антенны или эквивалентного ей устройства. Для приёмных антенн Д. н. определяют как зависимость величины принимаемого сигнала от направления прихода плоской волны; при этом учитывают также и др. характеристики плоской волны (напр., поляризация в случае ал.-магн. волн). Для систем, не содержащих свободных и (или) независимых элементов (включая свойства окружающей среды), Д. н. в приёмном и передающем режимах работы антенны совпадают в силу *взаимности принципа*.

В однородных средах на больших расстояниях r от антенны, в т. н. дальней (фраунгоферовой) зоне ($r \gg \gg 2D^2/\lambda^{-1}$, где D — размер антенны, λ — длина волны), угол излучения антенны фактически полностью определяется её Д. н. Далее все пояснения будут относиться к излучателям ал.-магн. волн, хотя понятие Д. н. широко используется также в акустике, в гидро- и геофизике, т. е. всюду, где приходится иметь дело с направленным излучением.

Ал.-магн. поле, излучаемое антенной на фиксированной частоте ν в однородной изотропной среде, представляет собой при больших удалениях от антенны неоднородную расходящуюся сферич. волну:

$$E_{\nu} = r^{-1} f_{\nu}(\theta, \varphi) \exp(i2\pi r/\lambda), \quad H_{\nu} = Z_0^{-1} [r_{\nu} E_{\nu}],$$

$$(r_{\nu} f_{\nu}) = 0.$$

Здесь r , θ , φ — сферич. координаты с началом отсчёта в месте расположения антенны, r_0 — единичный вектор вдоль r , Z_0 — характеристический *импеданс* среды. Ф-ция f_{ν} является векторной Д. н. по полю (иногда из соображений размерности её называют Д. н. по напряжённости). Соответственно Д. н. по мощности равна $F_{\nu} = \text{const } |f_{\nu}|^2$, где const. множитель находится из условия нормировки. Рассматривают также фазовые Д. н. (угловое распределение фазы составляющих f_{ν}) и поляризационные Д. н. (обычно угловое распределение двух *Стокса параметров*).

По виду Д. н. антенны разделяют на слабонаправленные, у к-рых излучаемая мощность распределена в

большом телесном угле, и остронаправленные, у к-рых осн. доля излучаемой мощности сконцентрирована в узком телесном угле, т. е. гл. лепестке Д. н. (с расстоянием от пика десятков градусов до единиц угла. минут и менее).

Существует ряд физ. ограничений на реализуемость нек-рых видов Д. н. Так, в случае ал.-магн. волн не может быть реализована строго изотропная Д. н., что обусловлено векторным характером ал.-магн. поля. Практически не может быть реализована «сверхнаправленная» Д. н. с угловой шириной гл. лепестка меньше λ/D радиан (критерий разрешения Рэлея), что связано с волновой природой поля излучения. Т. о., в случае ал.-магн. поля оказываются несуществующими оба крайних случая, хотя формально в заданном объёме может быть построено распределение сторонних источников, Д. н. к-рых аппроксимирует с наперёд заданной точностью любую ограниченную ф-цию; это распределение, однако, становится неустойчивым по отношению к любым малым отклонениям от значений параметров, обеспечивающих «сверхнаправленность».

Реализуемые на практике Д. н. отличаются большим разнообразием; в частности, Д. н. остронаправленных антенн различаются по форме гл. лепестка, по числу гл. лепестков, по уровню мощности, излучаемой вне гл. лепестка, и т. н.

Для излучающих антенн с временной модуляцией параметров и (или) для антенн, перемещающихся в пространстве, а также для приёмных антенн с *обработкой сигналов* понятие Д. н. становится несколько условным.

Лит. см. при ст. *Антенна*. М. А. Мильнер, В. И. Турчин.

ДИАГРАММА СОСТОЯНИЯ (фазовая диаграмма) — диаграмма, изображающая зависимость устойчивого фазового состояния одно- или многокомпонентного вещества от термодинамич. параметров, определяющих это состояние (темпер. T , давления P , напряжённостей магн. H или электр. E полей, концентрации c и др.). Каждая точка Д. с. (ф и g у р а т и в н а я т о ч к а) указывает на фазовый состав вещества при заданных значениях термодинамич. параметров (координатах этой точки). В зависимости от числа внеш. параметров Д. с. может быть двумерной, трёхмерной и многомерной. При исследовании равновесия фаз в условиях перемен. давления строят изобарич. и изоконтурц. сечения и проекции на плоскости T — P или P — c . Наиб. полно изучены изобарич. T — c сечения T — P — c Д. с., соответствующие атм. давлению.

Устойчивому состоянию системы при заданных T и P соответствует минимум *Гиббса энергии* системы G . Из этого условия вытекают ур-ния равновесия, определяющие границы фаз на Д. с. Ур-ние *фазового равновесия* однокомпонентного вещества выражается равенством молярных энергий Гиббса этой фаз; в дифференц. форме — это *Каллебрано—Каллзуса уравнение*. Ур-ния равновесия многокомпонентной системы сводятся к равенству хим. потенциалов μ_i каждого компонента i во всех фазах i :

$$\mu_1^i = \mu_2^i = \dots = \mu_j^i. \quad (*)$$

Анализ системы ур-ний (*) приводит к *Гиббса правилу фаз*. Это правило определяет наиб. число фаз, к-рые могут находиться в равновесии, и число независимых параметров (степеней свободы), изменение к-рых не нарушает фазового состояния вещества. Нонвариантному равновесию (0 степеней свободы) соответствует на Д. с. точки, одновариантному — линии, двухвариантному — участки плоскости и т. д.

Д. с. однокомпонентного вещества обычно строится на плоскости в координатах T — P , T — V , P — V , T — H и др. Темп-ра равновесия двух фаз однокомпонентного вещества при заданном давлении определяется точкой пересечения кривых $G(T)$ этих фаз (рис. 1). В *тройных точках* пересекаются три кривые

попарного равновесия фаз, эти точки соответствуют равновесию трёх фаз. Равновесие большего числа фаз невозможно. Кривая равновесия двух фаз может оканчиваться в критической точке.

Для двух компонентных веществ в системе ур-ий (*) геометрически соответствует условиям общего касания к кривым $G(c)$ (рис. 2) сосуществующих фаз; точки касания определяют структуру и составы фаз, находящихся в равновесии при заданных условиях. Концентрации фаз в двухфазном состоянии определяют с помощью кондов (изотермич. прямых на изобарич. сечениях, соединяющих точки фазовых границ; см. рис. 3, а). Относительное количество фаз в двухфазном состоянии определяется правилом рычага.

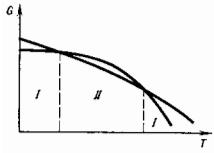


Рис. 1. Зависимость энергии Гиббса G двух фаз I и II от температуры.

При фазовых переходах 2-го рода правило фаз Гиббса неприменимо, поэтому на T - c Д. с. такие фазы не всегда разделяются двухфазными областями, в отличие от переходов 1-го рода (см. рис. 2, а, выше K_2).

На рис. 2 показаны участки Д. с. разных типов и соответствующие им кривые $G(c)$. На рис. 2, а изображе-

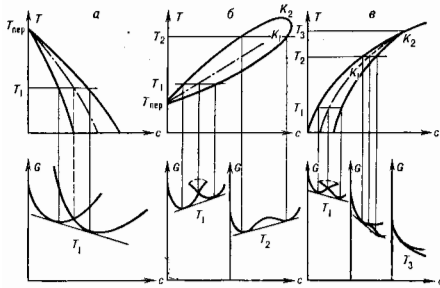


Рис. 2. Участки диаграммы состояния разных типов (вверху) и соответствующие им кривые $G(c)$.

по равновесию фаз с разными структурами, на рис. 2, б — равновесие изоструктурных фаз с критич. точками изоконцентрационного превращения K_1 и расщепления K_2 ; на рис. 2, в — переход порядок—беспорядок с двумя критич. точками изоконцентрац. перехода K_1 (трикритич. точка, точка Ландау) и расщепления K_2 . Когда фазы имеют разную структуру (рис. 2, а), каждой из них соответствует своя зависимость $G(c)$, а в случае изоструктурных фаз (рис. 2, б) и переходов типа порядок—беспорядок (рис. 2, в) обе фазы описываются единой зависимостью $G(c)$ (одной кривой с пелдаёй и без неё). Значие положения линий $T_0(c)$ — линий равных энергий Гиббса обеих фаз одного и того же состава (см. штриховые линии на рис. 2) — важно в тех случаях, когда из-за малой диффузионной подвижности реализуются изоконцентрац. («бездиффузионные») превращения (см. Мартенситное превращение, Кристаллизация). При отсутствии пересечения линий $G(c)$ (рис. 2, б, в при $T > T_{K_1}$) изоконцентрац. равновесия нет. В интервале $T_{K_1} < T < T_{K_2}$ имеет место расщепление, аналогичное расщеплению жидких и твёрдых растворов. На рис. 2, в ($T > T_{K_2}$) на кривых $G(c)$ имеется точка ветвления, соответствующая фазовому переходу 2-го рода.

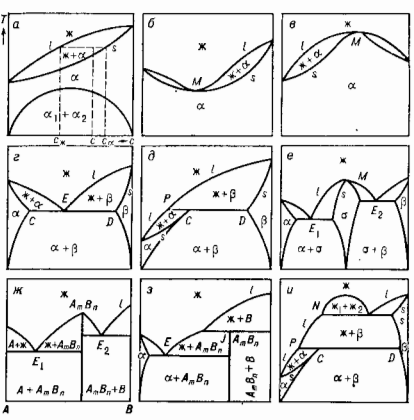


Рис. 3. Диаграммы состояний разных типов в координатах T - c ; ж — жидкая фаза, α, β, γ — твёрдые фазы, A, B, B_1 — хим. составные компоненты, C, D — тройные точки, E_1, E_2 — эвтектические точки, M — точки максимума и минимума, J — перитектическая точка.

Д. с. могут иметь разнообразную форму (рис. 3). К одному типу могут быть отнесены Д. с., на к-рых сохраняются неизменными число, размерность и взаимное расположение всех геом. элементов (характерных точек, линий, областей). Форма и размер отрезков линий и областей могут изменяться при сохранении типа Д. с. К характерным точкам относятся: критич. точки, точки фазовых переходов 2-го рода, трикритич. точки, точки равных концентраций с максимумом или минимумом M (рис. 3, б, а, е), точки равновесия трёх фаз (триплетные точки на Д. с. однокомпонентного вещества), эвтектические E (рис. 3, а), перитектические P (рис. 3, в, и), моноктетические J (рис. 3, у) точки, точка инконгруэнтного плавления и соединения J (рис. 3, з). К характерным точкам можно также отнести точки фазовых переходов компонентов и соединений (в последнем случае при наличии сингулярной точки Д. с. разбивается на две: см. рис. 3, ж), точки максимумов и минимумов на их кривых плавления. На одной Д. с. может быть неск. характер-

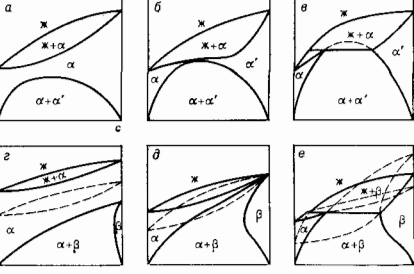


Рис. 4. Эволюция изобарических сечений диаграммы состояний двухкомпонентного вещества: а, б, в — простейшие Д. с., г, д, е — сложные. Пунктиром показаны метастабильные диаграммы состояний или их участки: ж — жидкая фаза, α, β — твёрдые фазы.

ных точек. Появление или исчезновение одной из них меняет тип Д. с. Эволюция T —с изображ. сечений T — P — C Д. с. при изменении давления может привести к смене типов этих сечений (рис. 4) при переходе через граничные (переходные) Д. с. (рис. 4, б, д).

Д. с. трёхкомпонентной системы вещества при пост. P трёхмерна. Система координат, в k -рой она изображается, представляет собой ребра трёхгранной призмы, основанием k -рой служит концентрация, треугольник; ось T перпендикулярна основанию, а грани являются Д. с. бинарных систем.

Па плоскости сечения изотермич. (рис. 5), политермич. и квазибинарные сечения трёхмерной Д. с. Политермическими наз. сечения плоскостью, параллельной оси T . Квазибинарными — Д. с. систем, компонентами

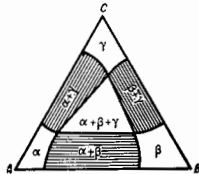


Рис. 5. Изотермическое сечение диаграммы состояний трёхкомпонентного вещества в случае ограниченной растворимости в твёрдых растворах α , β и γ .

k -рых являются соединения, образующиеся в двух бинарных системах, или соединении и один из компонентов. Относит. количества фаз, находящихся в равновесии, определяются правилом центра тяжести. Как и правило рычага, оно следует из условия сохранения количества каждого компонента. Д. с. n -компонентной системы при перемен. T и P — $(n-1)$ -мерны. Для их изображения разработаны спец. методы.

Имеется ряд ограничений на структуру Д. с. Так, согласно *третьему началу термодинамики*, при $T=0$ К энтропия $S=0$, откуда вытекает неустойчивость растворов при $T \rightarrow 0$ К, они должны расслаиваться на смеси комплектов, соединений и стехиометрически упорядоченных фаз. Однако из-за медлой диффузионной подвижности растворов в большинстве случаев полного расслаивания растворов наблюдать не удастся. Границы равновесия двух фаз могут сдвигаться только в точках превращений чистых компонентов или в точках минимума или максимума этих границ.

Д. с., как правило, являются сложными и могут быть расщеплены на простейшие. Д. с. на рис. 4, a — e являются простейшими. Д. с. на рис. 4, a — e расщепляются на три простейшие: α — α , β — β и α — β , k -рые полностью или частично металлы. Д. с. одного и того же типа может быть как простейшей, так и сложной (ср. рис. 4, a , e). На Д. с. рис. 4, a — e можно нанести только одну линию $T_0(c)$ изоконцентрац. равновесия, T_0^{j-k} ; на Д. с. рис. 4, a — e три такие линии: $T_0^{j-k-\alpha}$, $T_0^{j-k-\beta}$ и $T_0^{j-k-\gamma}$. При изменении давления (или смене одного из компонентов) простейшие Д. с., составляющие сложную, смещаются относительно друг друга, что приводит к стабилизации одних участков Д. с. и дестабилизации других. Тип простейших Д. с. определяется термодинамич. свойствами компонентов в сосуществующих фазах и термодинамич. свойствами растворов.

Для построения Д. с. используют данные разл. методов: рентгеноструктурного, калориметрического, термического, dilatометрического, оптич. и электронной микроскопии, ЯМР и др.

Д. с. можно рассчитать, если известны аналитич. выражения для $G(T, P, c)$ всех фаз, образующихся в данной системе. Для определения вида $G(T, P, c)$ достаточно иметь эксперим. данные о термодинамич. свойствах системы. Однако обычно такие данные либо

отсутствуют, либо неполны. Для конструирования $G(T, P, c)$ используют поэтому теорию растворов, электролитную теорию вещества, разл. рода эмпирич. и полумэмпирич. соотношения. Привлекают закономерности изменения свойств элементов с изменением их атомного номера и положения в таблице Менделеева, а также имеющиеся данные об известных участках Д. с., метастабильных фазах в рассматриваемой системе, её физ. свойствах. Наиб. перспективным путём построения Д. с. является оптим. сочетание всех методов (эксперим. и теоретич.) нахождения ф-ций $G(T, P, c)$ и последующего расчёта с помощью ЭВМ.

Д. с. используют на практике в материаловедении, металлургии, металловедении, химии, геологии и др.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., т. 1, М., 1976; Дривин В. П., Калаши и др. Д. с. А. Правило фаз с изменением основ термодинамики, 2 изд., М., 1964; Зхаров А. М., Диаграммы состояния двойных и тройных систем, 2 изд., М., 1978; Устойчивость фаз в металлах и сплавах, пер. с англ., М., 1970; Кауфман Л., Берестейн Г., Расчёт диаграмм состояний с помощью ЭВМ, пер. с англ., М., 1972; Гиббс Дж. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Альтерман И. Л., Исаев Л. Г., Анализ возможных типов диаграмм состояний двухкомпонентных систем и эволюция под давлением, в сб.: Физика и техника высоких давлений, в. 12, К., 1983.

ДИАМАГНЕТИЗМ (от греч. $\delta\iota\alpha$ — приставка, означающая здесь расхождение, и $\mu\alpha\gamma\eta\tau\iota\zeta\mu\alpha$ — свойство вещества намагничиваться навстречу приложенному магн. полю. Диамагн. момент создаётся незадуковыми микроскопич. электр. токами, индуцированными магн. полем H (см. Закон правши). В создании диамагн. момента участвуют заряды атомов, а также свободно носители заряда в металлах и полупроводниках. Т. о., Д. является универсальным свойством, присутствующим во всех веществах. Однако во мн. случаях Д. перекрывается парамагнетизмом и ферромагнетизмом и составляет лишь небольшую часть суммарной намагниченности вещества. Диамагн. момент M вдоль до очень больших полей (\sim МГс) пропорционален магн. полю: $M = -\chi H$, где диамагн. восприимчивость $\chi < 0$. Исключение составляет металлы при низких темп-рах (см., напр., Де Хаала — ван Альбена эффект).

Простейшая теория Д. газа взаимодействующих атомов в слабых магн. полях была создана П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905) и основывалась на вычислении магн. момента, возникающего в результате Лармора прецессии электрона, обращающегося по той же орбите. Квантовомеханич. вычисление диамагн. момента атома, помещённого в магн. поле [Дж. Ван Флек (J. Van Vleck, 1926), Л. Полинг (L. Pauling, 1927)], исходит из гамма-функциона \mathcal{H} электрона многоэлектронного атома, k -рый без учёта спина электрона записывается в след. виде:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} \sum_i [\hat{p}_i + \frac{e}{c} A(r_i)]^2 + e\phi(r_i), \quad (1)$$

где $e\phi(r_i)$ — кулоновская энергия электрона; \hat{p} — оператор импульса; r_i — координата электрона; A — вектор-потенциал, k -рый в случае однородного магн. поля можно записать в виде $A = \frac{1}{2} \mu H r_i$; e и m — заряд (по модулю) и масса электрона. Д. описывается только одним членом гамма-функциона (1)

$$\mathcal{H} = \frac{e^2 \mu^2}{2mc^2} \sum_i [A(r_i)]^2 = \frac{e^2 \mu^2}{8mc^2} \sum_i |Hr_i|^2. \quad (2)$$

Сдвиг $\Delta\epsilon$ уровня энергии атома под действием магн. поля в первом приближении теории возмущений (малый параметр теории — магн. поле H , направленное вдоль оси z):

$$\Delta\epsilon = -\frac{e^2 \mu^2}{8mc^2} \sum_i \langle |Hr_i|^2 \rangle = -\frac{e^2 \mu^2 H^2}{12mc^2} \sum_i \langle r_i^2 \rangle \quad (3)$$

(черта сверху означает усреднение). Здесь учтено, что по модулю $|Hr_i| = Hr_i \sin \theta_i$ и в случае сферически-

симметричной электронной оболочке ср. значение $\sin^2\theta_i = 2/3$. Отсюда диамагн. момент атома

$$\hat{M}_z, \text{ а} = -\frac{\partial \Delta \mathcal{E}}{\partial H} = -\frac{e^2 N}{6\pi m c^2} \sum_i \overline{r_i^2}, \quad (4)$$

а молярная диамагн. восприимчивость

$$\chi_{\text{л}} = -\frac{N A e^2}{6\pi m c^2} \sum_i \overline{r_i^2} = -\frac{N A Z e^2}{6\pi m c^2} \overline{\rho^2}, \quad (5)$$

где N_A — число Авогадро, Z — атомный номер, $\overline{\rho^2}$ — ср. значение квадрата эффективного радиуса электронной оболочки атома. Из Ф-лы (5) видно, что Д. не зависит от температуры T (шока kT мало по сравнению с расстоянием между осн. и возбужденными уровнями) и усиливается с атомным номером.

Табл. 1.

Вещество (элемент)	Атомный номер	$\chi_{\text{л}} \cdot 10^6$	
		эксперимент	теория
He	2	-2,0	-1,9
Ne	10	-7,0	-(5±14)
Ar	18	-13,4	-(19±25)
Kr	36	-28	-(32±33)
Xe	54	-43	-(43±48)

сравниваются с теоретич. значениями $\chi_{\text{л}}$, точность к-рых невелика и сильно падает с ростом атомного номера, т. к. задача о распределении электронной плотности в многоэлектронном атоме не решена. С этими трудностями связан разброс теоретич. значений $\chi_{\text{л}}$, полученных разл. авторами, использовавшими разные приближения при решении задачи. В целом Ф-ла (5) (получающаяся, кстати, одинаковой и в квантовомеханич. расчёте, и в квазиклассич. теории Ландауэна) даёт удовлетворительную оценку величины Д. элементов и её изменения с ростом числа электронов в атоме.

Ф-лу (5) применяют также при определении Д. ионных соединений. Расчёты Д. ионов и сопоставление их с эксперим. значениями $\chi_{\text{л}}$ ионных соединений лежат в основе исследований хим. связей, степени деформации электронных оболочек ионов и доли ковалентных связей в разл. соединениях.

Полное теоретич. описание Д. нецентрально-симметричных систем требует учёта *ванфлюковского парамагнетизма*. Д. является поларизацией ионизма магнетизмом, и соответственно энергия Д. (3к) имеет квадратичную зависимость от магн. поля. Однако существует также полярная ионизма ванфлюковский парамагнетизм, к-рому в гаммаблинае (1) соответствует член

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{пм}} = \hat{M}_z H = \frac{e}{2\pi c} \left(\sum_i [r_i \rho_i] \right) H \quad (6)$$

и сдвиг уровня энергии (во втором порядке теории возмущений) на величину

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{пм}} = -H^2 \sum_{k=1}^n \frac{1}{\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_0} \frac{1}{\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_0} \langle k | \hat{M}_z | 0 \rangle \langle 0 | \rho | k \rangle \quad (7)$$

(k — номер уровня мультиплетта). Соответственно ванфлюковский парамагнитная восприимчивость 1 моля вещества

$$\chi_{\text{пм}} = 2N_A \sum_{k=1}^n \frac{1}{\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_0} \frac{1}{\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_0} \langle k | \hat{M}_z | 0 \rangle \langle 0 | \rho | k \rangle. \quad (8)$$

Для ионов (атомов, молекул), у к-рых электронная оболочка не обладает сферич. симметрией или осевой симметрией относительно направления H , возможны как диа-, так и парамагнетизм. Напр., расчётные значения

диамагн. и парамагн. составляющих χ 1 моля водорода (H_2) равны:

$$\chi_{H_2} = (-4,7 + 0,5) \cdot 10^{-6} = -4,2 \cdot 10^{-6}.$$

Эксперим. значения χ для H_2 лежат в пределах от $-3,9 \cdot 10^{-6}$ до $-4,0 \cdot 10^{-6}$.

Эмпирич. правило расчёта Д. органич. соединений в виде

$$\chi_{\text{л}} = \sum_i \chi_{A_i} + \sum_i \lambda_i \quad (9)$$

первые было предложено П. Паскалем (P. Pascal, 1910). Здесь χ_{A_i} — постоянные диамагн. вклады атомов, входящих в состав молекулы, λ_i — поправочные члены, зависящие от структурных особенностей молекул. Физ. смысл члена $\sum \lambda_i$ Паскаль не раскрыл, он расматривал его как эмпирич. характеристику хим. связей.

И. Г. Дорфман (1961) провёл глубокий анализ влияния всех видов хим. связей на Д. соединений. В ароматич. соединениях часть электронов совершает движение по всему ароматич. кольцу. Соответственно они имеют орбиты очень большого радиуса, что приводит к сильному росту Д. у этих соединений; Д. оказывается сильно анизотропным — магн. восприимчивость в направлении, перпендикулярном ароматич. кольцам (χ_{\perp}), в 10 раз больше восприимчивостей ($\chi_{\parallel}^{(1)}$ и $\chi_{\parallel}^{(2)}$), измеренных в плоскости, параллельной кольцам. Эксперим. значения диамагн. восприимчивостей ряда кристаллов ароматич. соединений приведены в табл. 2.

Табл. 2.

Кристаллы	$-\chi_{\perp} \cdot 10^6$	$-\chi_{\parallel}^{(1)} \cdot 10^6$	$-\chi_{\parallel}^{(2)} \cdot 10^6$
Бензол C_6H_6	95	35	35
Нафталин $C_{10}H_8$	177	53	54
Антрацен $C_{14}H_{10}$	254	76	72
Фенантрен $C_{15}H_{10}$	240	74	74
Терфенил $C_{18}H_{14}$	271	97	88

В металлах и полупроводниках кроме Д. атомных электронов имеет место также Д. (и парамагнетизм) «свободных» электронов и дырок. Классич. газ свободных носителей заряда, согласно теореме ван Лэвена, не должен обладать Д. Однако К. Д. Ландау (1930) показал, что квантование орбит носителей заряда в плоскости, перпендикулярной H , приводит к возникновению диамагн. момента (см. *Ландау диамагнетизм*). Соответствующая диамагн. восприимчивость единицы объёма

$$\chi_{\text{л}} = -\frac{e^2}{12\pi n m c^2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} N^{1/3}, \quad (10)$$

где N — число электронов (или дырок) в единице объёма, m^* — их эфф. масса. В металлах и полупроводниках существует спиновый парамагнетизм электронов проводимости (*Паули парамагнетизм*).

Табл. 3.

Кристаллы	$-\chi_{\text{л}} \cdot 10^6$	$-\chi_{\perp} \cdot 10^6$
Висмут Bi	222	309
Сурьма Sb	173	61

В тех металлах, в к-рых эфф. масса равна массе свободного электрона, диамагнетизм Ландау составляет только $1/3$ от парамагнетизма Паули. К таким парамагн. металлам прежде всего относятся щелочные металлы. Однако в металлах со сложной *ферми-поверхностью* (Bi, Cu, Ag, Au, Be, Zn, Cd, Mg, Ga, In, Te) эфф. масса m^* может сильно отличаться от m . Аномально малыми значениями m^* обладает Bi и Sb. Соответственно диамагнетизм Ландау в них аномально велик (и анизотропен). Магн. восприимчивость этих металлов, измеренная при комнатной темп-ре вдоль оси симметрии высокого порядка (χ_{\parallel}) и перпендикулярно ей (χ_{\perp}), приведена в табл. 3.

Ф-ла (10) выведена для вырожденного ферми-газа электронов. В невырожденных собственных полупроводниках Д. носитель заряда зависит от темп-ры: $\chi_d \sim \sqrt{T} \cdot \exp(\Delta E / 2kT)$, (ΔE — энергетич. щель между валентной зоной и зоной проводимости).

Др. ограничение, сделанное при выводе Ф-лы (10), состоит в предположении, что величина kT существенно больше энергии, па к-рую различаются соседние квантовые *Ландау* уровни. При низких темп-рах и в сильных полях $kT < (\hbar^2 m^* \omega^2) / \pi$ и тепловое размытие уровня Ферми становится меньше расстояния между уровнями Ландау. Это приводит к немонотонному изменению энергии электронного газа при изменении магн. поля. Одним из следствий этого являются периодич. осцилляции магн. восприимчивости металлов — эффект Де Хааса — ван Алфреда.

Лит.: Селуя П., Магнетизм, пер. с англ., 2 изд., М., 1958; Дорфман Я. Г., Диамагнетизм и химический связь, М., 1961; Вольсовский С. В., Маттиези, М., 1971; А. С. Борхис-Романо.

ДИАМАГНЕТИЗМ ПЛАЗМЫ — свойство, характеризующее *магнитную восприимчивость* плазмы, её способность уменьшать магн. поле, в к-ром она находится (см. *Диамagnetизм*). Д. п. является следствием движения электронов и ионов плазмы по витковым (ларморовским) траекториям, что эквивалентно круговому току, создающему *магнитный момент*, противоположный по направлению магн. полю (в соответствии с правилом Ленца). В итоге поле внутри плазмы уменьшается. Как и всякое диамагн. вещество, плазма выталкивается из области более сильного магн. поля.

В пост. магн. поле с напряженностью H магн. поле, создаваемое частицей, эквивалентно долгу кругового тока с магн. моментом

$$\mu = - \frac{W_L}{H} \quad (1)$$

(W_L — энергия частицы в плоскости, перпендикулярной H). В условиях теплового равновесия магн. момент классич. системы частиц равен нулю (согласно теореме ван Лёвен). В случае плазмы это проявляется в отсутствии диамагнетизма равновесной плазмы, удерживаемой стенками камеры: диамагн. момент, создаваемый заряд. частицами, движущимися по замкнутым орбитам, полностью компенсируется благодаря токам, создаваемым за счёт разрыва орбит периферия частиц при их ударе о стенки камеры. В отсутствие стенок Д. п. проявляется в условиях *космической плазмы* или при магнитном удержании плазмы. Т. о., Д. п. как классич. макроскопич. явление связан исключительно с термодинамич. неравновесностью плазмы. Так, для неоднородной, медленно диффундирующей замагниченной плазмы её диамагн. момент μ на единицу объёма равен

$$\mu = - \frac{nT}{H}, \quad (2)$$

Т. н. соответственно темп-ра и плотность плазмы. Диамагн. момент плазмы существенно возрастает, если в среде возбуждена неоднородная отражательно-симметрическая турбулентность.

Лит. см. при ст. *Плазма*. С. С. Моисеев. **ДИАМАГНЕТИК** — вещество, приобретающее во внеш. магн. поле H магн. момент M_d , направленный навстречу намагничивающему полю. В отсутствие магн. поля чисто диамагн. вещества результирующий магн. моментом не обладают (магн. моменты электронов в атомах или молекулах Д. скомпенсированы), но при наложении поля H в атомах (молекулах) индуцируются микроскопич. вихревые токи, к-рые своим магн. полем экранируют внеш. поле. У большинства Д. вплоть до полей $H \sim 10^6$ кЭ зависимость $M(H)$ практически линейна: $M = \chi_d H$, где диамагн. восприимчивость χ_d всегда отрицательна. Обычно для Д. рассматривают *магнитную восприимчивость* 1 моля вещества (молярную восприимчивость) χ_d , к-рая мала

($\sim 10^{-6} - 10^{-4}$) по сравнению с магн. восприимчивостью парамагнетиков и антиферромагнетиков. Классич. Д. являются т. п. инертные газы (He, Ne, Ar, Kr и Xe), а также к-рые имеют замкнутые внеш. электронные оболочки (значения χ_d для этих газов приведены в табл. 1 ст. *Диамagnetизм*).

К Д. также относятся инертные газы в жидком и кристаллич. состояниях; соединения, содержащие ионы, подобные атомам инертных газов (Li^+ , Be^{2+} , Al^{3+} , O^{2-} и т. д.); галоиды в газообразном, жидком и твёрдом состояниях; некие металлы (Zn , Al , Hg и др.). Диамагнетиками, точнее сверхдиамагнетиками, с $\chi_d = - (1/4) \approx 0,1$ являются *сверхпроводники*, у них диамагн. эффект (выталкивание внеш. магн. поля) обусловлен поверхностными макроскопич. токами (см. *Сверхпроводимость*). К Д. относится большое число органич. веществ, причём у многоатомных соединений, особенно у циклических (ароматич. и др.), магн. восприимчивость анизотропна. В табл. приведены значения

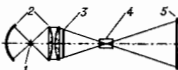
Вещество	$\chi_d \cdot 10^6$	Вещество	$\chi_d \cdot 10^6$
Металлы		Органические соединения	
Медь Cu	-5,41	Метан CH_4 (газ)	-16,0
Бериллий Be	-9,02	Бензол C_6H_6 (жидкость)	-54,8 (сп.)
Цинк Zn	-11,4	Анилин C_6H_5N (жидкость)	-62,9
Серебро Ag	-21,5	Нафталин $C_{10}H_8$ (кристалл)	-91,8 (сп.)
Золото Au	-29,6	Октан C_8H_{18} (жидкость)	-96,6
Ртуть Hg	-33,4	Дифениламин $C_{12}H_{11}N$ (кристалл)	-107
Висмут Bi	-284 (сп.)	Тетрафенилэтилен $C_{18}H_{16}$ (кристалл)	-217
Неорганические соединения			
H_2O (жидкость)	-13 (0° C)		
CO_2 (газ)	-2,5		
NaCl (кристалл)	-30,3		
Al_2O_3 (кристалл)	-37,0		
$CuCl$ (кристалл)	-40,0		
PbO (кристалл)	-42,0		
$AgNO_3$ (кристалл)	-45,7		
$PbSO_4$ (кристалл)	-89,7		
$BiCl_3$ (кристалл)	-160		

диамагн. восприимчивости ряда Д.: металлов, неорганич. и органич. соединений (при нормальных условиях).

Лит.: Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Киконова, М., 1976; Handbook of chemistry and physics, 59 ed., Cleveland, 1978.

ДИАСКОПИЧЕСКАЯ ПРОЕКЦИЯ — разновидность оптич. проекции, дающая увеличенное действительное изображение светящегося или освещённого предмета; при этом осветительная система и объектив находятся на одной оптич. оси (рис.). Для построения изображения с помощью Д. н. используется свет, проходящий сквозь объект (диапозитив, киноплёнку), в отличие от з. н. с. к. оптич. проекции, где изображение строится светом, отражённым от объекта. Оптич. схема Д. п. даёт возможность сохранить направленность луча света, сформированного осветительной системой, а не превращать его в диффузный, чем достигается боль-

Шема диаскопической проекции: 1 — источник света; 2 — осветительная система (контроллятор и конденсор); 3 — проецируемый объект; 4 — объектив; 5 — экран.



шой выигрыш в яркости получаемого изображения. Для этой цели служит *конденсор*, строящий изображение источника света на входном зрачке проекционного объектива. Д. п. применяется в фотоувеличителях и диа- и кинопроекторах и пр.

А. П. Газарин. **ДИАФРАГМА** (от греч. diaphragma — перегородка) в о. п. т. к. е. — непрозрачная перегородка, ограничивающая поперечное сечение световых пучков в оптич. системах (в телескопах, микроскопах, фотоаппаратах и т. н.). Роль Д. часто играют оправы линз, призм, зеркал и

др. оптич. деталей, зрачок глаза, границы освещённого предмета, в спектроскопах — щели. Размеры и положение Д. определяют освещённость и качество изображения, глубину резкости (*глубину изображаемого пространства*) и разрешающую способность оптич. системы, поле зрения.

Д., наиболее сильно ограничивающая световой пучок, называется пертурбой или действуюющей. Её изображением апертурной Д. Q_1, Q_2 (рис. 1) в предшествующей ей части оптич. системы L_1 (в пространстве предметов) является входной зрачок P_1, P_2 системы; изображением апертурной Д. L_2 — выходной зрачок P_1', P_2' . Входной зрачок P_1, P_2 ограничивает угол раствора пучков

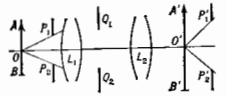


Рис. 1.

лучей, идущих от точки О объекта АВ; выходной зрачок P_1', P_2' играет ту же роль для лучей, идущих от точки O' изображения объекта $A'B'$. С увеличением апертурной Д. (*апертуры*) растёт освещённость изображения. В фотографич. объективах для плавного изменения освещённости применяют т. п. рисовую диафрагму, состоящую из тонких непрозрачных пластинок, образующих прил. круглое отверстие, диаметр к-рого может меняться поворотом пластинок.

Уменьшение действующего отверстия оптич. системы (диафрагмирование) улучшает качество изображения, т. к. при этом из пучка лучей устраняются краевые лучи, на ходе к-рых в наибольшей степени сказываются aberrации. Диафрагмирование увеличивает также глубину резкости, обратно пропорциональную радиусу входного зрачка. С другой стороны, уменьшение действующего отверстия снижает *иза дифракции света* на краях Д. разрешающую способность оптич. системы.

В связи с этим апертура оптич. системы должна иметь оптимальное значение. Для устранения (ослабления) дифракционных колец в изображении священной точки, даваемой оптич. системой, используется т. н. а н о д и з и р у ю щ и й ф и л ь т р (см. *Анодизация*) — спец. фильтр, создающий соответствующее

распределение амплитуд и фаз на входном зрачке системы. Другие Д., имеющиеся в оптич. системе, г. л. о б р а б р а т ы в а ю т п р о х о ж д е н и ю ч е р е з с и с т е м у л у ч е й о т т о ч е к о б ь е к т а , р а с п о л о ж е н н ы х в с т о р о н е д л я о с и о п т и ч . с и с т е м ы . Н а и б . э ф ф е к т и в н а я в э т о м о т н о ш е н и и Д . н а з . Д . п о л и з р е н и я . Она определяет, какая часть пространства может быть изображена оптич. системой. Из центра входного зрачка P_1, P_2 Д. поля зрения L_1, L_2 видна под наименьшим углом (рис. 2). Д. поля зрения сильнее всего ограничивает лучи, идущие от удалённых от осей точек объекта АВ.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

ДИАФРАГМА в электронной и ионной оптике — применяется для ограничения поперечного сечения и изменения угла раствора (апертуры) пучка заряд. частиц. Круглая Д. (обычно отверстие в проводящей пластинке), имеющая электрич. потенциал и помещённая во внеш. электрич. поле, представляет собой простейшую осесимметричную электростатич. линзу (см. *Электронные линзы*). Если напряжения поля на разные стороны пластины вдали от отверстия равны соответственно E_1 и E_2 , то фокусное расстояние такой линзы f приблизительно равно: $f = 4\varphi / (E_1 - E_2)$, где φ — потенциал в центре Д. В зависимости от знака Д. играет роль собирающей или рассеивающей линзы. Комбинации Д., имеющих разл. потенциалы, также являются электростатич. линзами. См. также *Электронная и ионная оптика*.

ДИВЕРГЕНЦИЯ (от ср.-век. лат. *divergo* — отклоняться, отходить) — одна из осн. операций *векторного анализа*, сопоставляющая векторному полю $a(r)$ скалярное поле $\text{div } a$ (используется также обозначение φ). Если точка r задана своими декартовыми координатами, $r = \{x_1, x_2, x_3\}$, и вектор a — своими компонентами, $a = \{a_1, a_2, a_3\}$, то

$$\text{div } a = \frac{\partial a_1}{\partial x_1} + \frac{\partial a_2}{\partial x_2} + \frac{\partial a_3}{\partial x_3}.$$

Согласно *Гаусса — Остроградского формуле*, Д. векторного поля определяет поток этого поля через любую замкнутую поверхность и, следовательно, характеризует силу источников этого поля. Операция Д. обладает след. свойствами:

$$\begin{aligned} \text{div}(a+b) &= \text{div } a + \text{div } b, \\ \text{div}(\varphi a) &= \varphi \text{div } a + a \text{ grad } \varphi, \\ \text{div}[ab] &= b \text{ rot } a - a \text{ rot } b, \\ \text{div rot } a &= 0. \end{aligned}$$

Если $\text{div } a = 0$, то векторное поле a наз. свободным от источников или соленоидальным. В таком случае существует свободное от источников векторное поле b (векторный потенциал поля a), такое, что $a = \text{rot } b$. Оно может быть выражено через объёмный интеграл $b = \int (\text{rot } a / 4\pi r) dV$, где r — расстояние между элементом объёма и точкой, в к-рой ищется значение поля b .

М. Б. Менский.

ДИЛАТОМЕТРИЯ (от лат. *dilatō* — расширять и греч. *metrō* — измерять) — раздел физики и измерит. техники, изучающий зависимость изменения размеров тела от темп.-ры, давления, электрич. и магн. полей, ионизирующих излучений и т. д. Дилатометрич. исследования основаны на определении теплового расширения тел и его разл. аномалий (при фазовых переходах и др.).

Приборы, применяемые в Д., — дилатометры — имеют разл. принципы действия. В оптич.-механических дилатометрах (чувствительность $\sim 10^{-6}$ – 10^{-7} см) изменение размеров тела приводит к повороту зеркала; линейное расширение измеряется по смещению светового зайчика, отражённого от зеркала. В ёмкостных дилатометрах (чувствительность $\sim 10^{-9}$ см) изменение размеров образца изменяет ёмкость электрич. конденсатора, к-рый служит датчиком. В индукционных дилатометрах (чувствительность $\sim 10^{-9}$ см) при изменении размеров образца изменяется взаимное расположение двух катушек индуктивности и, следовательно, их взаимная индуктивность. В интерференционных дилатометрах (чувствительность $\sim 10^{-9}$ см) исследуемый образец помещён между зеркалами интерферометра; при изменении расстояния между ними интерференц. полосы сдвигаются. В радирезонансных дилатометрах (чувствительность $\sim 10^{-12}$ см) датчиком служит объёмный резонатор, стенки к-рого изготовлены из исследуемого материала; об изменении размера резонатора судят по изменению его резонансной частоты. Одним из наиболее чувствит. методов Д. можно считать *рентгеновский структурный анализ*, позволяющий судить об изменении размеров тела по изменению параметров кристаллич. структуры.

Конструкция дилатометров обычно предусматривает возможность разл. внеш. воздействий на образец. Особое внимание уделяется учёту изменения размеров передающих звеньев и др. узлов дилатометра. Для жидких и газообразных тел рассматривается только объёмное расширение, к-рое устанавливается с помощью калиброванного капилляра, сообщающихся сосудов, измерении объёма жидкости, вытекающей при нагревании из целиком заполненного жидкостью резервуара.

Лит.: Амагати А. Н., Методы и приборы для определения температурных коэффициентов линейного расширения материалов, М., 1972; Нозикова С. И., Тепловое расширение твёрдых тел, М., 1974.

С. С. Кивилев.

ДИНА (от греч. *dynamis* — сила; дин, dyn) — единица силы в СИС системе единиц, равная силе, к-рая массе

в 1 г сообщает ускорение 1 см/с^2 . $1 \text{ дин} = 1 \text{ г}\cdot\text{см/с}^2 = 10^{-5} \text{ Н} = 1,0197 \cdot 10^{-6} \text{ кгс}$.

ДИНАМИКА (от греч. *dynamis* — сила) — раздел механики, посвященный изучению движения материальных тел под действием приложенных к ним сил. Движения любых материальных тел (кроме микрочастиц), происходящие со скоростями, не близкими к скорости света, изучаются в т. н. классич. Д. Движение тел, перемещающихся со скоростями, приближающимися к скорости света, рассматривается в теории относительности (см. *Относительности теория*), а движение микрочастиц — в *квантовой механике*. Эта статья касается только вопросов классич. Д.

Обычно классич. Д. разделяют на Д. материальной точки и Д. системы материальных точек. Самостоят. разделами Д. системы материальных точек (частич) являются: Д. абсолютно твердого тела, Д. упругого или пластически деформируемого твердого тела (см. *Упругости теория* и *Пластичности теория*), Д. жидкости и газа (см. *Гидродинамика*, *Аэродинамика* и *Газовая динамика*) и др.

Движение любой материальной системы зависит от ее инертности и от действующих на систему сил. Инертность материальной точки характеризуется массой m этой точки. Инертность материального тела при поступательном движении определяется величиной M его суммарной массы, равной сумме масс частей, образующих тело. При вращении движения инертность зависит от распределения масс в занимаемом телом объеме и характеризуется величиной, наз. *моментом инерции* тела относительно оси вращения. При сложном движении инертность тела характеризуется его суммарной массой, положением центра масс или центра инерции тела и моментами инерции относительно т. н. осей инерции, проходящих через центр масс, или тензором инерции.

Действующие на систему силы могут быть постоянными или переменными. Перем. силы изменяются определ. образом в зависимости от времени движения, от положения тела в пространстве и от его скорости (см. *Сила*). При этом по отношению к данной механич. системе действующие силы разделяют на внутренние F_i , возникающие вследствие взаимодействия между телами или частями данной системы, и внешние F^e , являющиеся результатом взаимодействия тел системы с телами, не входящими в данную систему.

Классич. Д. базируется на трёх осн. законах, наз. законами Ньютона, к-рые можно формулировать след. образом (формулировку, данную Ньютоном, и соответствующие пояснения см. в ст. *Ньютона законы механики*).

1) Если на материальную точку не действуют никакие силы (или если приложенные к ней силы взаимно уравновешиваются), то по отношению к инерциальной системе отсчета материальная точка будет находиться в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения.

2) Если на материальную точку действует сила F , то точка получает по отношению к инерциальной системе отсчета такое ускорение w , что произведение массы m точки на это ускорение равно силе:

$$mw = F. \quad (1)$$

3) Две материальные точки действуют друг на друга с силами, равными по абс. величине и направленными в противоположные стороны вдоль прямой, соединяющей эти точки.

К осн. законам Д. присоединяют ещё закон независимости действия сил, согласно к-рому при одновремен. действии на материальную точку неск. сил каждая из сил сообщает точке такое же ускорение, какое она сообщила бы, действуя одна.

На названных законах как следствия получают все ур-ния и теоремы Д. В Д. рассматриваются решения двух типов задач: 1) зная закон движения данного тела (т. е. ур-ния, определяющие положение тела в пространстве в любой момент времени), найти силы, под дейст-

вием к-рых это движение происходит; 2) зная силы, действующие на данное тело или систему тел, определить закон движения этого тела или системы. Второй тип задач является в Д. основным.

Задачи Д. решаются с помощью дифференц. ур-ний движения, к-рым устанавливается зависимость между действующими на систему силами, величинами, характеризующими инертность движущейся системы, и параметрами, определяющими её положение в пространстве (или скорости её части).

Для одной материальной точки это ур-ние дается 2-м законом Д. и выражается векторным равенством (1). В проекциях на оси прямоугольной декартовой системы координат получаются след. 3 дифференц. ур-ния движения материальной точки:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F_x, \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = F_y, \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = F_z, \quad (2)$$

где t — время, x, y, z — координаты движущейся точки. При действии на точку неск. сил F обозначает их равнодействующую. По ур-ниям (2) можно, зная закон движения точки, т. е. x, y, z как ф-ции времени t , определить действующую силу (1-я задача Д.) или, зная проекции действующих сил как ф-ции времени, координат и скорости точки, найти закон её движения, т. е. $x(t), y(t), z(t)$ (2-я, или основная, задача Д.).

Для любой материальной системы дифференц. ур-ния движения находятся как следствие из 2-го и 3-го законов Д. В частности, для абсолютно твердого тела в зависимости от вида его движения получаются таким путём след. результаты. Если тело движется поступательно, то дифференц. ур-ния его движения имеют вид ур-ний (2), где только m — масса всего тела, x, y, z — координаты его центра масс. Если тело вращается вокруг неподвижной оси, то дифференц. ур-ние его движения имеет вид:

$$I_z \frac{d^2\varphi}{dt^2} = M_z, \quad (3)$$

где φ — угол поворота тела, I_z — момент инерции тела относительно оси вращения z , M_z — гл. момент действующих сил относительно той же осн. Движение твердого тела вокруг неподвижной точки описывается тремя динамич. ур-ниями Эйлера (см. *Эйлера уравнения*). Наконец, движение свободного твердого тела описывается в общем случае шестью дифференц. ур-ниями; первые 3 совпадают с ур-ниями поступательного движения, а остальные являются динамич. ур-ниями Эйлера, в к-рых лишь осми, связанными с телом, следует считать его гл. центральные оси инерции.

Для деформируемых твердых тел, жидкостей и газов дифференц. ур-ния движения являются ур-ниями в частных производных. При решении задач Д. к ним должны присоединяться ур-ние, выражающее закон постоянства масс, и ур-ния, характеризующие нек-рые физ. свойства среды (напр., зависимость от данной среды плотности от давления или напряжений от деформаций и т. п.).

Дифференц. ур-ния движения материальной системы могут быть получены не только из осн. законов, но и из др. общих принципов Д., в частности из *вариационных принципов механики* или из *Д'Аламбера принципа*. Один из основных принципов механики — *Д'Аламбера — Лагранжа принцип* — приводит к т. н. общему ур-нию Д.:

$$\sum_{i=0}^n (F_i - m_i w_i) \cdot \delta r_i = 0, \quad (4)$$

где δr_i — векторы возможных перемещений точек системы.

Чтобы с помощью дифференц. ур-ний движения найти закон движения системы, надо кроме действующих сил знать ещё т. н. нач. условия, т. е. положения и скорости точек системы в к-н. момент времени, принимаемый за начальный. По нач. условиям определяются

значения постоянных интегрирования, к-рые входят в общие решения дифференциальных уравнений движения. Для деформируемых, жидких и газообразных тел должны ещё задаваться т. н. граничные условия.

Для систем тел, движения к-рых ограничены связями механическими (нитями, стержнями и т. п.), дифференциальные уравнения движения составляются с помощью принципа освобожденности, согласно к-рому несвободную систему можно рассматривать как свободную, отбросив связи и заменив их действие соответствующими силами, назв. *реакциями связей*. При этом осн. задача Д. распадается на две, а именно: зная действующие на систему заданные силы, определить закон движения системы и реакции наложенных связей.

В наиболее часто встречающемся случае т. н. голономных связей, т. е. связей, налагающих ограничения только на положения точек системы, но не на их скорости (ур-ния этих связей не содержат производных от координат), дифференциальные уравнения, служащие для определения закона движения системы, могут быть составлены в форме, предложенной Лагранжем (см. *Лагранжа уравнения механики*). Преимущество этих ур-ний состоит в том, что число их не зависит от числа точек или тел, входящих в систему, и равно числу степеней свободы системы (см. *Степеней свобод числа*), а также в том, что эти ур-ния не содержат в себе никаких неизвестных реакций связей. Реакции связей, когда закон движения системы известен, могут определяться с помощью принципа Д'Аламбера.

При изучении отпосит. движения тел, т. е. движения относительно систем, к-то перемещающихся по отношению к инерциальной системе отсчёта, дифференциальные уравнения движения могут составляться также же, как и для инерциальных (неподвижных) систем, если к непосредственно действующим на тело силам взаимодествия с др. телами прибавить т. н. переносные силы и Корриолиса J_2 силы инерции. При этом для каждой материальной точки $J_1 = -mv$, $J_2 = -mv_k$, где v — скорость точки, v_k и v_k' — её переносные и Корриолиса ускорения (см. *Кинематика*). Напр., для одной материальной точки ур-ние отпосит. движения имеет вид

$$m\ddot{w} = F + J_1 + J_2, \quad (5)$$

где w — отпосит. ускорение точки.

Отпосит. движение может изучаться также с помощью ур-ний Лагранжа, если ввести в них параметры, определяющие положение тела по отношению к подвижным осям.

Все обычно применяемые в Д. дифференциальные уравнения движений, напр. (2), (3) или ур-ния Лагранжа, являющиеся ур-ниями 2-го порядка и содержат в качестве неизвестных координаты (параметры), определяющие положение системы. Но в нек-рых случаях для решения задач Д. (а также в статист. физике, квантовой механике и др.) пользуются т. н. канонич. ур-ниями механики, или *Гамильтоновыми уравнениями*, к-рые представляют собой систему дифференциальных ур-ний 1-го порядка и содержат в качестве неизвестных не только координаты, но и импульсы (обобщённые).

Кроме дифференциальных ур-ний движения для решения задач Д. широко используются вытекающие из этих ур-ний т. н. общие теоремы Д. Значение общих теорем состоит в том, что они устанавливают важные фаз. зависимости между основными динамич. характеристиками движения и взаимодействия материальных тел, открывая тем самым новые возможности исследования механич. движений и часто упрощая процесс решения соответствующих задач. Кроме того, общие теоремы позволяют изучать отд. практически важные стороны данного явления, не изучая явления в целом.

К общим теоремам Д. относятся следующие. 1) Теорема об изменении кол-ва движения Q системы: изменение кол-ва движения системы за любой промежуток времени равняется геом. сумме импульсов S_i^j действующих

на систему внеш. сил (см. *Импульсы сил*) за тот же промежуток времени:

$$Q_1 - Q_0 = \sum_{i=1}^n S_i^j. \quad (6)$$

Из теоремы вытекает закон сохранения количества движения: если геом. сумма всех действующих на систему внеш. сил равна нулю, то количество движения системы остаётся всё время величиной постоянной. Теорема применяется при изучении движения жидкостей, в теории удара, в теории реактивного движения и др. Следствием этой теоремы являются также теорема о движении центра масс: центр масс механич. системы движется как материальная точка, масса к-рой равна массе системы и на к-рую действуют все внеш. силы, приложенные к системе.

2) Теорема об изменении гл. момента количества движения (кинетич. момента) системы K_0 : производная по времени от гл. момента количества движения системы относительно любого неподвижного центра (или оси) равна сумме моментов действующих внеш. сил относительно того же центра (или оси):

$$\frac{dK_0}{dt} - \sum_{i=1}^n m_i (F_i^j) \text{ или } \frac{dK_0}{dt} = \sum m_i (F_i^j). \quad (7)$$

Эта теорема справедлива также для движения системы относительно осей, перемещающихся поступательно вместе с центром масс. Из теоремы вытекает закон сохранения гл. момента количества движения: если сумма моментов внеш. сил относительно данного центра (или оси) равна нулю, то гл. момент количества движения системы относительно этого центра (или оси) остаётся всё время величиной постоянной. Теорема применяется при изучении движения твёрдого тела, в частности в теории гироскопов, в теории удара, при изучении движения планет, в теории турбин.

3) Теорема об изменении кинетич. энергии Т системы: изменение кинетич. энергии системы при любом её перемещении равняется сумме работ A_i всех приложенных сил на том же перемещении:

$$T_1 - T_0 = \sum_{i=1}^n A_i. \quad (8)$$

В случае, когда все действующие силы потенциальны (см. *Потенциальные силы*), из теоремы вытекает закон сохранения механич. энергии: при движении под действием потенц. сил сумма кинетич. и потенц. энергий системы остаётся величиной постоянной. Теорема широко применяется для решения разнообразных задач Д.

Помимо установления общих методов изучения движения тел под действием сил в Д. рассматриваются также ряд спец. задач: теория гироскопа, теория механич. колебаний, теория устойчивости движения, теория удара, механика тел переменной массы и др. В результате применения методов Д. к изучению движения отд. конкретных объектов возник ряд спец. дисциплин: небесная механика, внешняя баллистика, Д. самолёта, Д. ракет и т. н.

Лит.: И т о в с к и й Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952; Н и к о л а е в Е. Л., Теоретическая механика, ч. 2.—Динамика, 13 изд., М., 1958; Л о я ц и н с к и й В. Л. Г., Л у р ь е А. И., Курс теоретической механики, т. 2.—Динамика, 6 изд., М., 1953. См. также лит. при ст. *Механика*.

ДИНАМИКА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ — раздел физики твёрдого тела, посвящённый изучению движений атомов в кристалле с учётом дискретности его структуры. Включает классич. и квантовую механику коллективных движений атомов в идеальном кристалле, динамику дефектов кристаллич. решётки, теорию взаимодействия кристалла с проникающим излучением, описание физ. механизмов пластичности и прочности кристаллич. тел.

Колебания идеального кристалла. Частицы, составляющие кристалл (атомы, ионы или молекулы), под

действием внеш. сил или в результате теплового движения могут смешаться относительно своих положений равновесия — узлов кристаллич. решётки. Наличие межатомного взаимодействия делает невозможными независимые смещения отд. атомов, и их коллективное движение приобретает характер колеб. процесса, распространяющегося в виде волн по кристаллу. Если смещения атомов малы, то силы межатомного взаимодействия оказываются пропорциональными смещениям и моделью колеблющегося кристалла может служить система частиц, связанных упругими пружинками. Предположение об упругом характере сил, удерживающих атомы в положении равновесия, на г. гармоническим приближением. Оно приводит к ур-ниям колебаний вида:

$$m\ddot{u}(\mathbf{n}) = - \sum_{\mathbf{n}'} \alpha(\mathbf{n} - \mathbf{n}') u(\mathbf{n}'), \quad (1)$$

где \mathbf{n} — радиус-вектор узла кристаллич. решётки, занятого атомом в равновесии, $u(\mathbf{n})$ — смещение атома из \mathbf{n} -го узла, m — масса атома, α — матрица упругих коэффициентов (динамическая матрица кристалла, см. *Модули упругости*). Предполагается, что $\alpha \ll a$, где a — межатомное расстояние (период решётки).

Собственными функциями ур-ния (1) являются *нормальные колебания* (моды) типа:

$$u(\mathbf{n}) = e(s) \exp[i\mathbf{k}\mathbf{r}(\mathbf{n}) - i\omega t]. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{r}(\mathbf{n})$ — координата \mathbf{n} -го кристаллич. узла, e — вектор поляризации, определяющий направление индивидуального движения атома, \mathbf{k} — квазиволновой вектор ($|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны колебания), ω — частота. В процессе нормальных колебаний все атомы кристалла колеблются около своих положений равновесия по гармонич. закону с одинаковой частотой ω . Независимые колебания отличаются разл. векторами \mathbf{k} , лежащими внутри первой *Бриллюэновской зоны*, а также целочисленным параметром, определяющим ветвь закона дисперсии, связывающего величины ω и \mathbf{k} :

$$\omega^2 = \omega_s^2(\mathbf{k}), \quad s=1, 2, \dots, 3v. \quad (3)$$

Здесь v — число атомов в элементарной ячейке кристалла. Закон дисперсии (3) описывается периодич. ф-цией вектора \mathbf{k} с периодами обратной решётки, равными по порядку величины π/a . Число мод равно числу степеней

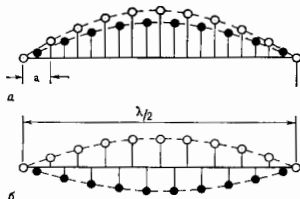


Рис. 1. Схема длинноволновых колебаний оптомерного кристалла: а — акустические колебания; б — оптические колебания (a — период решётки).

свободы всех частиц кристалла. В гармонич. приближении любое движение атомов кристалла может быть представлено в виде суперпозиции нормальных колебаний.

Всегда существуют три ветви колебаний (т. н. акустические колебания), при к-рых в длинноволновом приближении ($\lambda \gg a$) все атомы в элементарной ячейке колеблются в одной фазе (рис. 1, а) и закон дисперсии к-рых линеен: $\omega_s = c_s k$, $s=1, 2, 3$. При $\lambda \gg a$ это обычные звуковые волны в твёрдом теле (c — фазо-

вая скорость их распространения) и описывающие их ур-ния (1) превращаются в динамич. ур-ния теории упругости. Если \mathbf{k} совпадает с высокосимметричным кристаллографич. направлением (см. *Симметрия кристаллов*), акустич. колебания разделяются на одно продольное и два поперечных. Акустич. колебания охватывают диапазон частот от 0 до $\omega \ll \omega_m \sim \pi c/a \sim 10^{13}$ с $^{-1}$. При более высоких частотах ($\omega \sim \omega_m$) закон дисперсии акустич. колебаний отличается от звукового — он перестаёт быть линейным (рис. 2).

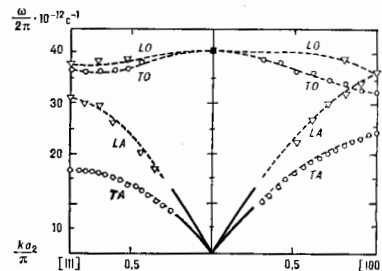


Рис. 2. Законы дисперсии акустических (А) и оптических (О) колебаний с продольной (L) и поперечной (Т) поляризации для алмаза в двух кристаллографических направлениях, восстановленные нейтроннографическим методом.

В простой кристаллич. решётке ($v=1$) существуют только акустич. колебания. В сложной кристаллич. решётке ($v>1$) возможны также $3v-3$ ветвей колебаний (т. н. оптические колебания), характеризующиеся тем, что при $\lambda \gg a$ центр масс элементарной ячейки покоится и происходит относительно смещения разных атомов внутри элементарной ячейки (рис. 1, б).

В *ионных кристаллах*, элементарная ячейка к-рых состоит из ионов противоположных знаков, оптич. колебания сопряжаются колебаниями электрич. поляризации и потому связаны с эл.-магн. колебаниями в ИК-области частот. Название оптич. колебания связано с резонансным поглощением эл.-магн. излучения соответствующей частоты.

Частоты оптич. колебаний лежат выше частот акустич. колебаний (рис. 2). Полосы частот акустич. и оптич. колебаний могут перекрываться, но могут быть разделёнными запрещёнными зонами частот.

Часто при качественном описании колебаний кристаллич. решётки и при оценке их вклада в разл. физ. явления (а иногда при теоретич. расчётах) используется теория Дебая. Эта теория основана на предположении, что каждая акустич. ветвь колебаний имеет линейный закон дисперсии при всех частотах в интервале $0-\omega_D$, где дебаевская частота ω_D находится из условия равенства числа колебаний в каждой ветви числу атомов в кристалле. Оказывается, что $\omega_D \sim \omega_m$ (см. *Дебая теория твёрдого тела*).

Важнейшей характеристикой спектра колебаний кристалла является ф-ция распределения частот $g(\omega)$, определяющая спектральную плотность колебаний. Ф-ция $g(\omega)$ однозначно связана с законом дисперсии. При низких частотах ($\omega \ll \omega_m$) она не отличается от плотности акустич. колебаний и совпадает с ней: $g(\omega) \sim \omega^2$. В интервале $0 < \omega \leq \omega_m$ ф-ция $g(\omega)$ обладает сингулярностями: при нек-рых частотах её производная обращается в бесконечность (см. *Ван Хова особенность*). Такая особенность, в частности, имеется на краю спектра частот при $\omega = \omega_m$, где $g(\omega) \sim \sqrt{\omega_m - \omega}$ (рис. 3). Плотность колебаний чувствительна к наличию дефектов в кристалле. Знание ф-ции $g(\omega)$ необходимо

при расчёте термодинамич. характеристик кристалла, она определяет температурную зависимость тепловых характеристик кристалла (теплоёмкости, теплопроводности и др.) при низких темп-рах.

Итенисивность тепловых колебаний термодинамическн равновесного кристалла зависит от отношения его темп-ры T к Дебиа температуре $T_D \sim \hbar\omega_m$. При высоких темп-рах ($T \gg \theta_D$) ср. квадрат смещения любого атома $\langle u^2 \rangle$ пропорционален T . В соответствии с неопределённостной соотношением при $T=0$ К, $\langle u^2 \rangle = \langle u^2 \rangle_0 \sim$

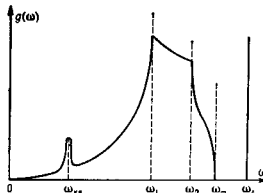


Рис. 3. Схематический вид графика $\sigma(\omega)$ для одной ветви акустических колебаний; ω_1 и ω_2 — положения особенностей вей Холла, ω_3 — локальная частота, $\omega_{кв}$ — квазилокальная частота.

$\sim \hbar/\omega_m$. Отличная от нуля величина $\langle u^2 \rangle_0$ связана с квантовым характером движения атомов и определяет квадрат амплитуды т. н. нулевых колебаний и й. Условием устойчивости кристаллич. состояния является требование $\langle u^2 \rangle_0 \ll a$. Это требование не выполняется в т. н. *квантовых кристаллах*, динамика к-рых обладает рядом особенностей. Напр., в тели нулевые колебания столь велики, что он остается жидким вплоть до абс. нуля и затвердевает только под давлением.

При квантовом описании малых колебаний кристалла каждому нормальному колебанию с вектором k можно сопоставить квазичастицу с квазимпульсом $p = \hbar k$ и энергией $\epsilon = \hbar\omega$ (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Эти квазичастицы наз. *фононами* и являются элементарными возбуждениями (квантами) поля упругих колебаний кристалла. Слабо возбужденное состояние кристалла в термодинамич. отношении эквивалентно разреженному *бозе-газу* фононов, что позволяет для описания тепловых и электрич. свойств кристалла использовать методы статистич. механики идеального бозе-газа. В частности, решеточная теплоёмкость кристалла вычисляется как теплоёмкость газа фононов. Теплопроводность диэлектрич. кристалла определяется кинетикой фононов, рассеивающихся друг на друге и на дефектах кристаллич. решётки. В металлах рассеяние электронов на фононах даёт основной вклад в электропроводность.

Нелинейные эффекты. В действительности колебания кристалла не являются строго гармоническими. Несмотря на малость ангармонизма, при слабых возбуждениях нормальные колебания кристалла оказываются связанными друг с другом (фононы образуют неидеальный газ, т. е. взаимодействуют между собой), а закон дисперсии оказывается зависящим от темп-ры. Наличие ангармонизма (взаимодействие между фононами), в частности, объясняет *тепловое расширение* кристалла.

При сильном возбуждении смещения атомов не малы, и описывающие их ур-ния становятся нелинейными. В таких условиях возможны движения, существенно отличающиеся от гармонич. колебаний. Импульсная макроскопич. нагрузка вызывает в кристалле *ударную волну*. Импульсный нагрев может создать *тепловую солитон* — особый тип коллективного локализованного возбуждения, способного перемещаться с большой скоростью по кристаллу. Если же интенсивное внеш. воздействие сосредоточено на одном атоме (напр., удар быстрой частицы по поверхности кристалла), то сообщенный крайнему атому импульс может передаваться по большие расстояния вдоль плотно упакованного

атомного ряда, в чём проявляется фокусирующее действие кристаллич. решётки (см. *Теней эффект*, *Каналирование заряженных частиц*).

Динамик. нелинейность кристалла проявляется при структурных *фазовых переходах* (напр., в *селенотелуриках*). Частота некого оптич. фона зависит от темп-ры и при темп-ре фазового превращения обращается в нуль, приводя к перестройке элементарной ячейки кристалла.

Колебания кристалла с дефектами. На Д. к. р. существенно влияют дефекты решётки, изменяющие в ур-нии (1) массу m частицы (дефекты-примеси) и элементы матрицы α (точечные и протяжённые дефекты). Нормальные колебания реального кристалла с дефектами уже не являются плоскими волнами, как (2). Среди нормальных мод могут появиться колебания, полностью локализованные вблизи дефекта (локальные колебания). Им отвечают частоты, лежащие выше предельной частоты идеального кристалла или попадающие в запрещённые зоны (рис. 3). Если имеется много однородных точечных дефектов, то локальное колебание на одном дефекте может «перескочить» на другой (как при резонансе слабо связанных маятников). В таком случае дефектный кристалл обладает примесной зоной частот колебаний.

Локальные колебания протяжённых дефектов (напр., *дислокации* или дефекта упаковки) распространяются вдоль них в виде волн, не проникающих в объём кристалла и отличающихся законом дисперсии от объёмных волн. Таковы колебания у свободной поверхности твёрдого тела (*Рэлея волны*).

Наряду с локальными колебаниями могут существовать т. н. квазилокальные колебания, к-рые охватывают весь кристалл, но при к-рых амплитуды колебаний дефекта значительно превосходят амплитуду колебаний атомов в объёме. Частоты таких колебаний попадают в полосу частот идеального кристалла и обычно оказываются расположенными вблизи краёв этих полос. Плотность колебаний имеет узкий резонансный пик на квазилокальной частоте (рис. 3).

Как локальные, так и квазилокальные колебания проявляются в возникновении дополнит. линий в спектрах поглощения ИК-излучения (см. *Инфракрасная спектроскопия*), в особенностях упругого рассеяния нейтронов (см. *Нейтроннография*) и мессбауэровских спектров (см. *Мессбауэровская спектроскопия*).

Динамика дефектов. Точечные дефекты типа примеси, *вакансий* или междоузельных атомов способны перемещаться в кристалле путём диффузии. Но классич. *диффузию* нельзя считать динамич. процессом, т. к. очередной скачок дефекта имеет случайное направление и только усреднение по большому числу дефектов может дать некую направленность их движения. Иначе могут вести себя точечные дефекты в квантовом кристалле, когда для дефекта появляется возможность перехода из одного положения в соседнее путём квантового туннелирования (см. *Туннельный эффект*). В результате дефект может перепряться в квазичастицу — *дефектон*, свободно перемещающуюся в кристалле.

Междоузельный атом приобретает способность к механич. перемещению в т. н. *краудонной* конфигурации даже в классич. кристалле (см. *Краудон*). «Лишний» атом оказывается как бы распределённым между неск. улами плотно упакованного атомного ряда и потому легко перемещается вдоль этого направления.

Чисто механич. перемещение (скольжение) характерно для специфического линейного дефекта — *дислокации*. Смещение её линии по плоскости скольжения не нарушает сплошности кристалла, а потому происходит сравнительно легко. Движение дислокации всегда связано с неупругим изменением формы кристаллич. образца, поэтому дислокация является элементарным носителем *пластичности* кристалла. Атомная перестройка, сопровождающая перемещение дислокации, требует не очень больших нагрузок, и в этом причина

того, что пластич. деформация кристалла начинается при напряжениях, малых по сравнению с теоретич. прочностью кристалла.

Нестационарное движение дислокации (с ускорением) сопровождается излучением уригих (звуковых) волн, подобно тому как нестационарное движение элктрич. зарядов приводит к излучению эл.-магн. волн. С др. стороны, взаимодействие с интенсивными колебаниями кристалла, дислокация вовлекается в осциллирующие диссипативное движение и даёт важный вклад во *внутренние трение*.

Двухмерные дефекты типа двойников (см. *Двойникование*), трещины или мартенситных включений также могут иррадиировать себя как диполи. образования. Парядку с дислокациями они играют определяющую роль в пластичности и прочности кристаллов.

Взаимодействие с произносящим излучением. Динамич. взаимодействие кристалла с фотонами разной энергии (в т. ч. рентгеновскими и γ -квантами), нейтронами или ускоренными заряж. частицами имеет разное проявление в зависимости от энергии и импульса, передаваемых кристаллу произносящей частью. Если зта энергия сравнима с $\hbar\omega_m$, а передаваемый импульс имеет порядок величины \hbar/a , то происходит неупругий процесс рассеяния частицы, сопровождающийся рождением одного или неск. фононов. Изучение таких процессов позволяет определить закон дисперсии колеблющегося кристалла (рис. 2). Однако возможен процесс без отдачи, при к-ром энергия частицы сохраняется и в кристалле не происходит рождения фонона. Такие процессы (типа *Мессбауэра эффекта*) характеризуются предельно узкими дифракционными линиями, и их доля измеряется *Дебая — Уоллера фактором*.

Если кинетич. энергия частицы велика, то она способна выбить атомы кристалла из равновесных положений, сообщая им запит. энергию и превращая их в движущиеся дефекты. Они, в свою очередь, создают вторичные смещения атомов и смещения более высоких порядков, в результате чего возникает каскад точечных дефектов. Однако существуют такие направления, параллельные атомным рядам и атомным плоскостям (каналы), вдоль к-рых быстрые заряж. частицы с длиной волны де Бройля, значительно меньшей a , движутся, практически не вытывая смещения атомов. Явления каналирования частиц различно для частиц разного знака зарядов (электронов и позитронов и т. п.).

Лит.: В о р и М., Х у а н К у н, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; К о с е в и ч А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981; L i f s h i t z I. M., K o s e v i c h A. M., The dynamics of a crystal lattice with defects, «Rept. Progr. Phys.», 1969, v. 29, pt 1, p. 217. А. М. Косевич.

ДИНАМИКА РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ — раздел механики газов, в к-ром изучаются явления, требующие учёта молекулярной структуры, привлечения представлений и методов *кинетической теории газов*. Точком к бурному росту исследований в этой области и образованию на стыке *газовой динамики* и кинетич. теории газов самостоятельной дисциплины — Д. р. г. — послужило развитие вакуумной техники и космонавтики, что и обусловило её название; Д. р. г. наз. также м о л е к у л я р н о й г а з о д и н а м и к о й.

В Д. р. г. фундаментальное значение имеет отношение ср. длины свободного пробега молекул между столкновениями λ к характерному размеру течения L — т. и. *Кнудсена число* $Kn = \lambda/L$.

Классич. газовая динамика справедлива при $Kn \ll 1$. Т. к. в этом случае λ для диега прорабы параметры газа изменяются мало, то благодаря столкновениям молекул в окрестности каждой точки течения устанавливается локальное, близкое к равновесию состояние, к-рое можно характеризовать неск. макроскопич. параметрами (плотностью, скоростью, темп-рой) и производными от них. Это позволяет прийти к локальному макроскопич. газодинамич. описанию, к представлению о газе как о сплошной среде (континууме), наделённой

тес-рыми свойствами (вязкостью, тензорной проводностью, диффузией и т. д.). Число Kn можно выразить через параметры континуальной газодинамики — *Маха число* M и *Рейнольдса число* Re ($Kn = M/Re$). Отсюда следует, что континуальная газодинамика имеет место при фиксированном M и $Re \rightarrow \infty$ либо при $Re = \text{const}$ и $M \rightarrow 0$.

По мере возрастания числа Kn состояние газа всё больше отличается от локально равновесного, его нельзя охарактеризовать конечным числом макропараметров и необходимо перейти к кинетическому его описанию с помощью ф-ции распределения молекул $f(x, v, t)$, где t — время, x_i — пространств. координаты, ξ_i — компоненты вектора скорости молекул ($i=1, 2, 3$). Величина $f dx dv dt$ определяет число молекул в момент времени t , имеющих скорости в интервале $d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3$ около скорости ξ в элементе пространства $dx = dx_1 dx_2 dx_3$ около точки x . Изменение ф-ции f во времени и пространстве описывается *кинетическим уравнением Больцмана*:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = J(t, x, \xi),$$

где J — интеграл столкновений, характеризующий изменение ф-ции распределения f , обусловленное столкновениями молекул.

Свободномолекулярное течение. Если $Kn \gg 1$, то столкновениями можно пренебречь. В этом случае $df/dt=0$, т. е. ф-ция распределения не изменяется вдоль траектории молекул. Такие течения наз. с в о б о д н о м о л е к у л я р н ы м и. Характер явлений при этом определяется столкновением молекул с ограничивающими течения поверхностями, а следовательно, законами взаимодействия молекул с жидкими или твёрдыми телами. Явления в свободномолекулярной области имеют характер, существенно отличный от аналогичных явлений в континуальной области ($Kn \ll 1$). Пусть, напр., с двух сторон от нек-рой плоскости газа находится в равновесии (в покое) при темп-рах T_1 и T_2 и давлении p_1 и p_2 . Если в плоскости имеется отверстие, диаметр к-рого $L \gg \lambda$, т. е. $Kn \ll 1$, то, согласно законам континуальной газодинамики, газ не будет перетекать через отверстие, если $p_1 = p_2$, независимо от темп-р T_1 и T_2 . Если же $L \ll \lambda$, то перетекание отсутствует при условии $p_1/\sqrt{T_1} = p_2/\sqrt{T_2}$, т. к. малое отверстие не нарушает равновесия в каждом из сосудов, и при равновесии число молекул, проходящих из каждого из сосудов через единицу площади отверстия, пропорционально произведению плотности $\rho \sim p/T$ на ср. скорость теплового движения молекул, пропорциональную \sqrt{T} .

Характерные особенности обтекания тела в свободномолекулярном режиме особенно наглядны при гипертермич. скоростях набегающего потока, т. е. когда скорость потока v много больше ср. скоростей теплового движения молекул, так что, пренебрегая последними, можно считать, что все молекулы набегающего потока движутся с одной скоростью v . Если n — число молекул в единице объёма набегающего потока и S — площадь *мигдального сечения* обтекаемого тела, то число молекул, падающих на тело, равно $n v S$, а приносимый ими импульс $X_i = \rho v^2 S$, где $\rho = m n$ — плотность, m — масса молекулы. Полная сила сопротивления тела $X = X_i + X_r$, где X_r — реактивный импульс отражённых от тела молекул. В аэродинамич. силы, действующие на тело, принято характеризовать безразмерными *аэродинамическими коэффициентами*. Если пренебречь импульсом отражённых молекул, то коэф. сопротивления $C_x = X/(1/2 \rho v^2 S) = 2$, т. о., коэф. сопротивления $C_x \gg 2$ неактивно от формы тела. В континуальном же режиме для хорошо обтекаемых тел C_x порядка сотых или десятых единиц, а для плохо обтекаемых близок к 1. В свободномолекулярном гипертермич. режиме подъёмная сила обусловлена лишь реактивным импульсом отражённых молекул. В условиях космич. полёта, напр., скорость отражённых молекул $\ll v$ и $C_y = \pi \gamma / (1/2 \rho v^2 S)$ мал, а следовательно, и *аэродинамиче-*

ское качество $K=C_v/C_x \ll 1$ независимо от формы обтекаемого тела, в то время как в условиях континуума аэродинамическое качество тела типа крыла может достигать единиц или даже десятков. В условиях континуума наивысшая тем-ра в потоке, а следовательно, и тем-, помещённых в вихор, равна тем-ре торможения. А в гипертермич. свободномолекулярном потоке тем-ра теплозащитированного тела (термометра) больше тем-ры торможения. Если в условиях континуума в вихоре поместить вращающийся цилиндр (рис. 1), то на него

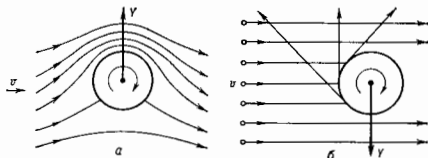


Рис. 1. Схема взаимодействия вращающегося цилиндра с потоком: а — континуальным $K_n < 1$ (эффект Магнуса), б — свободномолекулярным $K_n > 1$.

действует подъёмная сила, направленная вверх, — Магнусов эффект. В свободномолекулярном потоке отражённые молекулы приобретают составляющую скорости, параллельную поверхности, так что реактивная сила, действующая на тело, направлена вниз. Т. о., характер влиений в предельных ситуациях $K_n \gg 1$ и $K_n \ll 1$ существенно различен.

Промежуточная область. Между предельными режимами — континуальным и свободномолекулярным — лежит переходная область, в к-рой непродукны как континуальное описание, так и упрощения свободномолекулярного случая. Здесь приходится иметь дело с решением полного кинетич. ур-ния Больцмана, к-рое самое сложное ур-ние газовой динамики. Имеется лишь небольшое число точных и аналитич. решений этого ур-ния для весьма выродженных ситуаций. Для практически интересных течений решения получают численными методами. Большое расширение для решения сложных задач получили метод статич. моделирования (Монте-Карло метод), в к-ром моделируются перелёты и столкновения молекул. Часто для получения приближённых решений применяют модельные ур-ния с упрощённым интегралом столкновений.

Характерные особенности течений в промежуточной области можно видеть на примере течения Куэтта: а) две бесконечные пластины с равными тем-рами движутся в противоположные стороны со скоростями $\pm (1/2)v$ (рис. 2). Если скорость их отнosit. движения v мала, то на основе приближённого решения ур-ния Больцмана можно получить выражения для скорости газа $u_x(z)$ и постоянного поперёк течения напряжения трения P_{xz} , к-рые имеют вид:

$$u_x(z) = \frac{v}{1 + AK_n} \frac{x}{L}, \quad P_{xz} = -\mu \frac{v}{L} \frac{1}{1 + AK_n},$$

где A — константа, а μ — коэф. вязкости (рис. 3 и 4). При свободномолекулярном режиме ($K_n = \infty$) газ между пластинами покоится, несмотря на их движение. На стенках газ «проскальзывает» на величину $(1/2)v$. По мере уменьшения числа K_n проскальзывание уменьшается, и при $K_n \ll 1$, напр. на ниж. поверхности, скорость скольжения $u_x = -1/2v/(1 + AK_n) \approx (-1/2)v \approx 1/2 A \lambda v/L$, т. е. и в континуальном режиме имеет место проскальзывание, пропорциональное длине пробега и гра-

диенту скорости у стенки. Т. к. число K_n обратно пропорционально давлению p , то напряжение трения пропорционально давлению при малых значениях давления ($K_n \gg 1$) и не зависит от давления в континуальной области, где оно пропорционально коэф. вязкости μ и градиенту скорости. Если пластины имеют разную тем-ру, то аналогичная картина получается для потока тем-, а на стенках имеет место скачок тем-ры ΔT_w ,

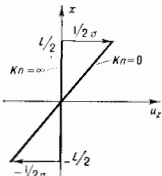


Рис. 3. Распределение скоростей в течения Куэтта при различных числах Кнудсена.

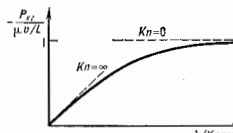


Рис. 4. Напряжение трения между пластинами в течения Куэтта.

т. е. разрыв между тем-рой газа у стенки T и тем-рой стенки T_w . Как и для скорости, скачок тем-ры имеет место и в континуальной области, где он пропорционален длине пробега и нормальному к стенке градиенту тем-ры. Принятые в классич. газодинамике условия прилипания $u_x = 0$, $\Delta T_w = 0$ являются приближёнными. В течения Куэтта напряжения трения или тепловой поток монотонно изменяются с изменением давления (или K_n) между пластинами. Однако часто в промежуточной области характеристики меняются немонотонно. Так, в практически важном течения по плоскому каналу или трубе под действием градиента давления безразмерный объёмный расход Q_p минимален при нек-ром числе K_n (парадокс Кнудсена: кривая 1 на рис. 5). В континуальной газодинамике с условиями прилипания на стенке течение в трубе может быть вызвано лишь градиентом давления. В промежуточной области течение может быть обусловлено также градиентом тем-ры вдоль трубы. Если канал или труба соединяет два сосуда с разными тем-рами, то из-за наличия градиента тем-ры вдоль трубы начнётся перетекание из холодного сосуда в горячий. Для того чтобы ликвидировать перетекание, обусловленное перепадом тем-ры ΔT , необходимо создать нек-рый перепад давления Δp между горячим и холодным сосудами. Величина этого перепада зависит от K_n (рис. 5); его необходимо учитывать, напр., при измерении тем-ры «горячего» газа «холодным» манометром. При нулевом расходе газ у стенки течёт в одну сторону, а в середине канала в другую.

Тепловое скольжение, или т. в. крип, сохраняется и в континуальной области, где оно пропорционально длине пробега и градиенту тем-ры вдоль стенки, $u_x \sim \sim \lambda \frac{\alpha}{T} \frac{\partial T}{\partial x}$ (α — скорость звука). В отличие от скоростного скольжения u_x и температурного скачка ΔT_w , к-рые приводят лишь к нек-рому отклонению от условий, имеющих место при условии прилипания $u_x = \Delta T_w = 0$, крип обусловлен целым ряд влиений, напр. упомянутое выше движение газа в трубе (термомеханич. ф-

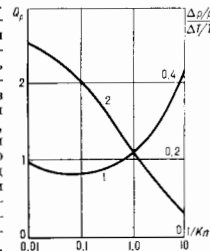


Рис. 5. Парадокс Кнудсена (1); зависимость перепада давления от числа K_n (2).

фект), термофора и др. Если тело с коэф. теплопроводности λ_T поместить в газ с теплопроводностью λ_g , в к-ром имеется градиент темп-ры, то возникнет и градиент темп-ры вдоль поверхности тела, а следовательно, и скольжение газа от холодной части к горячей. Явления, вызванные этим движением газа, наз. термофоретическими. Т. к. это течение газа обусловлено телом, то

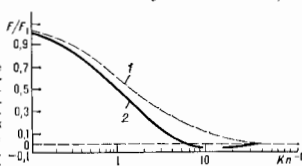


Рис. 6. Изменение термофоретической силы F в зависимости от числа $Kn = \lambda_T/d$. 1 — для $\lambda_g/\lambda_T = 0,2$ и 2 — для $\lambda_g/\lambda_T = 0,002$, где λ — длина пробега в окружающей частице газа, d — диаметр частицы, F_1 — термофоретическая сила в свободномолекулярном предделе, λ_T , λ_g — коэффициенты теплопроводности газа и тела.

на тело будет действовать реактивная термофоретич. сила F в противоположную сторону. Термофора имеет место и в промежуточной области (рис. 6). При увеличении теплопроводности тела его темп-ра выравнивается и термофоретич. сила уменьшается. Если частица не закреплена, то она будет двигаться со скоростью термофора, при к-рой её сопротивление равно термофоретич. силе. В результате термофора происходит, напр., осаждение частиц в точках.

Выше предполагалось, что в течении имеется лишь одно характерное число Кнудсена, определяющее режим течения. Однако это не всегда так. При обтекании тел можно выделить несколько характерных длин пробега (напр., длину пробега набегающих молекул в поле молекул, отражённых от тела, длину пробега отражённых молекул на набегающих, длину пробега отражённых молекул на отражённых). При гиперзвуковых скоростях ($M \gg 1$) в режиме, близком к свободномолекулярному, эти длины пробега могут существенно отличаться как друг от друга, так и от длины пробега в набегающем потоке λ_∞ . Величина этих длин пробега зависит от законов взаимодействия молекулы между собой и с телом, от темп-ры и формы тела. Вместо числа $Kn_\infty = \lambda_\infty/L$, где L — характерный размер тела, определяющим режим течения может оказаться число Kn , построенное по одной из указанных характерных длин. Так, напр., в условиях натурного космич. полёта характерное число Kn оказывается в M раз меньше Kn_∞ , а в условиях аэродинамич. трубы — в M раз больше, т. е. в натуральных условиях при увеличении числа Ma течения удаляется от свободномолекулярного, а в условиях аэродинамич. трубы стремится к нему. Поэтому при $M \gg 1$ в условиях эксперимента в аэродинамич. трубе свободномолекулярные характеристики могут достигаться при $Kn \ll 1$. Это связано с тем, что законы взаимодействия молекулы между собой и с телом существенно зависят от темп-ры газа и стенки, так что для полного моделирования недостаточно выдержать натурные значения M и Re , но необходимо выдержать и натурные значения темп-ры набегающего потока и тела. В условиях гиперзвуковой аэродинамич. трубы, как правило, темп-ра набегающего потока ниже, чем в натурном полёте, а темп-ра тела близка темп-ре торможения T_0 , в то время как в полёте большая часть тепла излучается и темп-ра тела оказывается много меньше T_0 .

Разл. характер изменения аэродинамич. характеристик тел разной формы при $M \gg 1$ в промежуточной области объясняется также характером столкновения разных групп молекул. При обтекании тупых тел молекулы набегающего потока рассеиваются на отражённых молекулах и сортирование падает по сравнению со свободномолекулярным течением. При обтекании же тонких тел (пластина, параллельная потоку, тонкий

конус и т. п.) в результате столкновений на тело попадают молекулы, к-рые без столкновений пролетели бы мимо тела, и это приводит к возрастанию сопротивления по сравнению со свободномолекулярным предделом.

Как уже отмечалось, при $Kn \ll 1$ справедливы представления силовой среды, т. е. классич. газовой динамики, и временные Навье — Стокса уравнения. Однако наряду с основными, «внешними», характерным размером течения L (напр., размером обтекаемого тела) в течении могут иметь место «внутренние», или «собственные», характерные размеры L_i ; напр. толщина граничного слоя Прандтля $\delta \sim \sqrt{\nu L}$ или толщина ударной волны $h \sim \lambda$. Если характерный размер области больше длины пробега молекул, то течение в ней может быть описано в рамках классич. газодинамики (напр., слой Прандтля). Однако чем ближе L_i к λ , тем менее точным становится такое описание.

Слой Кнудсена. Если стенка не находится в равновесии с газом, то в общем случае ф-ция распределения континуального приближения не удовлетворяет микроскопич. граничному условию на стенке. Поэтому между стенкой и континуальной областью должна существовать переходная область толщиной порядка длины пробега — слой Кнудсена и, в к-рой континуальное описание неапросто. Слой Кнудсена, как и ударная

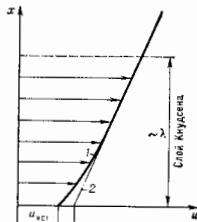


Рис. 7. Течение в слое Кнудсена; x — расстояние по нормали к стенке, u_x — тангенциальная скорость, u_x^* — скорость скольжения, u_x^* — истинная скорость газа у стенки, u_x^* — истинный профиль скорости, u_x — функция скоростей в решении уравнений Навье — Стокса с условием скольжения на стенке.

волна, должен рассматриваться в рамках кинетич. теории с помощью уравнения Больцмана. В этом слое распределение газодинамич. параметров, напр. скоростей, имеет вид, показанный на рис. 7. Скорость скольжения u_s не равна истинной скорости газа у стенки. Решение у-ния Больцмана в слое Кнудсена связывает справедливое вне слоя Кнудсена континуальное решение с физ. условиями взаимодействия молекул с поверхностью тела. При рассмотрении течений во внешней по отношению к кнудсоновскому слою газодинамич. области истинный ход изменения скоростей или темп-ры внутри слоя Кнудсена несуществен. Важны лишь скорости скольжения u_s , u_t и скачок темп-ры ΔT_w , дающие макроскопич. граничное условие для газодинамич. области на стенке:

$$u = u_s + u_t = \lambda a \left(A \frac{\partial u}{\partial y} + B \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad \Delta T_w = \lambda C \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial y},$$

где A, B, C — коэф., зависящие от параметров газа у стенки, сорта молекул и закона их взаимодействия со стенкой. Заметим, что сами представления о газе как о континууме не содержат к.- л. сведений о граничных условиях на твёрдых или жидких поверхностях (кроме условия непротекания) и они должны быть получены из дополнит. предположений или эксперимента. Хотя получаемое с этими граничными условиями решение у-р-ний Навье — Стокса внутри кнудсоновского слоя (прямая 2 на рис. 7) отличается от истинного решения, потоки тепла и импульса (напряжения трения) к стенке определяются с точностью, соответствующей точности самих у-р-ний газодинамики.

Важное значение имеет исследование слоя Кнудсена при установлении граничных условий для ур-ний газодинамики на поверхности, на к-рой происходит испарение или гетерогенная реакция. В этом случае слой Кнудсена связывает континуальные процессы диффузии или течения компонент, справедливые вне кнудсовского слоя, с физ. процессами конденсации, испарения

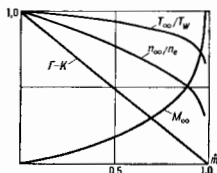


Рис. 8. Зависимость параметров пара от массы испаряющегося материала; T_{00} , $p_{00} = p_0$, T_0 — температура и числовая плотность молекул вад испаряющей поверхности (на границе слоя Кнудсена), p_0 — числовая плотность насыщенного пара при температуре поверхности T_{00} , M_0 — число Маха нормального к стенке потока на границе слоя Кнудсена, m — масса испаряющегося материала, отнесенная к массе, которую испарила бы стенка, если бы молекулы не возвращались на неё в результате столкновений в слое Кнудсена; $G-K$ — величина $\lambda_{\text{Тем}}/\lambda_{\text{Тем}}$, вычисленная по формуле Герца — Кнудсена.

и превращения молекул на поверхности. Анализа течения в кнудсовском слое показывает, напр., что даже при предельно сильном испарении, когда на границе кнудсовского слоя нормальная к поверхности скорость газа становится равной скорости звука, часть молекул возвращается на поверхность. Темп-ра испаряющегося газа может быть существенно меньше темп-ры испаряющей стенки, а результаты, следующие из рассмотрения слоя Кнудсена, существенно отличаются от предсказываемых приближенной ф-лой Герца — Кнудсена (рис. 8). При сильном испарении в свой газ касательная к поверхности скорость всегда равна нулю, а при конденсации произвольна и определяется внешним по отношению к кнудсовскому слою течением. В течи Кнудса с переконденсацией газа с одной стенки на другую все изменения параметров газа происходят в тонких слоях Кнудсена, в то время как во всем остальном течении при произвольном объеме расстояний между пластинами все параметры газа постоянны.

Выше предполагалось, что при $Kn \ll 1$ справедливы ур-ния Навье — Стокса и что отступлении от классич. газодинамики вызваны лишь изменениями граничных условий, обусловленными явлениями в слое Кнудсена. Однако имеется круг явлений, для к-рых даже при $Kn \ll 1$ ур-ния Навье — Стокса оказываются несправедливыми.

Из кинетич. теории газов следует, что в медленных течениях (т. е. если число $Re \ll 1$ и число $M \ll 1$, то $Kn = M/Re \ll 1$) при наличии большого перепада темп-р ($\Delta T/T$) имеют место нагретости в газе, обусловленные большими градиентами темп-ры, соизмеримые с классич. нагретостями, обусловленными градиентами скоростей. Вследствие этих нагретостей даже около равномерно нагретых тел возникает движение газа (термопроточная конвекция). Это движение газа отличается от гравитационной естественной конвекции тем, что оно имеет место в отсутствие массовых сил, и от термофореза, к-рый возникает около тел с неравномерно нагретой поверхностью. Аналогичные явления обусловлены градиентами концентраций в смесях газов.

Истечение струй. Важным объектом исследований является струя, истекающая в вакуум или область с низким давлением. Если истечение струи происходит из форкамера с достаточно высоким давлением, то в струе течение может проходить все режимы от сплошной среды до свободномолекулярного. Вдоль струи темп-ра и плотность падают, а скорость увеличивается. В струях выражены релаксационные явления: по

мере понижения плотности вдоль струи темп-ра (энергия) внутр. стеновой свободы молекул начинает оставаться от темп-ры (тепловой энергии) поступат. стеновой свободы и затем стабилизируется (замораживается). Далее замораживаются скорость течения и «продольная» темп-ра (разброс в продольных скоростях молекул). В струях смесей газов разные газы ведут себя различно, что позволяет использовать струи разреженного газа для разделения газов и изотопов. При охлаждении газа в струе может происходить конденсация газа и образование кластеров, что широко используется в технологии. Т. к. условия образования кластеров для разных газов различны, то в струях смесей газов можно выделять кластеры разных газов, получать многослойные кластеры. Путём разгона молекул разл. газов в струе газа получают почти «монокристаллич.» nuclei молекул без теплового потока, т. е. условия, близкие к абс. нулю темп-ры. Это позволяет лазерными методами исследовать свойства молекул, не затупившиеся процессами теплового движения и столкновения молекул.

Экспериментальные исследования. Для изучения исследования течений разреженного газа создаются аэродинамические трубы низкой плотности (вакуумные трубы), откачка газа в к-рых производится диффузионными, бустерными или криогенными вакуумными насосами. В солах таких труб из-за низкой плотности возникает толстый пограничный слой, поэтому для получения невозмущённого пограничным слоем ядра потока требуются сопла больших размеров. Для исследования законов взаимодействия молекул между собой и с поверхностями используются молекулярные пучки (см. Молекулярное течение). Специфич. и методы диагностики потоков разреженного газа. Наряду с высокочувствительными весами, датчиками давления и потоков тепла (болотметры) большое распространение получила диагностика потока электронными пучками, рентгеновскими лучами, лазерные методы, использующие флуоресценцию и рассеяние света молекулами.

Вакуумные трубы позволяют не только изучать явления в разреженных газах, но и исследовать детали мн. явлений в континуальной области. Разреженность газа, увеличение длины пробега молекул позволяют «растянуть» течение, как бы посмотреть на него в увелич. стекле. Так, ударную волну или кнудсовский слой, имеющие при нормальных условиях толщину порядка 10^{-8} см, можно растянуть до размеров, приемлемых для исследований их структуры. Струи, истекающие из исследований, являются удобным инструментом для изучения релаксационных процессов, определения констант скоростей хим. реакций, времени релаксации и т. п. Законы движения разреженного газа в каналах лежат в основе явлений в тонких каналах пористых тел. Процессы, имеющие место при откачке и испарении тел в разреженном газе, являются элементами дисперсных двухфазных течений. Явления в кнудсовском слое определяют характер гетерогенных, в частности каталитич. реакций, испарения.

Лит.: Коган М. Н. Динамика разреженного газа, М., 1967; Шахов Е. М., Метод исследования двойных разреженного газа, М., 1974; Баранцев Р. Г., Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями, М., 1973; Богачев М. И., Газы в вакууме, Физматлит, М., 1978; Лурия Ф., Вахман Г. Динамика разреженного газа поверхность, пер. с англ., М., 1980; Белоцерковский И. О. М., Ерофеев А. И., Никитин В. В. Е., О нестационарном методе прямого статистического моделирования течений разреженного газа, «Ж. вычисл. матем. и матем. физ.», 1980, т. 20, с. 1174; Берд Г., Молекулярная газовая динамика, пер. с англ., М., 1981.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ВЯЗКОСТЬ — см. Вязкость.
ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ — область голографии, в к-рой рассматриваются преобразования когерентных волн (лучков), происходящие в самом процессе их записи. В обычной (статич.) голографии процесс записи приводит к возникновению в регистрирующей

среде скрытого изображения, не влияющего на записываемые лучки. Лишь после проявления среда приобретает свойства голограммы, изменяющей параметры проходящего через неё считываемого пучка. Это позволяет восстанавливать записанные изображения неподвижных стационарных объектов. В Д. г. в качестве регистрирующих сред используются вещества, в к-рых запись изображения (т. е. изменение показателя преломления n и (или) коэф. поглощения k в соответствии с распределением интенсивности интерференционной картины) происходит непосредственно под воздействием записываемого пучка без проявление. Поэтому записываемые лучки испытывают изменения, вызванные создаваемой (записываемой) ими же голограммой (обратная связь). Процессы записи и считывания происходят одновременно и взаимосвязанно, что обуславливает преобразование первичных волн — осн. содержание Д. г.

Т. о., Д. г. основана на взаимодействии неск. когерентных волн, возникающем при их прохождении через неоднородную среду из-за обратной связи между записываемыми волнами и записываемой ими голограммой. Время образования динамик, голограммы определяется быстрой откликом регистрирующей среды и интенсивностью записываемых пучков. Поэтому обратная связь является запаздывающей. Информация, содержащаяся в нек-рый момент времени в падающих пучках (в виде распределения интенсивности в интерференционной картине), определяет структуру голограммы, от к-рой зависит изменения волн в последующие моменты времени. Использование различных регистрирующих сред и схем записи позволяет реализовать разнообразные преобразования волн.

Характер преобразования зависит также от реверсивных свойств среды (способности возвращаться в исходное состояние). Времена спонтанной релаксации записываемого изображения τ_p в разл. средах изменяются в широких пределах — от практически безынерционной релаксации (τ_p порядка периода световой волны 10^{-16} с) до измеряемых годами. При достаточно большой τ_p возможна вынужденная релаксация — восстановление исходных оптич. параметров среды светом, пагнетом и т. д.

Простейшая схема Д. г. — двухволновая: 2 когерентных пучка пересекаются в нелинейной среде, надыя с одной или разных сторон под одинаковыми углами к её поверхности. Создаваемая ими интерференционная картина записывается в среде в виде периодич. структуры (решётки), па к-рой эти же пучки дифрагируют (с амод и ф р а к ц и я). Это приводит к изменениям параметров пучков, поэтому записываемая решётка также изменяется по глубине регистрирующей среды. Для Д. г. важны среды с изменяющимся под действием света показателем преломления n . Самодифракция 2 стационарных пучков в такой среде при совпадении экстремумов записываемой решётки (показателя преломления) и записываемого интерференционного поля приводит к изменениям их амплитуд, т. е. к нераспределению интенсивностей пучков, но изменяет их разность фаз $\Delta\varphi$ (среда с локальным откликом). Если решётка сдвинута по фазе относительно интерференционного поля на угол, не кратный λ , то изменяются амплитуды, т. е. интенсивности волн (среда с неколокальным откликом). При этом происходит «перекатка» энергии между волнами. Макс. перекатка соответствует расогласованию решёток показателя преломления и интенсивности интерференционного поля на угол $\pi/2$ (сдвиговая четвертьволновая голограмма); при этом $\Delta\varphi=0$. Одноврем. преобразование амплитуд и фаз при самодифракции 2 волн в среде с локальным откликом возникает либо в нестационарном режиме, либо в случае тонкой решётки в результате появления высших порядков дифракции.

При использовании более чем 2 записываемых пучков с разл. направлениями распространения и волново-

ми фронтами динамик. голограмма представляет собой суперпозицию дифракц. решёток, приводящих к разл. перераспределениям интенсивности и фаз взаимодействующих волн.

Д. г. нестационарных волн. Д. г. позволяет осуществить для нестационарных волн (в реальном времени) след. преобразования, известные в статич. голографии: сложение и вычитание общих деталей разл. объектов, «свёртку» изображений, их «контурирование», «обращение волнового фронта» и др. Ряд преобразований специфичен только для Д. г.: изменение параметров модуляции световых сигналов, сокращение длительности светового импульса, получение гистерезисных (бистабильных) зависимостей между интенсивностями выходящего и записываемых пучков и др.

Процессы, лежащие в основе Д. г., можно разделить на 2 типа. Один определяется нелинейной *поляризуемостью* атомов и молекул среды в поле световой волны, проявляющейся практически во всех материалах при достаточно высокой интенсивности светового поля. В этом случае прохождение неоднородного пучка через однородную среду определяется зависимостью n от амплитуды волны (см. *Нелинейная оптика*). Инерционность процесса, определяемая временем релаксации поляризации атомов и молекул среды, мала ($\tau_p \ll 10^{-12}$ с).

Второй тип процессов связан с поглощением света, к-рое приводит к образованию в среде разл. элементарных возбудений (*квазичастиц*) — возбуждённых состояний атомов, электронов проводимости и дырок, *экситонов* (в металлах, кристаллах), *фононов* и т. п. Это означает изменение n и k . Вследствие миграции квазичастиц в среде происходит также изменение пространственного распределения n и k . Характер преобразования пучков в этом случае определяется свойствами квазичастиц, вид к-рых можно варьировать выбором частоты волн. Инерционность процессов записи и стирания определяется наименьшим из времён жизни квазичастиц и их диффузионно-дрейфовым перемещением на расстояния порядка периода интерференционной картины.

Если элементарные возбудения, возникающие под действием света, — электроны и дырки, то неоднородное освещение вызывает их неравномерную в пространстве генерацию, а диффузия обуславливает перераспределение электрич. заряда в среде. Вследствие этого возникает электрич. поле $E(r)$, изменяющееся в пространстве (r — пространственная координата) в соответствии с распределением интенсивности света в интерференционной картине. В кристаллах без центра симметрии (см. *Симметрия кристаллов*) изменение n пропорц. полю E : $\Delta n \sim E$ (линейный электрооптич. эффект; см. *Электрооптика*). В этом случае положение максимумов плотности заряда, совпадающие обычно с положительными максимумов интенсивности интерференционной картины $I(r)$, сдвинуты по фазе относительно максимумов $\Delta n(r)$ на $\pi/2$ (неколокальность отклика среды).

При неоднородном освещении среды может возникнуть неоднородное поле упругих напряжений, вызывающее изменение n . Упругие напряжения могут быть обусловлены воздействием электрич. поля (см. *Пьезоэлектрики*) или — при высоких интенсивностях света — непосредственно деформацией среды под действием света (см. *Пьезооптический эффект*, *Фотоупругость*).

Неоднородное освещение среды может приводить также к неоднородной генерации фононов, т. е. к неоднородному нагреву, а вследствие этого из-за зависимости n от темп-ры к записи т. ч. т е п л о в о й г о л о г р а м м ы. Возможна также запись, обусловленная появлением упругих напряжений среды при неоднородном нагреве. В *пиролектриках* неравномерный нагрев вызывает возникновение неоднородного электрич. поля, к-рое приводит к записи голограммы.

Пространственно модулированная фотогенерация носителей заряда или экситонов также позволяет защищать изображения, т. е. изменения показателя преломления, обусловленные электронами и дырками, пропорционально их концентрации.

Регистрирующие среды. Хоть любой материал может служить регистрирующей средой при достаточно высокой интенсивности записываемых световых лучков, интерес представляют вещества, обладающие высокой фоточувствительностью в задаваемом диапазоне частот, определённой реверсивностью (малозернощитной для преобразования быстропеременных волн или иерархической для преобразований с памятью), позволяющие управлять характером преобразований с помощью внешних воздействий (электрич. и магн. полей, изменения темп., давления и т. н.).

В Д. г. павильи применение кристаллич. *светозащитки* с линейным эл.-оптич. эффектом (лиобат и таллат лития, селитри). Характерные времена релаксации в них 10^{-2} — 10^2 с. С помощью внеш. электрич. поля удаётся уменьшить τ_p и изменить характер преобразования лучков. В полупроводниках (кристаллах Si) запись определяется фотогенерацией электронно-дырочных пар (междоузельные переходы, $\tau_p \sim 10^{-8}$ с). При высоких уровнях возбуждения достигаются $\tau_p \sim 5 \cdot 10^{-9}$ с. Динамич. голограммы записывались в полупроводниках (CdS, CdSe, CdTe, GaAs, IP, ZnO, SiC). Минимальное $\tau_p \sim 10^{-12}$ с достигнуто при внутризонных переходах.

Перспективны разл. газы и пары, напр. запись амплитудно-фазовых динамич. голограмм осуществлена в парах полочных металлов в области волос резонансного поглощения.

Практическое применение. На основе динамич. голографич. преобразований создаются логич. элементы ЭВМ с быстротой действия до 10^{-12} с, системы оперативной памяти (см. *Запоминающие голографические устройства*), управляемые транспаранты, оптич. реле, ответвители и др. устройства *оптоэлектроники* и *интегральной оптики*, т.н. голографич. лазеры (квантовые усилители и генераторы, использующие накачку на частоте генерации), различные системы оптич. корреляторов, служащих для *голографического распознавания образов*, приборы для исследования быстропеременных процессов и т. д.

Лит.: Денисюк Ю. Н., Состояние и перспективы голографич. с записью в трёхмерных средах, «Вестн. АН СССР», 1978, в. 12, с. 56; ето же и с. Голографич. и перспективны. «Ит. прикл. спектроскопия», 1980, т. 33, с. 397; Виллиамс В. Л. и др., Динамическая самодифракция когерентных световых лучков, «УФН», 1979, т. 129, с. 113; Рубаков А. С., Неотерые вопросы динамической голографии, в кн.: Проблемы современной оптики и спектроскопии, Минск, 1980; Виллиамс В. Л., Кухтарев Н. В., Динамическая голография, К., 1983.

В. Л. Виллиамс, М. С. Соскин.
ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР — ориентация ядерных спинов в заданном направлении под действием эл.-магн. ВЧ-полей (см. *Ориентированные ядра*).

ДИНАМИЧЕСКАЯ СИММЕТРИЯ квантовой системы — симметрия полного пространства *векторов состояния* системы, образующих одно неперивариантное представление нек-рой группы или алгебры Ли, операторы к-рой объединены в одно семейство все состояния системы и включают в себя операторы непереходов между разл. состояниями. Термин «Д. с.» появился в 1965 в [1]; эквивалентные др. назв. — алгебра, генерирующая спектр [2], группа неинвариантности [3].

Вырождение уровней энергии квантовой системы, находящейся в стационарном состоянии, связано с наличием у неё нек-рой симметрии (группы инвариантности), т. е. с наличием набора операторов, коммутирующих с гамильтонианом системы, к-рые обычно образуют конечномерную Ли алгебру. Помимо вырождений, связанных с явной симметрией гамильтониана (напр., относительно вращений в трёхмерном пространстве),

существует скрытая симметрия, объясняющая т. я. случайное вырождение уровней энергии системы. Примером такой симметрии, объясняющей вырождение уровней с одинаковым главным квантовым числом и разл. орбитальными моментами в атоме водорода, является симметрия $O(4)$ в импульсном пространстве (фоковская симметрия; предложена В. А. Фоком в 1935). Аналогично «случайное» вырождение уровней трёхмерного изотропного гармонич. осциллятора связано с наличием у него симметрии относительно унитарной группы $U(3)$. Операторы алгебры соответствующих групп передают одно выбранное состояние, принадлежащее заданному уровню энергии, во все остальные состояния, принадлежащие тому же уровню энергии; при этом ортогональные состояния, принадлежащие данному уровню, образуют базис неперивариантного представления группы симметрии (группы инвариантности).

В отличие от группы инвариантности действие операторов динамич. группы (группы неинвариантности, или динамич. алгебры Ли) на одно выбранное стационарное состояние квантовой системы порождает все остальные стационарные состояния системы, связывая таким образом в с е стационарные состояния системы, в т. ч. принадлежащие различным уровням, в одно семейство — мультиплет. При этом группа симметрии (группа инвариантности) системы является подгруппой группы Д. с. Так, для атомов водорода группой Д. с. является конформная $O(4, 2)$ динамич. группа, одно неперивариантное представление к-рой содержит все его связанные состояния, а для трёхмерного квантового гармонич. осциллятора — группа $U(3, 1)$. Среди генераторов группы Д. с. обязательно есть не коммутирующие с гамильтонианом, действие к-рых переводит волновые ф-ции состояний с одним уровнем энергии квантовой системы в волновые ф-ции состояний с др. энергиями (т. е. соответствует квантовым переходам между уровнями системы).

Нахождение динамич. группы симметрии физ. задачи, с одной стороны, эквивалентно решению *Шрёдингера уравнения* (или *Дирака уравнения*, *Клейна* — *Гордона уравнения*) для данной системы, с др. стороны — позволяет использовать хорошо развитый матем. аппарат теории представлений групп Ли и получать соотношения типа *рекуррентных соотношений* для матричных элементов операторов физ. величин, что важно при расчётах физ. эффектов по теории возмущений (напр., при расчёте *Штарка эффекта* для атома водорода).

Группа Д. с. квантовой системы определяется неоднозначно. Так, для атома водорода паряду с конформной группой $O(4, 2)$ Д. с. может являться также группа де Ситтера $O(4, 1)$, а для трёхмерного осциллятора — неоднородная симлектич. группа $ISP(6, R)$ [для N -мерного осциллятора — $ISP(2N, R)$]. Выбор той или иной группы Д. с. квантовой системы определяется удобством при расчётах.

В физике элементарных частиц интерес к Д. с. связан с попытками установить симметрию лагранжиана взаимодействия по известному из опыта спектру масс частиц.

Лит.: 1) Вагит А. О., Dynamical symmetry group based on Dirac equation and its generalization to elementary particles, «Phys. Rev.», 1964, 2 ser., v. 133, № 31, p. 839; 2) О'Ли А. У., Gell-Mann M., Ne'eman Y., Series of hadron energy levels as representations of non-compact groups, «Phys. Lett.», 1965, v. 17, p. 148; 3) Митчелл Н., О'Риффелл Г. И., Суидгард П. Е., Characteristic noncompact groups of dynamical systems, «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 15, p. 1941; 4) Малкин И. А., Малко В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979, В. Л. Митчелл.

ДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА — матем. объект, соответств. реальным системам (физ., хим., биол. и др.), эволюция к-рых однозначно определяется нач. состоянием. Д. с. определяется системой ур-ний (дифференц., разностных, интегр. и т. д.), допускающих существование на бесконечном интервале времени единств. решения для каждого нач. условия.

Состояние D . с. описывают набором переменных, выбираемых из соображений естественности их интерпретации, простоты описания, симметрии и т. п. Множество состояний D . с. образует *фазовое пространство*, каждому состоянию отвечает точка в нём, а эволюция изображается (фазовыми) траекториями. Чтобы определить близость состояний, в фазовом пространстве D . с. вводят понятие расстояния. Совокупность состояний в фиксиров. момент времени характеризуется фазовым объёмом.

Качеств. особенности эволюции D . с. проявляются в характере фазовых траекторий. Напр., состояние равновесия отвечает вырожденная траектория — точка в фазовом пространстве, периодич. движение — замкнутая траектория. Траектория квазипериодич. движения с m несоизмеримыми частотами ω_i (т. е. такими, что не существует отличных от нуля целых чисел k_i , удовлетворяющих равенству $\sum_{i=1}^m k_i \omega_i = 0$) сколь угодно близко

проходит около любой точки m -мерного тора (всюду плотна на нём). Вообще, для стационарного режима (установившегося движения системы) характерны траектории, плотные в нек-ром подмножестве фазового пространства, а для переходного процесса — траектории, не возвращающиеся в окрестность своих начальных точек.

Виды динамических систем. По характеру ур-ний и методам исследования D . с. делят на классы. Конечномерные и бесконечномерные (распределённые) D . с. — системы с конечномерным и бесконечномерным фазовым пространством. В конечномерном случае консервативные и диссипативные D . с. — системы с сохраняющимися и несохраняющимися фазовым объёмом. *Гамильтоновы системы* с ф-цией Гамильтона, не зависящей от времени, образуют подкласс консервативных систем. У диссипативных систем с неогранич. фазовым пространством часто существует ограниченная область в нём, куда попадает навсегда любая траектория. D . с. с непрерывным временем (потоки) и D . с. с дискретным временем (каскады); дискретность времени иногда отражает существование реального процесса (дискретность моментов прохождение импульса через усилитель в оптическом квантовом генераторе, сезонность в экологии, смена поколений в генетике и т. д.). Грубые и негрубые D . с.; новяние грубости (структурной устойчивости) характеризует качественную неизменность тина движения D . с. при малом изменении её параметров. Значения параметров, при к-рых система перестаёт быть грубой, наз. б и ф у р к а ц и о н н ы м (см. *Вифуркация*). При размерности фазового пространства больше 2 могут существовать целые области в пространстве параметров, где D . с. оказывается негрубой.

Установившемуся движению диссипативной системы отвечает аттрактор — множество траекторий, к к-рому притягиваются все близкие траектории. Статич., периодич. или квазипериодич. режимам отвечают простейшие аттракторы: состояние равновесия, периодич. траектория и тор соответственно. Сложному неперидич. режиму отвечает *странный аттрактор*. С физ. точки зрения, диссипативные системы означают, что все движения с достаточно большой энергией затухают.

Иногда (не совсем точно) диссипативной наз. систему, в к-рой уменьшается объём любой области фазового пространства при сдвиге по траекториям. (В бесконечномерном случае предпологается, что уменьшается объём любого k -мерного шара при достаточно большом k .) Для конечномерной D . с., заданной системой дифференц. ур-ний $\dot{x} = X(x)$, диссипативность в этом смысле соответствует неравенству $\operatorname{div} X < 0$.

Локальные свойства траекторий описывают при помощи понятий дифференц. геометрии. Примером может служить D . с., задаваемая системой n (нелинейных)

дифференц. ур-ний $\dot{x} = X(x)$; здесь $x = x_1, \dots, x_n$, и $X = (X_1, \dots, X_n)$ — n -мерные векторы, а точкой обозначено дифференцирование по времени. (Такая система, у к-рой ф-ция X не зависит от времени t , наз. автономной.) Попадении в окрестности состояния равновесия O : $x = x^*$ (где $X(x^*) = 0$) прежде всего зависит от свойств линеаризованной окрестности O системы, а именно, корней $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ характеристич. ур-ния $\det \|\partial X_i / \partial x_j - \lambda \delta_{ij}\|_{x=x^*} = 0$, где δ_{ij} — символ Кронекера. Пусть $\operatorname{Re} \lambda_j$ отрицательны для p и положительны для q корней, причём $p+q=n$. Если $p=n$ ($p=0$), точка O наз. устойчивым (неустойчивым) узлом; траектория с началом в малой окрестности точки O попадает в O при $t \rightarrow +\infty$ ($t \rightarrow -\infty$). Если $p \neq 0 \neq q$, точка O наз. седлом. Через неё проходит две поверхности: p -мерная W_0^p и q -мерная W_0^q , наз. устойчивой и неустойчивой сепаратрисами точки O ; они образованы траекториями, стремящимися к O при $t \rightarrow +\infty$ и $t \rightarrow -\infty$ соответственно. Остальные траектории уходят из окрестности седла при $t \rightarrow +\infty$ (рис. 1). Траектория, лежащая одновременно в W_0^p и W_0^q (и не совпадающая с O), наз. двойной сепаратрисой и тесно связана с O или петлей сепаратрисы. При стационарном движении ей отвечает бегущая локализация волн, в данном случае спадающая при $t \rightarrow \pm \infty$ (таковы некие солитоны). Если $\operatorname{Re} \lambda_i = 0$ для некоторых λ_i , то устойчивость состояния равновесия определяется следующими членами разло-

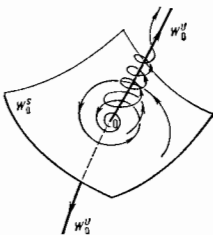


Рис. 1. Устойчивая W_0^p и неустойчивая W_0^q сепаратрисы седлового состояния равновесия O .

жения векторного поля X в ряд Тейлора вблизи O .

Тот же приём линеаризации применяют для изучения поведения траекторий в окрестности периодич. движения L : $x = \alpha(t)$, где $\alpha(t+\tau) = \alpha(t)$. Фундам. матрица решений линеаризованной вблизи $x = \alpha$ системы ур-ний имеет вид $c(t) \exp R(t)$, где $c(t)$ — периодич. ф-ция с периодом τ . Поведение траекторий характеризуют мультипликаторы [собств. значения $\gamma_1, \dots, \gamma_n$ матрицы $\exp R(\tau)$]; один из них, скажем γ_n , равен 1. Если $|\gamma_i| < 1$ ($|\gamma_i| > 1$) для всех $i \leq n-1$, то периодич. движение устойчиво (неустойчиво). Если p мультипликаторов лежат внутри, а $q = n - p$ — вне единичного круга в комплексной плоскости, $p+q=n-1$, то имеем периодич. движение седлового типа. В этом случае L лежит в пересечении двух поверхностей: $(p+1)$ -мерной W_0^p и $(q+1)$ -мерной W_0^q (устойчивой и неустойчивой сепаратрис).

Поверхность W_0^p (W_0^q) состоит из траекторий, стремящихся к L при $t \rightarrow +\infty$ ($t \rightarrow -\infty$). При $n=3$ и $p=q=1$ поверхность W_0^p (W_0^q) топологически эквивалентна листу Мёбиуса, если мультипликатор γ_n по модулю меньше 1 (больший 1, отрицательн, или цилиндрич., если γ_n положительн (рис. 2).

Поведение траекторий в окрестности L удобно изучать, рассмотрев их следы на $(n-1)$ -мерной окрестной поверхности D , без касания пересекающей L , и близкие к L траектории. отображение точки m_0 из D в первую точку пересечения с D траектории, проходящей через m_0 (рис. 3), наз. отображением Пуанкаре (или отображением последования). В координатах $\xi = \xi_1, \dots, \xi_{n-1}$ таких, что L пересекает D в нуле, отображение Пуанкаре имеет вид

$\bar{\xi} = A\bar{\xi} + \dots$, где $\bar{\xi}$ — образ точки ξ , многоочия обозначают нелинейные члены, а A — матрица, собств. числа к-рой совпадают с $\gamma_1, \dots, \gamma_{n-1}$.

Существуют системы с глобальной секущей, у к-рых каждая траектория последовательно пересекает некую поверхность бесконечное число раз. Отображение

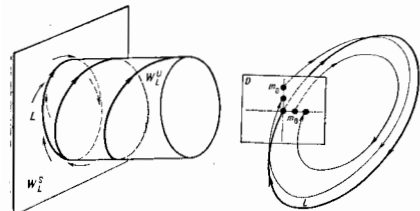


Рис. 2. Устойчивая W_L^2 и неустойчивая W_R^2 сепаратрисы седельного периодического движения L в случае положительных мультипликаторов.

Рис. 3. Отображение Пуанкаре по траекториям, проходящим в окрестности седельного периодического движения.

Пуанкаре фактически определяет Д. с. с дискретным временем. К этому классу относятся все системы, описывающие действие периодич. возмущения на автономную систему, к-рые можно записать в виде $\dot{x} = X(x, \theta)$, $\dot{\theta} = \omega$, где X — периодическая по θ вектор-функция. Фазовое пространство этой системы цилиндрическое: точки (x, θ) и $(x, \theta + 2\pi)$ отождествляются. Глобальная секущая — гиперплоскость $\theta = 0$. В частности, ур-ния

$$\ddot{x} + \sin x = -\alpha \dot{x} - A_2 A_1^{-1} \sin(kx - \theta), \quad \dot{\theta} = \omega, \quad (*)$$

описывающие движение электрона в поле двух волн, определяют Д. с. с глобальной секущей.

Устойчивые и неустойчивые сепаратрисы равновесия и (или) периодич. движений могут пересекаться. Траектории, принадлежащие пересечению устойчивых и неустойчивых сепаратрис разных периодич. движений, наз. гетероклиническими. Траектории, принадлежащая пересечению устойчивой и неустойчивой сепаратрис периодич. движения L (и отличная от L), наз. гомоклинической. Как правило, в её окрестности имеется бесконечное множество разнообразных траекторий, среди к-рых содержится счётное множество седловых периодич. движений. Наличие гомоклинич. траекторий может служить критерием существования сложных режимов в Д. с. (см. *Стохастические колебания, Странный аттрактор*), а также являться основой для объяснения ряда нелинейных эффектов. Так, напр., в системе (*) при наличии даже очень слабой второй волны ($A_2 \ll 1$) и отсутствие потерь ($\alpha = 0$) внеш. возмущение может сделать захваченные электроны прелётными и явоброты. Это объясняется след. образом. В отсутствие второй волны ($A_2 = 0$) траектория Пуанкаре [точки последовательного пересечения в пространстве (x, \dot{x}, θ) траекторий системы (*) с плоскостью $\theta = 0$] лежит строго на траекториях автономной системы, в частности, устойчивые и неуст.



Рис. 4. Фазовая плоскость электрона в поле гармонически возмущенной волны.

при захваченных и прелётных электронах разделены сепаратрисой (рис. 4). Плоскость (x, \dot{x}) может служить секущей плоскостью для траекторий системы (*) как при $A_2 = 0$, так и при $A_2 \neq 0$. Но при $A_2 = 0$ траектория отображения Пуанкаре [точки последовательного пересечения в пространстве (x, \dot{x}, θ) траекторий системы (*) с плоскостью $\theta = 0$] лежит строго на траекториях автономной системы, в частности, устойчивые и неуст.

тойчивые сепаратрисы периодич. движения $x = \dot{x} = 0$ совпадают, а при $A_2 \neq 0$ это не так. Сепаратрисы пересекаются, возникает гомоклинич. траектория, образуется «стохастический слой» (рис. 5), внутри к-рого большинство траекторий неустойчиво. Это приводит к тому, что электроны, имеющие сколь угодно близкие зна-

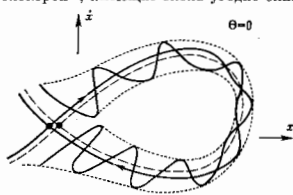


Рис. 5. Некоммутативная сепаратриса (пунктирная линия) и гомоклиническая траектория в её окрестности на секущей $\theta = 0$. Пунктирной линией обозначены границы стохастического слоя.

чения координат и импульсов внутри стохастич. слоя, могут стать как прелётными, так и захваченными.

Критерии поведения траекторий. При исследовании конкретных систем важно знать типы состояний равновесия, периодич. движений, поведения сепаратрис. Существуют критерии, позволяющие определить их непосредственно по ф-лам, задающим правые части систем дифферен. ур-ний. Для систем с двумерным фазовым пространством методы исследования развиты настолько глубоко, что многие задачи удаётся решить до конца. Примером подобного критерия для систем на плоскости служит критерий Бендиксона — Дюлака: если для системы $\dot{x}_1 = f_1(x_1, x_2)$, $\dot{x}_2 = f_2(x_1, x_2)$ существует гладкая функция $B(x_1, x_2)$ такая, что выражение $\partial(Bf_1)/\partial x_1 + \partial(Bf_2)/\partial x_2$ знакопостоянно в односвязной (двухсвязной) области, то в этой области отсутствуют амплитуды траектории (не может быть одной замкнутой траектории).

Для $n \geq 3$ ситуация значительно сложнее. Однако и здесь существуют разл. критерии, в т. ч. и критерии возникновения сложной структуры траекторий. Напр., критерий Мельникова существования гомоклинич. траекторий заключается в следующем. Пусть периодическая по t система

$$\dot{x} = U(x, y) + \epsilon u(x, y, t), \quad \dot{y} = V(x, y) + \epsilon v(x, y, t)$$

при $\epsilon = 0$ является гамильтоновой и имеет сепаратрису, идущую из седла O_1 в седло O_2 , ур-ние к-рой $x = x_0(t - t_0)$, $y = y_0(t - t_0)$. Тогда, если ф-ция

$$\Delta \epsilon(t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \{ u[x_0(t - t_0), y_0(t - t_0), t] V - vU \},$$

где в V, v, U подставлены те же аргументы, что и в u , имеет простые нули, то возмущенная система имеет (гетеро)гомоклинич. траекторию, принадлежащую пересечению устойчивой и неустойчивой сепаратрис седел O_1 и O_2 (седла $O_1 = O_2$). Напр., система (*) всегда при $\alpha = 0$, $A_2 \neq 0$ имеет гомоклинич. траекторию и стохастич. слой.

Критерий Шильникова сформулируем лишь для систем с трёхмерным фазовым пространством. Пусть система $\dot{x}_i = X_i(x_1, x_2, x_3)$, $i = 1, 2, 3$, имеет состояние равновесия $O: x = x^*$, характеристич. ур-ние для к-рого имеет положит. корень $\lambda_3 > 0$ и два комплексно сопряжённых: $\lambda_1 = \lambda_2^*$, $\text{Re } \lambda_1 = -\alpha < 0$ и $\lambda_3 + \alpha > 0$. Пусть также одна из траекторий одномерной неустойчивой сепаратрисы точки O лежит на двумерной устойчивой, образуя петлю сепаратрисы Γ . При этом как для данной системы, так и для всех близких к ней в окрестности Γ существует сложная структура траек-

торий, содержащая светное множество седловых периодов траекторий.

Все теоремы теории бифуркаций являются, в сущности, критерии существования той или иной структуры в фазовом пространстве. Для проверки ряда критериев можно использовать не только аналитич., но и численные методы. При этом, поскольку речь идет о проверке условий теорем, а не о прямом моделировании, с помощью ЭВМ можно получать строгие результаты.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Биркгоф Д. Д., Динамические системы, пер. с англ., М., 1941; Немецкий В. В., Стеняков В. В., Качественная теория дифференциальных уравнений, 2 изд., М.—Л., 1949; Качественная теория динамических систем второго порядка, М., 1966; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1978; Нитгецки З., Введение в дифференциальную динамику, пер. с англ., М., 1975; Баутиян Н. Н., Леонтювич Е. А., Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, М., 1976.

В. С. Абрамович, М. И. Рыбников.
ДИНАМИЧЕСКИЙ ВИНТ — совокупность действующих на твердое тело сил F и пары сил с моментом M , лежащей в плоскости, перпендикулярной к силе F' (векторы F и M параллельны). К D в. приводится в наиб. общем случае произвольная система действующих на твердое тело сил. Дальнейшее упрощение D в. невозможно, т. е. его нельзя заменить только одной силой (равнодействующей) или одной парой сил. Можно лишь, сказав силу F с одной из сил пары, привести D в. к двум сирецивающимся силам.

ДИНГЛА ТЕМПЕРАТУРА — феноменологич. параметр, имеющий размерность темп-ры и характеризующий развитие Ландау урочей. D т. определяет амплитуду *квантовых осцилляций* в магн. поле в металлах.

ДИОДЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ — широкий класс двух-однолучных твердотельных приборов, объединяющих признаков k -рых является униполярность проводимости. Действие D т. основано на свойствах p - n -перехода или переходов металл—полупроводник (см. Шоттки барьер). По назначению выделяют пек. типов D т. Силовые выпрямители (вентили) ПЧ-токов, макс. обратное напряжение $U_{обр}$ k -рых лимитируется электрич. пробоем обратно смещенного p - n -перехода (достигает 1000 В), макс. прямой ток $I_{макс}$ лимитируется необратимым (приводящим к разрушению прибора) тепловым пробоем ($I \sim 1000$ А). В высококачественные (и мультиспектральные) диоды, используемые как детекторы, смесители, генераторы гармоник и т. п., время восстановления $t \sim 1-10$ нс. Для детектирования СВЧ-излучения применяют D т. с $t \sim 40-100$ пс. Стабиллизаторы и напряжения (опорные диоды), распределение и концентрация легирующих примесей в k -рых подбираются так, чтобы обеспечить требуемое $U_{обр}$. За счет пробоя осуществляется стабилизация напряжения на диоде. Осн. параметры — стабилизируемое напряжение, макс. ток через диод, дифференц. сопротивление на участке стабилизации. В арактыры, действие k -рых основано на нелинейной зависимости *барьерной емкости* p - n -перехода от напряжения смещения. Используются в параметрических усилителях, смесителях частот и др. Фотодиоды служат для регистрации световых сигналов. Работа основана на разделении электрич. подем p - n -перехода электронно-дырочных пар, генерируемых световыми квантами в окрестности p - n -перехода. В результате разделения во внеш. цепи протекает ток либо на контактах возникает фотодоз. Осн. параметры — чувствительность, уровень шумов, квантовая эффективность (отношение электронного потока к интенсивности потока световых квантов), быстродействие. Разновидности фотодиодов — *солнечные батареи*. Светодиоды применяются в системах оптич. связи, индикации и освещении. Действие основано на излучат. рекомбинации электронно-дырочных пар в примозонных полупроводниках (типа GaAs; подробнее см. Светоизлучающий диод). Разновидностью светодиодов являются *инжекционные лазеры*.

При классификации D т. по физ. принципу выделяют *туннельные диоды*, в k -рых толщина *обедненного слоя* столь мала (~ 100 Å), что энергетич. барьер между p - и n -областями оказывается «прозрачным» для туннелирования электронов из валентной зоны в зону проводимости и обратно. Они изготавливаются из высоколегиров. (вырожденных) полупроводников. Суперпозиция туннельного и обычного зонного механизмов проводимости обуславливает N -образную вольт-амперную характеристику (ВАХ) с участком *отрицательного дифференциального сопротивления*. Эта особенность ВАХ и определяет гл. область применения туннельных диодов — генерацию СВЧ-излучения небольшой мощности.

Для генерации СВЧ-излучения используют p - n -диоды — *пролетные диоды*. В них в силу спец. профиля распределения легирующих примесей узкая область с высокой напряженностью электрич. поля (область лавинного умножения носителей) соеденяется с областью со слабым полем (дрейфовая область или область пролета). При определенных фазовых соотношениях между напряжениями на этих областях возникает динамич. отрицат. сопротивление всей структуры на частотах порядка обратного времени пролета носителей, что и приводит к усилению либо генерации колебаний.

Для усиления и генерации служат также *Ганна диоды*, в k -рых p - n -переходы отсутствуют, а усиление и генерация СВЧ-излучения происходит за счет объема отрицат. сопротивления, возникающего в силу особенностей междолионного распределения электронов, напр. в GaAs (см. Ганна эффект).

По технол. признаку D т. классифицируют на: *сплавные*, изготавливаемые выливанием таблетики металла в полупроводник (расплав обогащается примесью, обеспечивающей тип проводимости, противоположный типу исходного полупроводника, на границе расплава образуется p - n -переход); *диффузионные*, изготавливаемые высокотемпературной диффузией примесей, напыленных на поверхность кристалла, в его толщ (варьируя темп-ру и длительность диффузионного процесса, можно управлять глубиной «залегания» p - n -перехода); *эпитаксиальные*, в k -рых p - n -переход получается в процессе эпитаксиального роста полупроводниковой пленки на монокристалле того же вещества, но с противоположным типом примеси; *точечные* — контактные, где p - n -переход или *шоттки-барьер* образуется у контакта, напр., вольфрамового острия с полупроводником. Для изготовления D т. используются также *ионная имплантация* и радиаци. легирование.

От д. случаев название отражает структурные признаки прибора. Напр., в p - i - n -диодах между высоколегированными p - и n -областями расположен слой полупроводника с проводимостью, близкой к собственной. Они применяются как высокоомные выпрямители, в ВЧ-схемах, быстродействующие фотодетекторы и др. В диодах Шоттки тип, обедненный осн. носителем, в кришепроводной области полупроводника, возникает в силу разницы в работах выхода полупроводника и металла. Диоды Шоттки используют гл. обр. в ВЧ- и СВЧ-схемах.

Лит.: Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., тт. 1—2, М., 1984. В. Герель.

ДИОПТРА (от греч. διά — через, сквоз и οπίσθεν — вижу) (ди, D) — единица оптич. силы линзы и др. опсеметрических оптич. систем, равная оптич. силе линзы или сферы, зеркала с фокусным расстоянием 1 м.

ДИПОЛЬ МАГНИТНЫЙ (от греч. δί-, в сложных словах — дважды, двойной и πόλος — полюс) — аналог *диполя электрического*, k -рый можно представлять себе как два точечных магн. зарда ($\pm q_m$), расположенных на расстоянии l друг от друга. Характеризуется дипольным моментом, равным по величине $p_m = ml$ и направ-

ленным от $-q_m$ к $+q_m$ ($p_m = q_m l$). В предельном случае $q_m \rightarrow \infty$, $l \rightarrow 0$, $p_m = \text{const}$, принято говорить о точечном или элементарном Д. м. Полюсы Д. м. возникло в кон. 18—нач. 19 вв., когда для объяснения природы магнетизма предположало существование магн. материи. Впоследствии оно сохранило своё значение как удобная модель, позволяющая правильно высчитать поля соленоидальных электрич. токов. Если объёмная плотность тока $j(r)$ чисто соленоидальна ($\text{div } j = 0$), её можно выразить через вектор намагниченности M , $[j(r) = \text{rot } M]$, представляющий собой плотность магнитного момента $dm/dV = M$, так что магн. момент всей системы токов $j(r)$ равен:

$$p_m = m = \int M dV = (2c)^{-1} \int [r] j dV. \quad (*)$$

Здесь использована Гаусса система единиц, интегрирование производится по всему объёму V , занятому токами. В частности, ток I , текущий по тонкому замкнутому контуру, лежачему в плоскости $n = \text{const}$ (n — нормаль к поверхности S , натянутой на контур), имеет, согласно (*), магн. момент $m = ISnc^{-1}$. Предельный случай элементарного диполя соответствует значению $j = -c[M \nabla \delta(r - r_d)]$, где $\delta(r - r_d)$ — дельта-функция, r_d — радиус-вектор точки расположения диполя. На ток во внеш. постоянном магн. поле с вектором индукции $B(r)$ действуют сила и вращающий момент. Если магн. поле мало меняется на расстояниях порядка размеров токового распределения, сила равна $F = \text{rot}[Im] = \text{grad}(mB)$. Вращающий момент N равен $N = [mB]$.

Т. о., в макроскопич. электродинамике фигурируют Д. м. двух видов: «зарядовый» Д. м., образуемый фиктивными магн. зарядами, распределёнными (в случае точечного источника) с плотностью $\rho_m = (m_p \nabla \delta(r - r_d))$, и «токовый» Д. м., образуемый соленоидальными электрич. токами, распределёнными (тоже в случае точечного источника) с плотностью $j = -c(m_p \nabla \delta(r - r_d))$. Поля, создаваемые равными Д. м. ($m_p = m_j$) вне области источников в вакууме (или в любой иной среде, магн. проницаемость и-рой $\mu = 1$), одинаковы, однако в средах с $\mu \neq 1$ совпадение достигается, если только принять, что $m_p = \mu m_j$, т. е. считать, что дипольный момент зарядового Д. м. зависит от проницаемости. В неоднородных и (или) анизотропных средах различие в структурах полей, вообще говоря, не устраняется.

Фактически все планетные яны Д. м. являются токовыми. Существование зарядовых Д. м., образованных машинными монополями, остаётся проблематичным. Однако зарядовые Д. м. сохраняют определённое методич. значение, ибо их поля находятся в строгом соответствии с полями зарядовых электрич. диполей и получаются из них с помощью двойственности перестановочной принципа, т. е. замены $p_m \rightarrow -p_m$, $e \rightarrow H$, $H \rightarrow -E$. Это упрощает во мн. случаях (но не всегда!) установление свойств и поведения реальных токовых Д. м. без дополнит. вычислений (излучение Д. м. с изменяющимися во времени p_m , движение в заданных полях, взаимодействие иск. Д. м. и т. п.).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, в изд. М., 1973; Джексон Дж. В. Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Сидзуки И. Д. В., Общая курс физики, 2 изд., т. 3, М., 1983. М. А. Миллер.

ДИПОЛЬ ТОРОИДНЫЙ — то же, что *аналоп.*

ДИПОЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — система, состоящая из двух одинаковых по величине, но разноимённых точечных зарядов ($\pm q$), расположенных на конечном расстоянии l друг от друга. Характеризуется дипольным моментом (DM), равным по величине $p = ql$ и направляется от $-q$ к $+q$ ($p = ql$). Элементарным или точечным Д. э. наз. предельная система с $l \rightarrow 0$, $|q| \rightarrow \infty$ при конечном p . Плотность электрич. заряда $\rho(r)$ в этом случае допускает представление $\rho = -(\nabla \cdot \delta(r - r_d))$, где $\delta(r - r_d)$ — дельта-функция, r_d — радиус-вектор точки расположения Д. э. Поле

элементарного Д. э. полностью определяется его ДМ, тогда как в поле реального Д. э. заметный вклад дают $\text{div } \delta$ и мультипольные моменты. В статич. случае ($\partial \rho / \partial t = 0$) поля мультиполей убывают с расстоянием тем быстрее, чем выше их порядок, поэтому на больших расстояниях ($r \gg l$) поле реального Д. э. не отличается от поля элементарного Д. э.

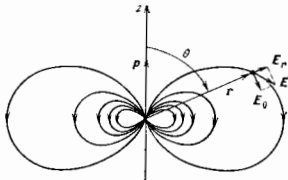
Статический Д. э. создаёт чисто потен. (безвихревое) поле. В однородной изотропной среде с диэлектрич. проницаемостью ϵ напряжённость электрич. поля E точечного Д. э. выражается ф-лами (Гаусса система единиц)

$$E = -\nabla \Phi, \quad \Phi = (pr)/\epsilon r^2, \quad (1)$$

где r — радиус-вектор из точки Д. э. в точку наблюдения (точку поля). В сферич. координатах (r, θ, φ ; угол θ отсчитывается от направления p):

$$E_r = 2p \cos \theta / \epsilon r^2; \quad E_\theta = p \sin \theta / \epsilon r^3. \quad (2)$$

Т. о., поле Д. э. убывает быстрее ($\sim r^{-3}$), чем поле точечного заряда ($\sim r^{-2}$). На рис. приведена картина силовых линий E , даваемых соотношениями (1) и (2)



в сечении $\varphi = \text{const}$; линии неограниченно сгущаются в центре, ибо поле Д. э. сингулярно вблизи источника ($\sim r^{-3}$).

Энергия взаимодействия Д. э. с внеш. полем $E_{\text{вн}}$ пропорциональна ДМ и в случае точечного Д. э. равна $W = -(\rho E_{\text{вн}})$. При конечных l это соотношение справедливо в приближении $l \ll L_E$, где L_E — характерный масштаб изменения $E_{\text{вн}}$. На Д. э. в таком поле действуют сила $F = -\nabla W = -(\rho E_{\text{вн}})$ и вращающий момент $N = [p E_{\text{вн}}]$. Под их воздействием Д. э. стремится ориентироваться вдоль поля и перемещается в область более сильного поля.

Распределение заряда в огранич. области V описывается его плотностью $\rho(r')$. Потенциал электростатич. поля, создаваемого такой системой неподвижных зарядов, на расстояниях R , превышающих её характерные размеры, равен $\Phi = q/r + (pR)/r^2 + \dots$, где $q = \int \rho(r') dV$ — полный заряд, $p = \int r' \rho(r') dV$ — ДМ системы. Если такая система находится во внеш. поле с потенциалом $\Phi_{\text{вн}}$, то при малом изменении $\Phi_{\text{вн}}$ на расстояниях порядка размеров системы её энергия равна $W \approx q\Phi_{\text{вн}}(0) - (p E_{\text{вн}}(0)) + \dots$ при соответствующем выборе начала отсчёта.

Отсюда и из ф-лы (1) можно найти энергию взаимодействия W_{12} двух диполей с ДМ p_1 и p_2 , расположенных в точках r_1 и r_2 :

$$W_{12} = [(p_1 p_2) - 3(n p_1)(n p_2)] r_{12}^{-3}; \quad \text{где } r_{12} = r_1 - r_2, \\ n = r_{12} / r_{12}.$$

Д. э. с переменным ДМ эквивалентен отрезку длины l с изменяющимся во времени током поляризации $I: I = \dot{p}/dl$, поэтому он создаёт и электрич. и магн. поля (см. Антенна, Дипольное излучение). Поля излучения перем. мультиполей, хотя и имеют разную яркость, структуру, но убывают с расстоянием одинаково, поэтому излучение реального диполя, строго говоря, всегда отличается от идеального дипольного излучения.

1976. Т. 4 м. И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976. Л. и Я. у. Д. Д., Л. и Ф. и. Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1976. С. и В. у. и. Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3, М., 1983. В. В. Курич, М. А. Миллер, **ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** — взаимодействие между диполями электрическими или диполями магнитными. Каждый электрич. (магн.) диполь создаёт в окружающем пространстве электрич. (магн.) поле, воздействующее на др. диполи. Напряжённость поля электрич. диполя

$$E_D(p, r) = [3r(pr) - pr^2]/r^3, \quad (1)$$

где p — дипольный момент (p_e — электрич., p_m — магн.); r — радиус-вектор из точки локализации диполя в точку наблюдения. Аналогичной ф-лой описывается напряжённость магн. поля H_D , создаваемого магн. диполем (напр., магн. моментом парамагн. атома или пона); нужно только заменить в ф-ле (1) E_D на H_D и p_e на p_m .

Энергия Д.-д.в. W_{ij} двух диполей с моментами p_i и p_j , находящихся в точках r_i и r_j :

$$W_{ij} = -p_i E_D(p_j r_{ij}) = [p_i p_j r_{ij}^2] - 3(r_i | p_i)(r_j | p_j) / r_{ij}^3 = -p_i p_j (\cos \theta_{ij} - 3 \cos \theta_i \cos \theta_j) / r_{ij}^3, \quad (2)$$

где $r_{ij} = r_i - r_j$, θ_{ij} — угол между векторами p_i и p_j , θ_i и θ_j — углы между векторами p_i и p_j и вектором r_{ij} ; W_{ij} — энергия диполя p_i в поле диполя p_j . Полная энергия Д.-д.в. для системы диполей является суммой энергий всех парных дипольных взаимодействий (Д.-д. в. — дальнедействующее).

Энергия Д.-д. в. зависит от взаимного расположения диполей [см. ф-лу (2)]. Напр., для пары диполей с одинаковыми дипольными моментами p при «горизонтальной» ориентации дипольных моментов (рис. а) эта энергия минимальна ($W = -2p^2/r^3$), когда дипольные моменты параллельны; при «вертикальной» ориентации дипольных моментов (рис. б) энергия Д.-д. в. максимальна ($W = -p^2/r^3$), когда дипольные моменты антипараллельны.

Д.-д. в. играет особенно важную роль при возникновении в твёрдых телах пер-рых видов *магнитной атомной структуры* и *магнитной доменной структуры*. Магн. Д.-д. в. относится к классу анизотропных взаимодействий и, наряду с *оцукристаллическим полем* и анизотропным обменным взаимодействием, даёт вклад в *магнитную анизотропию* кристаллов.

Магн. Д.-д. в. — релятивистское по природе взаимодействие, но несмотря на относительно небольшую величину (по сравнению, напр., с обменным взаимодействием) может существовать образом влияния на низкотемпературные свойства кристаллов с парамагн. ионами, определяя темп-ру их магн. упорядочения и тип возникающей атомной магн. структуры. Существует целый класс соединений (т. н. дипольные магнетик и), магн. упорядочение к-рых практически полностью обусловлено Д.-д. в. (напр., редкоземельные литиевые фториды и гидроксиды, редкоземельные ортоалюминаты и др.). Д.-д. в. ответственно за образование в ферро- и ферромагнетиках доменной структуры (см. Домены). С Д.-д. в. тесно связано поле *рамазанивания*, т. е. магн. поле, создаваемое всеми магн. моментами внутри магнетика и усреднённое по малому (но макроскопич.) объёму, окружающему точку локализации рассматриваемого магн. момента. Энергию Д.-д. в. в связи с этим часто наз. энергией *рамазанивания*. Аналогично проявляет себя взаимодействие электрич. дипольных моментов в *сетчатом электрич. крист.*

Лит.: Браун У. Ф., Микромагнетизм, пер. с англ., М., 1979. В. М. Матвеев.

ДИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение, обусловленное изменением во времени *дипольного момента* системы. В случае эл.-магн. Д. п., о к-ром далее только и будет идти речь, различают электрич. и магн. Д. и.

в зависимости от того, вызывается ли оно изменением электрич. p_e или магн. p_m дипольных моментов.

Классическая теория. Произвольное распределение неподвижных или движущихся зарядов можно описать с помощью плотностей заряда ρ и тока j , удовлетворяющих ур-нию непрерывности: $\nabla \cdot j + \partial \rho / \partial t = 0$. Поле, создаваемое такими источниками вне области их размещения, описывается как совокупность лотей *мультиполей*: монополя (заряда), диполя, квадруполя и т. д. Однако такое описание продуктивно только тогда, когда размер l области, содержащей источник, мал по сравнению с длиной волны излучения $\lambda = 2\pi c/k = 2\pi c/\omega$; $l \ll \lambda$. Это ограничивает скорости и движения зарядов нерелятивистскими значениями, $u \ll c$. Д. и. из таких областей можно предствить как излучение сосредоточенного (точечного) дипольного момента — электрич.его, соответствующего источникам $\rho = -(\rho_e \nabla \delta(r))$, $j = -\dot{p} \delta(r)$, и магнитного, соответствующего токам $j = c \nabla \delta(r) \times p_m$. Здесь $\delta(r)$ — дельта-функция Дирака, а точка — знак дифференцирования по времени. Поле излучения создается только селеноидальными частями этих распределений, потенц. части ответственны лишь за квазистат. поля.

На больших расстояниях R от области источников, $R \gg \lambda \gg l$, т. е. в волновой зоне (см. Антенна), электрич. E и магнитное H поля в вакууме выражают след. ф-лами (Гаусса система единиц):

$$E(R, n, t) = c^{-2} R^{-1} \{ n [\ddot{p}_e(t - R/c)] \}, \quad (*)$$

$$H(R, n, t) = -c^{-2} R^{-1} \{ [\dot{p}_e(t - R/c)] \}.$$

Здесь n — единичный вектор вдоль R , запаздывающий аргумент $t - R/c$ учитывает разницу между моментом возникновения волнового возмущения в точке источника и моментом прихода его в точку наблюдения. Поле магн. Д. и. получают отсюда при помощи *двойственности перестановочной принципа* ($E \rightarrow H$, $H \rightarrow -E$, $p_e \rightarrow p_m$). Эл.-магн. поле (*) представляет собой сферич. расходящуюся волну с векторами E и H , перпендикулярными направлению её распространения, т. е. вдали от источников это квазиплоские волны типа *ТЕМ*.

В случае гармонич. закона изменения дипольного момента, $p = p_0 \cos \omega t$, с частотой ω ср. интенсивность излучения в единицу времени (ср. мощность излучения) равна $I = \omega^4 p_0^2 / 3c^3$, а ег. угл. распределение (диаграмма направленности) имеет вид: $I_\theta = (3/8\pi) I \sin^2 \theta$, где I_θ — интенсивность, отнесённая к единице телесного угла, θ — угол между n и p_0 . Обычно (но не всегда!) магн. Д. и. меньше электрич. Д. и. и сопоставимо лишь с электрич. *квадрупольным излучением*. Если *диполь электрический* представить как элемент тока I длины l : $i \omega p_e = Il$ (элементарный вибратор, или диполь Герца), а *диполь магнитный* — как рамку с током I и площадью S : $p_m = ISl$ и считать токи одинаковыми, а размеры *близки* источникам соизмеримыми ($S \ll l^2$), то $p_m \sim p_e k l \ll p_e$. При движении гармонически колеблющегося диполя в пространстве частота его Д. и. зависит от направления излучения (см. *Доплера эффект*), а диаграмма направленности искажается, стягиваясь к направлению движения диполя (см. также *Синхротронное излучение*, *Ондуляторное излучение*).

Квантовая теория. Согласно квантовой теории, излучение происходит при *квантовом переходе* системы из одного состояния в другое. При этом излучается *фотон* с энергией $\hbar \omega = \epsilon_1 - \epsilon_2$, где ϵ_1 и ϵ_2 — энергии начального и конечного состояний, ω — частота фотона. Если размеры системы малы в сравнении с длиной волны фотона, то в отсутствие внеш. эл.-магн. поля вероятность перехода определяется в первом приближении соответствующим этому переходу элементом матрицы дипольного момента d_{12} . Вероятность перехода w в секунду с излучением фотона равна $w = 4\omega^3 |d_{12}|^2 / 3c^3 \hbar$. Такой самопроизвольный переход системы в состояние с более низкой энергией, сопровождающийся излучением фотона, относится к процессам *спонтанного*

испускания. Для движущейся дипольной системы, обладающей конечной массой, возникает квантовый эффект отдачи, определяемый законами сохранения энергии и импульса в элементарном акте излучения одного фотона. На характер излучения движущегося диполя существенно влияет также наличие внеш. среды с показателем преломления $n(\omega) \neq 1$.

Поскольку каждый фотон обладает фиксиров. угловым моментом и чётностью, то, согласно закону сохранения момента и чётности, имеются определённые ограничения (отбора правела) на характеристики квантовых состояний, между к-рыми возможны переходы с Д. п. Квантовые переходы, сопровождаемые Д. и., наз. дипольными. Они играют осн. роль в испускании света молекулами. Если эти переходы запрещены правилами отбора, то, как и в классич. системе, приобретают значение др. переходов, для к-рых отличны от нуля, напр., к.-л. элементы матрицы квадратного или магн. дипольного момента.

Наряду со спонтанным Д. и. существует *вынужденное испускание* возбуждённой дипольной системы, напр. молекулы. Оно возникает под действием внеш. эл.-магн. поля резонансной частоты, совпадающей с одной из возможных частот спонтанного Д. и. данной молекулы. Вероятность вынужденного излучения пропорциональна интенсивности внеш. излучения. При попадании резонансного фотона в неравновесную среду возбуждённых молекул (т. е. *активную среду*) испускаются фотоны, в свою очередь играющие роль новых резонансных фотонов. В результате в протяжённой активной среде число испущенных фотонов лавинообразно растёт. На этом свойстве вынужденного излучения основано действие квантовых усилителей, а также квантовых генераторов эл.-магн. излучения — *лазеров* и *мазеров*. В отсутствие внеш. излучения его роль может сыграть спонтанное излучение отл. молекул среды. Соответствующий процесс вынужденного усиления спонтанного излучения наз. *сверхлюминесценцией*. В естеств. условиях он реализуется, например, в космических мазерах, его используют также в сверхлюмицентных лазерах.

Вынужденное Д. и. осциллирующих электронов широко используют в электронике для усиления и генерации микроволнового излучения (см. *Гиротрон*, *Мазер на циклотронном резонансе*, *Лазеры на свободных электронах*, *Омудлятор*).

Спонтанное Д. и. приобретает качественно новые свойства в макроскопич. системе, состоящей из достаточно плотно упакованных дипольных излучателей (возбуждённых молекул), взаимодействующих посредством резонансного эл.-магн. поля. В такой системе могут самопроизвольно возникать взаимно сфазированные дипольные колебания изначально неколебавшихся молекул. В результате они начинают излучать когерентно, т. е. возникает коллективное спонтанное Д. и. молекулы, мощность к-рого существенно превышает мощность обычного спонтанного излучения такого же числа изолиров. молекул. При этом все молекулы переходят из возбуждённого состояния в состояние с более низкой энергией за время, значительно меньшее времени спонтанного перехода изолиров. молекулы. Такой коллективный нестационарный когерентный процесс получил название *сверхизлучения* Дикке, он принципиально отличается от процесса сверхлюмицентности.

Сверхизлучение используют для создания сверхизлучающих мазеров и лазеров, генерирующих ультракороткие импульсы с большой мощностью излучения в отсутствие резонатора. Сверхизлучающий и сверхлюмицентный способы генерации излучения особенно важны для рентг. и УФ-диапазонов, в к-рых трудно осуществить многократное прохождение излучения через активную среду из-за малого времени жизни возбуждённых состояний частиц среды и отсутствия хороших резонаторов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Давидов А. С., Квантовый механизм, 2 изд., М., 1973; Файн В. М., Халперн Я. И., Квантовая радиофизика, М., 1965; Реликтивистская высокочастотная электродинамика, Г., 1973; Айдарева В. А., Емельянов В. И., Изымский Ю. А., Коллективное спонтанное излучение (сверхизлучение Дикке), «УФН», 1980, т. 131, с. 653; Ярич А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980.

В. В. Кочеровский, В. В. Кочеровский, М. А. Миллер.
ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ — угол п о л о д и н ы м о м е н т 1-го порядка (рапта), одна из интгр. характеристик источников (возбудителей) поля (эл.-магн., акустич. и т. п.). Напр., источниками поств. эл.трич. поля являются скалярные плотности эл.трич. зарядов; Д. м. огранич. системы зарядов, распределённых в пространстве с плотностью $\rho(r)$, наз. в к т о р p_e , определяемый интегралом:

$$p_e = \int \rho(r) r dV \quad (1)$$

(см. *Диполь электрический*).

Набор из n точечных зарядов Q_i , сосредоточенных в точках r_i , характеризуется распределением

$$\rho(r) = \sum_{i=1}^n Q_i \delta(r - r_i),$$

где $\delta(r)$ — дельта-функция Дирака; в этом случае интеграл (1) вырождается в ряд

$$p_e = \sum_{i=1}^n Q_i r_i. \quad (2)$$

Если суммарный заряд (монопольный момент) равен нулю, $\int \rho(r) dV = 0$, то Д. м. (1) или (2) инвариантен относительно выбора начала отсчёта (точки $r = 0$). Если суммарный заряд отличен от нуля, то Д. м. существенно зависит от системы отсчёта, в нек-рой избранной системе Д. м. равен нулю.

Источниками поств. магн. поля служат векторные плотности эл.трич. токов; Д. м. (магн. моментом) произвольного распределения токов с плотностью $j(r)$ наз. п с е в д о в е к т о р p_m , определяемый интегралом:

$$p_m = \frac{1}{2c} \int [r j(r)] dV. \quad (3)$$

Здесь используется *Гаусса система единиц* (см. *Диполь магнитный*). Независимость от выбора начала отсчёта соблюдается при условии $\int j(r) dV = 0$, т. е. для любых вихревых токов, когда $\text{div } j = 0$.

Выражения (1) и (3) пригодны и для перем. полей, однако при этом возбуждаются не чисто эл.трич. или магн. поля, а эл.-магн. поле, свободное, в частности, уносить энергию от источника; соответствующее излучение наз. дипольным (см. *Дипольное излучение*).

Аналогично вводится Д. м. для полей любой физ. природы.

М. А. Миллер.
ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ МОЛЕКУЛЫ — характеризует эл.трич. свойства молекулы. Д. м. μ равен: $\mu = \sum q_i r_i$, где q_i — заряды составляющих молекулу частиц, r_i — их радиусы-векторы относительно произвольно выбранного начала координат (см. *Дипольный момент*). В этом случае заряды считают точечными, однако электронный заряд в молекулах распределён непрерывно, поэтому, строго говоря, суммирование нужно заменить интегрированием. Д. м. м. можно представить иначе: суммарный положит. заряд $(+Q)$ электронейтральной молекулы и её суммарный отрицат. заряд $(-Q)$ можно стянуть в нек-рые точки (их положение определяется аналогично нахождению положения центра масс твёрдого тела); если расстояние между $+Q$ и $-Q$ равно l (принятое направление отрезка l от $+Q$ к $-Q$), то $\mu = Ql$. Д. м. м. измерится в *дебаях* и обычно имеет порядок 1 Д .

ДИРАКА МАТРИЦЫ — 4×4 матрицы, действующие на спинорную переменную четырёхкомпонентного спинора (биспинора) Дирака (ψ). Д. м. входят в квантовое волновое уравнение для релятивистской частицы со спином $\frac{1}{2}$, а также в гамма-тождества взаимодействия полей, в случае если во взаимодействии участвуют частицы со спином $\frac{1}{2}$ (напр., в гамма-тождестве слабого взаимодействия). Д. м. α_k ($k=1, 2, 3$) и β представляют собой эрмитовы матрицы, удовлетворяющие соотношениям

$$\begin{aligned} \alpha_k \alpha_l + \alpha_l \alpha_k &= 2\delta_{kl}, \\ \alpha_k \beta + \beta \alpha_k &= 0, \quad \beta^2 = 1 \end{aligned} \quad (1)$$

(δ_{kl} — *Кronecker символ*). При вычислении сечений процессов с участием частиц со спином $\frac{1}{2}$ явный вид Д. м. не нужен, достаточно использовать соотношения (1). Однако при решении *Дирака уравнения* удобно пользоваться определ. представлением Д. м. Часто применяют представление, в котором матрица β диагональна (представление Дирака — Паули). В этом представлении матрицы α_k и β имеют вид

$$\alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где σ_k — *Паули матрицы*, а I — единичная 2×2 матрица. Форма уравнения Дирака, записанного в ковариантном виде, зависит от выбора метрики. В метрике Паули $[x = (x, x_4 = ix), \alpha(x_1, x_2, x_3)$ — пространственная координата, x_0 — время; применяется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$] уравнение Дирака для свободной частицы массы m имеет вид

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi = 0, \quad \mu = 1, 2, 3, 4 \quad (3)$$

(здесь и далее по повторяющимся индексам — в данном случае по μ — производится суммирование), где

$$\gamma_k = i\alpha_k \beta = -i\beta \alpha_k, \quad \gamma_4 = \beta \quad (4)$$

эрмитовы матрицы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} \quad (5)$$

Важную роль в физике частиц играет матрица

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4, \quad (6)$$

удовлетворяющая соотношениям

$$\gamma_\mu \gamma_5 + \gamma_5 \gamma_\mu = 0, \quad \gamma_5^2 = 1, \quad \gamma_5^\dagger = \gamma_5 \quad (7)$$

(+ означает эрмитово сопряжение). В представлении Дирака — Паули матрица γ_5 имеет вид

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Пути перемножения матриц γ можно построить следующие 16 независимых матриц Дирака:

$$1; \gamma_\mu; \sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2i} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu); \gamma_\mu \gamma_5; \gamma_5. \quad (9)$$

Любая 4×4 матрица может быть разложена по полной системе матриц (9). Между Д. м. имеет место ряд соотношений, часто используемых в приложениях, напр.:

$$\begin{aligned} \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho &= \delta_{\mu\nu} \gamma_\rho - \delta_{\mu\rho} \gamma_\nu + \delta_{\nu\rho} \gamma_\mu - \varepsilon_{\mu\nu\rho\tau} \gamma_5 \gamma_\tau, \\ \sigma_{\mu\nu} &= -\frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\tau} \sigma_{\rho\tau} \gamma_5. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\varepsilon_{\mu\nu\rho\tau}$ — абсолютно антисимметричный (относительно перестановки любых двух индексов) тензор, $\varepsilon_{1234} = 1$.

Если метрика выбрана так, что скалярное произведение четырёхмерных векторов A и B равно:

$$AB = A^0 B^0 - AB^1 - g_{\mu\nu} A^\mu B^\nu, \quad (11)$$

$$\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$$

[т. е. $x = (x^0, \mathbf{x})$, x^0 — время, $\mathbf{x} = (x^1, x^2, x^3)$], где $g_{00} = 1$, $g_{ik} = -\delta_{ik}$, $g_{0i} = g_{i0} = 0$], то уравнение Дирака имеет вид

$$\left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} - m \right) \psi = 0. \quad (12)$$

Матрицы γ^μ связаны с матрицами α и β соотношениями

$$\gamma^0 = \beta, \quad \gamma^k = -\alpha_k, \quad \gamma^5 = -i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \quad (13)$$

и удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}. \quad (14)$$

Из (13) видно, что γ^0 — эрмитова матрица, γ^k — антиэрмитовы матрицы.

Лит.: Паули В., *Общие принципы волновой механики*, пер. с нем., М.—Л., 1947; Боголюбов И. Н., Ширков Д. В., *Введение в теорию квантованных полей*, 4 изд., М., 1984; Бьерре вей Л. Д., Дрелл С. Д., *Релятивистская квантовая теория*, пер. с англ., т. 1, М., 1978.

ДИРАКА ПОЛЕ — физ. поле частиц со спином $\frac{1}{2}$ (электрон, мюон, кварк и др.). При *Лоренца преобразованиях* и поворотах в пространстве преобразуется как четырёхкомпонентный спинор (биспинор). В квантовой теории поля по *гамильтоновой представлению* оператор Д. п. $\psi(x)$ удовлетворяет *Дирака уравнению* для свободной частицы. Лагранжиан свободного Д. п. имеет вид (в системе единиц $\hbar = c = 1$):

$$L = \bar{\psi} \left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m \right) \psi, \quad (1)$$

где по повторяющемуся индексу $\mu=0, 1, 2, 3$ производится суммирование; m — масса спинорной частицы, γ^μ — *Дирака матрицы*, x^μ — четырёхмерные координаты, черта над $\bar{\psi}$ означает дираковское сопряжение: $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ (крестом помечено эрмитово сопряжение). Четырёхмерный вектор энергии-импульса (4-импульса)

$$P_\mu = i \int \bar{\psi} \gamma^0 \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi dx \quad (2)$$

является сохраняющейся величиной. Здесь P_0 — энергия, \mathbf{P} — импульс Д. п. Интегрирование в (2) проводится по всему пространству.

Если ψ — эрмитов оператор, то Д. п. описывает зарядк. частицы, при этом оператор заряда даёт выражением

$$Q = e \int \bar{\psi} \gamma^0 \psi dx, \quad (3)$$

где e — заряд частицы. Сохранение заряда поля является следствием инвариантности относительно *глобальной* калибровочных преобразований.

Разложение оператора $\psi(x)$ по полной системе решений уравнения Дирака с определ. импульсами имеет вид

$$\begin{aligned} \psi(x) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{1}{2p_0} [a_\lambda(p) e^{-ipx} u_\lambda(p) + \\ &+ \bar{a}_\lambda^+(p) e^{ipx} u_\lambda(-p)] dp. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $a_\lambda(p)$ и $\bar{a}_\lambda^+(p)$ — операторы уничтожения частицы и рождения античастицы с 4-импульсом $p = (\sqrt{m^2 + p^2}, p)$ и *спиральностью* $\lambda = \pm \frac{1}{2}$, а спиноры $u_\lambda(p)$, $u_\lambda(-p)$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} (\gamma^\mu p_\mu - m) u_\lambda(p) &= 0, \\ (\gamma^\mu p_\mu + m) u_\lambda(-p) &= 0, \\ (\gamma^\mu p_\mu = \gamma^0 p^0 - \gamma^\alpha p^\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (5)$$

Д. п. квантуется так, чтобы для системы частиц выполнялся принцип Паули. В соответствии с этим принци-

ном операторы рождения и уничтожения удовлетворяют переставочным соотношениям антикоммутиации

$$\begin{aligned} [a_{\lambda}(p), a_{\lambda'}^{\dagger}(p')]_{\pm} &= \delta_{\lambda\lambda'} \delta(p-p'), \\ [\tilde{a}_{\lambda}(p), \tilde{a}_{\lambda'}^{\dagger}(p')]_{\pm} &= \delta_{\lambda\lambda'} \delta(p-p'), \\ [a_{\lambda}(p), a_{\lambda'}(p')]_{\pm} &= [\tilde{a}_{\lambda}(p), \tilde{a}_{\lambda'}(p')]_{\pm} = \\ &= [a_{\lambda}(p), \tilde{a}_{\lambda'}^{\dagger}(p')]_{\pm} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Операторы 4-импульса P_{μ} и заряда Q Д. и след. образом выражаются через операторы рождения и уничтожения:

$$P_{\mu} = \int [a_{\lambda}^{\dagger}(p) a_{\lambda}(p) + \tilde{a}_{\lambda}^{\dagger}(p) \tilde{a}_{\lambda}(p)] P_{\mu} d p, \quad (7)$$

$$Q = e \int [a_{\lambda}^{\dagger}(p) a_{\lambda}(p) - \tilde{a}_{\lambda}^{\dagger}(p) \tilde{a}_{\lambda}(p)] d p$$

(операторы $a_{\lambda}^{\dagger}(p) a_{\lambda}(p)$ и $\tilde{a}_{\lambda}^{\dagger}(p) \tilde{a}_{\lambda}(p)$ являются соответственно операторами числа частиц и числа античастиц в состоянии с 4-импульсом p и спиральностью λ).

Полная система векторов состояния строится путём действия операторов a_{λ}^{\dagger} и $\tilde{a}_{\lambda}^{\dagger}$ на вакуумное состояние $|0\rangle$. Так, $a_{\lambda}^{\dagger}(p)|0\rangle$ и $\tilde{a}_{\lambda}^{\dagger}(p)|0\rangle$ представляют собой векторы одночастичного состояния соответственно частицы и античастицы с импульсом p и спиральностью λ , а вектор

$$a_{\lambda_1}^{\dagger}(p_1) a_{\lambda_2}^{\dagger}(p_2) \dots a_{\lambda_n}^{\dagger}(p_n) |0\rangle \quad (8)$$

описывает состояние n частиц с импульсами и спиральностями $p_1, \lambda_1; p_2, \lambda_2; \dots; p_n, \lambda_n$. В соответствии с Фейнманом — Дираком статистикой вектор (8) антисимметричен относительно перестановки любой пары перемешанных p_i, λ_i ($i=1, 2, \dots, n$).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Вейнберг Л. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 2, М., 1978. С. М. Емельянов, ДИРАКА УРАВНЕНИЕ — квадратное (волновое) уравнение для релятивистской частицы со спином $1/2$ (электрона, мюона, кварка и др. частиц). Получено из след. требования: 1) уравнение для волновой функции $\psi(x, t)$ (x — пространственные координаты, t — время) должно быть линейным для того, чтобы выполнялся принцип суперпозиции состояний; 2) в уравнении должна входить первая производная $\psi(x, t)$ по времени (для того, чтобы задание ψ в нач. момент определяло волновую функцию в любой последующий момент времени); 3) уравнение должно быть инвариантным относительно Лоренца преобразований, т. е. иметь один и тот же вид во всех инерциальных системах отсчета; 4) величина $\psi^{\dagger}(x, t) \times \psi(x, t)$ (где $\psi^{\dagger} = \psi^{\dagger}$ означает эрмитово сопряженное) должна иметь физ. смысл плотности вероятности нахождения частицы в точке x в момент времени t ; 5) уравнение для свободной частицы (массы m) должно быть построено так, чтобы состояние с импульсом p и энергией E было его решением только в случае, если выполняется релятивистское соотношение $E^2 = p^2 + m^2$ (используется система единиц $\hbar = c = 1$).

Всем этим требованиям удовлетворяет система уравнений для функции $\psi(x)$, к-рая имеет четыре компонента и записывается в виде столбца:

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix}$$

(x — точка пространства-времени). При преобразованиях Лоренца и пространственных поворотах они преобразуются как компоненты четырёхкомпонентного спинора (биспинора).

Ковариантный вид Д. у. зависит от выбора метрики пространства-времени. Если метрика выбрана так, что

$x^2 = \epsilon_{\mu\nu} x^{\mu} x^{\nu} = (x^0)^2 - x^2$, где $\epsilon_{\mu\nu}$ — метрический тензор ($x^0 = t$), то уравнение имеет вид

$$i \gamma^{\mu} \frac{\partial \psi(x)}{\partial x^{\mu}} - m \psi(x) = 0, \quad (1)$$

где γ^{μ} — Дирака матрицы, $\mu = 0, 1, 2, 3$ (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Сопряжённый биспинор $\bar{\psi} = \psi^{\dagger} \gamma^0$ удовлетворяет уравнению

$$i \frac{\partial \bar{\psi}(x)}{\partial x^{\mu}} \gamma^{\mu} + \bar{\psi}(x) m = 0. \quad (2)$$

Из (1) и (2) для четырёхмерного вектора тока $j^{\mu} = \bar{\psi} \gamma^{\mu} \psi$ вытекает уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial j^{\mu}}{\partial x^{\mu}} = 0. \quad (3)$$

Временная компонента вектора тока равна плотности вероятности нахождения частицы в точке x в момент времени x^0 , а его пространственные компоненты являются компонентами трёхмерного вектора потока вероятности.

При данном импульсе p Д. у. имеет четыре линейно независимых решения: два решения с положит. энергией $E = p_0$ ($p_0 = \sqrt{p^2 + m^2}$) и два решения с отрицат. энергией $E = -p_0$. Они могут быть записаны (соответственно) в след. ковариантном виде

$$\psi_{\pm p}(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} u(\pm p) e^{\mp i p x}, \quad (4)$$

где спиноры $u(p)$, $u(-p)$ удовлетворяют уравнениям

$$(\hat{p} \mp m) u(\pm p) = 0, \quad (5)$$

$$(\hat{p} = \gamma^{\mu} p_{\mu} = \gamma^0 p^0 - \gamma^{\alpha} p^{\alpha}, \alpha = 1, 2, 3).$$

Для сопряжённых спиноров имеем:

$$\bar{u}(\pm p) (\hat{p} \mp m) = 0. \quad (6)$$

Для каждой из пар спиноров в качестве независимых могут быть выбраны решения с опред. спиральностью (проекции спина на направление импульса) λ ($\lambda = \pm 1/2$). В представлении Дирака — Паули (в к-ром γ^0 диагональна) эти решения имеют вид:

$$u_{\lambda}(p) = N \begin{pmatrix} v_{\lambda} \\ \frac{2\lambda |p|}{p_0 + m} v_{\lambda} \end{pmatrix}; \quad E = p_0, \lambda = \pm 1/2, \quad (7)$$

$$u_{\lambda}(-p) = N \begin{pmatrix} -\frac{2\lambda |p|}{p_0 + m} v_{\lambda} \\ v_{\lambda} \end{pmatrix}; \quad E = -p_0, \lambda = \pm 1/2.$$

Здесь v_{λ} — двухкомпонентный спинор, удовлетворяющий уравнению

$$\frac{1}{2} \sigma \mathbf{p} v_{\lambda} = \lambda v_{\lambda}, \quad (8)$$

где $\mathbf{p} = p/|p|$, $\sigma(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ — Паули матрицы, а множитель N определяется нормировкой спинора $u(\pm p)$. Используя след. нормировку (для каждого значения λ):

$$\begin{aligned} \text{a) } u(\pm p)^{\dagger} u(\pm p) &= 1, \quad N = \sqrt{(p_0 + m)/2p_0}, \\ \text{б) } \bar{u}(\pm p) u(\pm p) &= \pm 1, \quad N = \sqrt{(p_0 + m)/2m}, \\ \text{в) } \bar{u}(\pm p) \gamma^0 u(\pm p) &= 2p_0, \quad N = \sqrt{p_0 + m}. \end{aligned} \quad (9)$$

при этом $v^{\dagger} v = 1$.

Для $m=0$ решения свободного Д. у. являются собственными функциями матрицы $\gamma^5 = -i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$:

$$\gamma^5 u_{\lambda}(\pm p) = \mp 2\lambda u_{\lambda}(\pm p). \quad (10)$$

В матричные элементы процессов со слабым взаимодействием спиноры $u_{\lambda}(p)$, описывающие нейтрино, входят в

виде $\frac{1}{2}(1+\gamma^5)u_\lambda(p)$. Если масса нейтрино равна нулю, то

$$\frac{1}{2}(1+\gamma^5)u_\lambda(p)=0 \text{ при } \lambda=\frac{1}{2},$$

$$\frac{1}{2}(1+\gamma^5)u_\lambda(p)=u_\lambda(p) \text{ при } \lambda=-\frac{1}{2},$$

т. е. спиральность нейтрино равна $-\frac{1}{2}$. Частице с отрицат. энергией соответствует антинейтрино (см. ниже), его спиральность равна $+\frac{1}{2}$.

В нерелятивистском случае $\beta=|p|/p_0 \ll 1$ (в системе СГС $\beta=v/c$, где v — скорость частицы), и спиноры $u_\lambda(\pm p)$ с точностью до линейных по β членов даются выражениями:

$$u_\lambda(p) = N \begin{pmatrix} v_\lambda \\ \beta \lambda v_\lambda \end{pmatrix}, \quad u_\lambda(-p) = N \begin{pmatrix} -\beta \lambda v_\lambda \\ v_\lambda \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Отсюда следует, что для нерелятивистской частицы «нижние» («верхние») компоненты решений Д. у. с положительной (отрицательной) энергией много меньше «верхних» («нижних») компонент.

Приведём след. полезные соотношения:

$$\begin{aligned} \bar{u}(\pm p) \gamma^\mu u(\pm p) &= \pm (p^\mu/m) \bar{u}(\pm p) u(\pm p), \\ u(\pm p) \gamma^5 u(\pm p) &= 0, \\ p_\mu \bar{u}(\pm p) \gamma^\mu \gamma^5 u(\pm p) &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Для вычисления сечения процессов с участием релятивистских частиц со спином $\frac{1}{2}$ необходимо знать суммы: $\sum_\lambda u_\lambda(p) \bar{u}_\lambda(p)$ и $\sum_\lambda u_\lambda(-p) \bar{u}_\lambda(-p)$. Если спиноры $u_\lambda(\pm p)$ нормированы условиями $\bar{u}_\lambda(\pm p) \gamma^0 u_\lambda(\pm p) = -2 p_0$, то

$$\sum_\lambda u_\lambda(\pm p) \bar{u}_\lambda(\pm p) = \hat{p} \pm m. \quad (13)$$

Решения Д. у. с отрицат. полной энергией — pesоменная трудность квантовой механики релятивистской частицы. Для её устранения Дирак предположил, что состоянием с мин. энергией (вакуумным состоянием) является состояние, в k -ром все уровни с отрицат. энергией заняты. Если из этого заполненного «моря» состояний с отрицат. энергией вырвать одно состояние (образовать т. н. дырку Дирака), то полученное при этом состояние будет иметь положит. энергию (см. *Дырка в теории Дирака*). Масса частицы, описываемой этим состоянием, равна массе электрона, а её заряд противоположен заряду электрона. Такая частица — *античастица* по отношению к электрону — была открыта К. Андерсоном (С. Anderson) в 1932 и наз. *позитроном*.

Последоват. реализация идеи Дирака о существовании решений с отрицат. энергией требует по существу выхода за рамки одночастичного ур-ния для релятивистской частицы и осуществляется только в *квантовой теории поля*.

Как отмечалось, Д. у. инвариантно относительно преобразований Лоренца

$$(x')^\mu = a^\mu_\nu x^\nu,$$

где $a^\mu_\nu a^\sigma_\rho = \delta^\mu_\rho$ (δ^μ_ν — символ Кронекера). Если записать преобразование спинора в виде

$$\psi'(x') = U \psi(x), \quad (14)$$

где $U = 4 \times 4$ матрица, то из условия инвариантности Д. у. следует, что

$$U^{-1} \gamma^\mu U = a^\mu_\nu \gamma^\nu. \quad (15)$$

Сопряжённый спинор преобразуется след. образом:

$$\bar{\psi}'(x') = \bar{\psi}(x) U^{-1}. \quad (16)$$

Для преобразований Лоренца

$$(x')^1 = \frac{x^1 + \beta x^0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (x')^0 = \frac{x^0 + \beta x^1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (x')^2 = x^2, \quad (x')^3 = x^3$$

матрица U имеет вид

$$U = \exp(\gamma^0 \gamma^1 \eta/2), \quad (17)$$

где $\tanh \eta = \beta$ (β — скорость одной системы относительно другой). Для преобразования из системы покоя частицы в систему, где её импульс равен p , а энергии p_0 , имеем:

$$U = \sqrt{\frac{p_0 + m}{2m}} \left(1 + i \frac{\gamma^0 \alpha^j p_j}{p_0 + m} \right), \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (18)$$

При построении лагранжианов взаимодействия в квантовой теории поля широко используются трайсформации. свойства величин $\bar{\psi} O \chi$, где ψ и χ — спиноры Дирака (спинорные Дирака поля), а

$$O^k = 1; \quad \gamma^\mu; \quad \sigma^{\mu\nu} = -\frac{1}{2i}(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu); \quad \gamma^5 \gamma^\mu; \quad \gamma^5$$

— полная система 16 матриц Дирака. Из (14)–(16) следует, что

$$\begin{aligned} \bar{\psi} \chi & \text{ — скаляр,} \\ \bar{\psi} \gamma^\mu \chi & \text{ — четырёхмерный вектор,} \\ \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \chi & \text{ — тензор второго ранга,} \\ \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi & \text{ — псевдоскаляр,} \\ \bar{\psi} \gamma^5 \chi & \text{ — псевдоскаляр.} \end{aligned}$$

Волновое ур-ние для релятивистской частицы со спином $\frac{1}{2}$ в эл.-магн. поле может быть получено из ур-ния для свободной частицы заменой

$$\frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} + i e A_\mu \right) \psi, \quad (19)$$

где e — электрич. заряд частицы, а $A_\mu = (\varphi, \mathbf{A})$ — четырёхмерный потенциал эл.-магн. поля (φ — скалярный потенциал, \mathbf{A} — векторный). Т. о. Д. у. для электрона (мюона) в эл.-магн. поле имеет вид:

$$\gamma^\mu \left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} + i e A_\mu \right) \psi - m \psi = 0. \quad (20)$$

Это ур-ние инвариантно относительно локальных калибровочных преобразований

$$\begin{aligned} \psi'(x) &= e^{i\Lambda(x)} \psi(x), \\ A'_\mu(x) &= A_\mu(x) - \frac{1}{c} \frac{\partial \Lambda(x)}{\partial x^\mu}, \end{aligned} \quad (21)$$

где $\Lambda(x)$ — произвольная вещественная ф-ция x . В нерелятивистском пределе в первом порядке по β для «верхнего» спинора $u_\lambda(x)$ из Д. у. (20) вытекает Паули уравнение. При этом для магн. момента электрона автоматически получается правильное значение $e\hbar/2mc$ (в СГС системе единиц). Если учитывать также члены второго порядка по β , то в ур-нии для $u_\lambda(x)$, вытекающем из Д. у. в центр. поле $V(r)$ (r — расстояние до центра), возникает потенциал *спин-орбитального взаимодействия*:

$$V_{c.o.} = \frac{1}{2m^2} \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \cdot \frac{1}{2} \sigma \mathbf{L}. \quad (22)$$

Здесь $\mathbf{L} = [\mathbf{r} \mathbf{p}]$ — оператор орбитального момента. Д. у. в кулоновском поле точечного ядра с зарядом Ze , $V = -Ze^2/r$ может быть решено точно. Для уровней энергии электрона в атоме возникает при этом выражение

$$\mathcal{E}_{nj} = m \left[1 - \left(\frac{Z\alpha}{n - (j+1/2) + \sqrt{(j+1/2)^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (23)$$

Квантовое число l принимает целые значения 1, 2, 3, ..., а квантовое число полного момента j — полуцелые, такие что $j+1/2 \leq n$ ($\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры). Если $Z\alpha \ll 1$, то с точностью до членов $(Z\alpha)^4$ из (23) следует:

$$\mathcal{E}_{nj} \approx m \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \left[1 + \frac{(Z\alpha)^2}{n} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right] \right\}. \quad (24)$$

Квантовое число n соответствует, т. о., главному квантовому числу нерелятивистской теории. Уровни энергии в релятивистском случае классифицируются, как и в нерелятивистской теории, путём задания n, j и квантового числа орбитального момента l . В табл. приведены первые четыре уровня:

Обозначение уровня	n	l	j	ϵ_{nj}
$1S_{1/2} \dots$	1	0	$1/2$	$m\sqrt{1-(Z\alpha)^2}$
$2S_{1/2} \dots$	2	0	$1/2$	$m\sqrt{\frac{1+1-(Z\alpha)^2}{2}}$
$2P_{1/2} \dots$	2	1	$1/2$	$m\sqrt{\frac{1+1-(Z\alpha)^2}{2}}$
$2P_{3/2} \dots$	2	1	$3/2$	$\frac{m}{2}\sqrt{4-(Z\alpha)^2}$

Разность уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ (тонкое расщепление уровней) обусловлена спин-орбитальным взаимодействием (22). Уровни $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$, отличающиеся чётностью и обладающие одинаки теми же значениями n и j , оказываются в теории Дирака вырожденными. Учёт эффектов квантовой электродинамики приводит к тому, что это вырождение снимается, при этом уровень $2S_{1/2}$ лежит выше уровня $2P_{1/2}$. Этот т. н. *лаббовский сдвиг* уровней измерен на опыте и находится в блестящем согласии с предсказаниями квантовой электродинамики.

Лит.: Ахмезер А. И., Берестецкий В. В., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Бьеркен Д. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1-2, М., 1978.

ДИРАКА ФУНКЦИЯ — см. *Дельта-функция*.
ДИРИХЛЕ ЗАДАЧА — задача о нахождении решения Лапласа уравнения $\Delta u=0$ или Пуассона уравнения $\Delta u=f$ в области G (внутренняя Д. з.) или вне её (внешняя Д. з.), принимающего на границе S области G заданные непрерывные значения u_0 . Д. з. исследована К. Гауссом (С. Gauß) в 1840 и П. Г. Л. Дирихле (P. G. L. Dirichlet) в 1850. Для внешней Д. з. требуется, чтобы решение на ∞ стремилось к 0 в трёхмерном Д. з. и было ограниченным в двумерном ($n=2$) случаях. Д. з. ур-ния Пуассона связана с Д. з. ур-ния Лапласа подстановкой $v(x)=u(x)-V(x)$, где при $n=2$

$$V(x) = (4\pi)^{-1} \int f(y) |x-y|^{-1} dy$$

— объёмный, а при $n=2$

$$V(x) = \int f(y) \ln|x-y| dy$$

— логарифмический потенциал (в обоих случаях удовлетворяется ур-ние $\Delta V=-f$), а граничное условие Д. з. меняется очевидным образом. Внешняя Д. з. сводится к внутренней преобразованием Кельвина: переходом к новым координатам $x \rightarrow x' = xR^2/|x|^2$ и новой функции $u(x) \rightarrow u'(x') = u(R^2x'/|x'|^2) (R/|x'|)^{n-2}$. Координаты x и x' симметричны относительно сферы радиуса R с центром в нуле.

Решение Д. з. существует, единственно и непрерывно зависит от граничных условий для достаточно гладкой границы S [в частности, для S , задаваемой в окрестности каждой своей точки x_0 ур-нием $\Phi(x)=0$ с условием, что $d\Phi/dx \neq 0$, а $\Phi(x)$ непрерывна вместе со своими производными]. Для внутренней Д. з. ур-ния Пуассона решение даётся ф-лой:

$$v(x) = - \int_S u_0(y) (\partial G(x, y) / \partial n_y) dS_y + \int G(x, y) f(y) dy,$$

где n_y — внеш. нормаль к поверхности S в точке y , а $G(x, y)$ — Грина функция Д. з., являющаяся решением ур-ния $\Delta_x G(x, y) = -\delta(x-y)$, обращающимся в 0 на S . Ф-ция Грина Д. з. интерпретируется как потенциал эл.-статич. поля, создаваемого внутри заземлённой про-

водящей поверхности S зарядом $(4\pi)^{-1}$, находящимся в точке y . Для границ S , обладающих достаточно широкой симметрией, ф-ция Грина Д. з. строится методом отражений: как линейная комбинация потенциалов, создаваемых зарядами в точке y и точках, симметричных y относительно поверхности S . В двумерном случае возможен переход от координат $x = (x_1, x_2)$ к комплексной координате $z = x_1 + ix_2$. Тогда ф-цию Грина строят при помощи *конформного отображения* области G на стандартную область, напр. круг.

Лит.: Соболев С. Г., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1966; Давидович М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973; Валадимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

ДИСКЛИНАЦИИ (от греч. dys — приставка, означающая разделение, разделение и klino — наклонно) — протяжённые дефекты в средах, обладающих упорядочением пек-рого аксиального вектора l ; вектора — директора — в жидких кристаллах, вектора антиферромагнетизма — в антиферромагнетиках и т. д. Возникают в результате нарушения симметрии векторного поля и участвуют в создании текстуры в средах. Простейшие Д. образуются в нематических жидких кристаллах и антиферромагнетиках с анизотропией тина плоскости лёгкого намагничивания, когда вектор l расположен в плоскости и его ориентация определяется одним углом ϕ в этой плоскости относительно осей координат (ϕ а 0 ϕ). В таких средах Д. — линейные де-

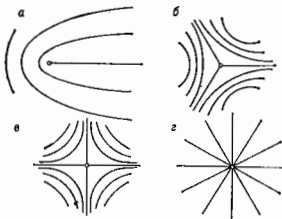


Рис. 1. Дисклинация в нематическом жидком кристалле: а — $m=1$; б — $m=-1$; в — $m=-2$; г — $m=2$.

фекты, перпендикулярные выделенной плоскости. При обходе вокруг Д. фаза получает приращение $d\phi = m d\alpha$, где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$, наз. силой Д. или индексом Фрэнкля. На рис. 1 изображены линии, параллельные l вблизи Д. с малыми индексами Фрэнкля. Д. в нематич. жидких кристаллах видны в поляризованном микроскопе. Если Д. выходят нормально к поверхности

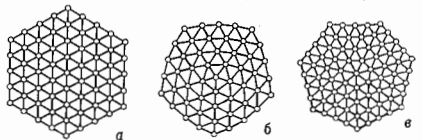


Рис. 2. Клиновидные 60-градусные дисклинация в гексагональном кристалле: а — идеальная структура; б — дисклинация с $m=1$; в — дисклинация с $m=-1$; г — б.

плоского препарата, в скрещённых николидах они видны как тёмные пятна с отходящими от них 2 ($m = \pm 1$) или 4 ($m = \pm 2$) тёмными ветвями.

В твёрдых кристаллах Д. связываются с нарушением симметрии направлений вектора, соединяющего ближайшие эквивалентные атомы. Если атомная структура в пек-рого кристаллографич. плоскости обладает осью симметрии порядка n ($n=3, 4, 6$; см. *Симметрия кристаллов*), то при обходе вокруг т. н. клиновидной Д.

(рис. 2) фаза ϕ приобретает приращение $d\phi = 2\pi d/l$. Т. к. упругое поле прямоугольной Д. в кристалле имеет энергию, пропорц. площади сечения тела, то повышение отдельной прямоугольной Д. в макроскопич. образцах мало вероятно, однако в кристаллах малых объемов они могут возникать.

Лит.: Л и х а ч ё в В. А., Х а й р о в Р. Ю., Введение в теорию дислокаций, Л., 1975; К л е м м а М., The general theory of dislocations, в кн.: Dislocations in solids, ed. by F. R. N. Nabarro, v. 5, Amst., 1980. А. М. Коссева.

ДИСЛОКАЦИЯ в кристаллах (от ср.-век. лат. dislocatio — смещение, перемещение) — дефекты кристаллич. решетки, искажающие правильное расположение атомных (кристаллографич.) плоскостей (см. Кристаллическая решетка). Д. отличаются от др. дефектов в кристаллах тем, что значит. нарушение регулярности чередования атомов сосредоточено в малой окрестности нек-рой линии, пронизывающей кристалл.

Типы дислокаций. Простейшими видами Д. являются крайняя и винтовая Д. В идеальном кристалле соседние атомные плоскости параллельны на всем своем протяжении; если одна из атомных плоскостей обрывается внутри кристалла (рис. 1, а), возникает крайняя Д., край «лишней» полуплоскости илется её осью.

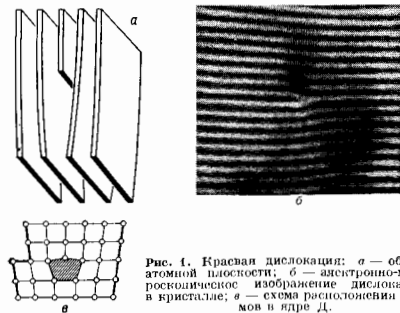


Рис. 1. Краевая дислокация: а — обрыв атомной плоскости; б — электронно-микроскопическое изображение дислокации в кристалле; в — схема расположения атомов в ядре Д.

Применение электронных микроскопов с большой разрешающей способностью позволяет непосредственно наблюдать в нек-рых кристаллах специфические для крайней Д. расположение атомных рядов (рис. 1, б). Область нерегулярного расположения атомов на линии Д., вытянутая вдоль её оси и имеющая поперечные размеры порядка неск. межатомных расстояний, наз. ядром Д. Нек-рое представление о характере нарушений регулярности кристаллич. решетки вблизи ядра Д. в металлах может быть получено при изучении изображений дефектной части кристалла, возникающих на экране ионного микроскопатора. На рис. 1, в атомы ядра Д. условно расположены по контуру заштрихованного пятиугольника. Одновременно на рис. 1, в показано, что крайняя Д. может быть получена в результате незавершенного сдвига верх. части кристалла на один период кристаллич. решетки вдоль плоскости, проходящей через ось Д. Направление сдвига, создающего крайнюю Д., перпендикулярно её оси.

Винтовую Д. можно представить себе как результат сдвига на период решетки одной части кристалла относительно другой вдоль нек-рой полуплоскости параллельно её краю, играющему роль оси Д. (рис. 2, а). Т. о., порождающей винтовую Д. сдвиг параллелен её оси. В случае винтовой Д. ни одна из атомных плоскостей не оканчивается внутри кристалла, но сами плоскости, являясь только приблизительно параллельными, смыкаются в одну винтовую поверхность. Если ось винтовой Д. выходит из внеш. поверхность кристалла, то на последней образуется характерная ступенька

высотой в толщину одного атомного слоя. При кристаллизации атомы легко присоединяются к ступеньке на поверхности растущего кристалла (рис. 2, б), смещают край ступеньки, вымывая её закручивание вокруг оси Д. Ступенька последовательно поднимается с одного кристаллич. этажа» на другой, что приводит к спиральному росту кристалла (рис. 2, в).

Между предельными типами крайней и винтовой Д. возможны любые промежуточные, в к-рых линия Д.

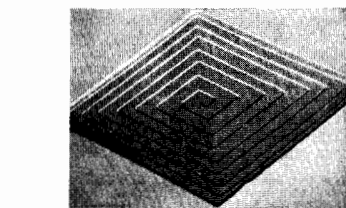
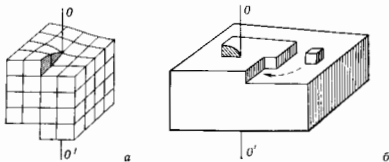


Рис. 2. Винтовая дислокация: а — схема расположения атомов (куби) в кристалле с дислокацией; б — поверхность кристалла с выходом винтовой дислокации; в — спираль роста в кристалле парафина, возникшая на выходе винтовой дислокации.

не обязательно прямой: она может представлять собой произвольную плоскую или пространственную кривую. Порождающей Д. сдвиг описывается постоянным вдоль линии Д. в вектором Бюргерса b , совпадающим с одним из трансляц. периодов кристаллич. решетки. Плоскость, проходящая через b и касающаяся линии Д. в рассматриваемой точке, наз. плоскостью скольжения данного элемента Д. Возможные системы плоскостей скольжения определяются структурой кристаллич. решетки. Обгибая плоскостей скольжения всех элементов Д. наз. её поверхностью скольжения (цилиндрич. поверхность, образующие к-рой параллельны b , а направляющей служит линия Д.). Линии Д. не могут обрываться внутри кристалла и должны либо быть замкнутыми (нетли Д.), либо выходить на поверхность кристалла, либо разветвляться на др. Д. В последнем случае образуется сетка Д., в каждом узле к-рой выполняется закон сохранения вектора Бюргерса: сумма векторов Бюргерса Д., входящих в узел, равна сумме векторов Бюргерса Д., выходящих из узла.

Кол-во Д. в кристалле характеризуется их плотностью, к-рая определяется как ср. число линий Д., пересекающих проведённую внутри тела единичную площадку. Плотность Д. колеблется от 10^2 — 10^3 см $^{-2}$ в наб. совершенных монокристаллах до 10^{11} — 10^{12} см $^{-2}$ в сильно искажённых (холоднообработанных) металлах.

Дислокации в теории упругости. Внутри ядра любой Д. смещение атомов из своих равновесных положений в идеальном кристалле — порядка величины межатомных расстояний и существенно зависит от типа и конкретных свойств кристалла. Если же окружить ядро Д. нек-рой трубкой, то вне этой трубки кристалл может считаться идеальным и подверженному только малой упругой деформации. Поэтому искажение кристалла

вдали от оси Д. может быть проанализировано методами упругости теории, к-рые заменяют Д. геом. линией. Д. характеризуется величиной и направлением b и единичным вектором касательной t к её линии. Распределение пары векторов b, t позволяет описывать любое распределение Д. в кристалле.

Д. порождают вокруг себя уругие деформации и напряжения, поэтому являются источниками уругих полей в кристалле (см. Уругость). Уругие деформации вокруг Д. по своему распределению в кристалле напоминают магн. поле вост. тока, контур к-рого совпадает с линией Д., а сила к-рого пропорц. b . Напр., у винтовой Д., направленной по оси z , поля тензора деформаций

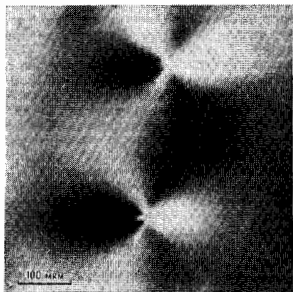


Рис. 3. Поля уругих напряжений вокруг краевых дислокаций в кристалле Si, выявленные по наблюдению фототрующей; линии дислокации перпендикулярны плоскости рисунка.

ϵ_{ik} и тензора напряжений σ_{ik} имеют следующие отличные от нуля компоненты в цилиндрических координатах r, φ :

$$\epsilon_{z\varphi} = b/4\pi r, \quad \sigma_{z\varphi} = Gb/2\pi r, \quad r^2 = x^2 + y^2.$$

Здесь G — модуль сдвига (см. Модуль уругости).

Поле напряжений обуславливает собственную уругую энергию Д., пропорц. b^2 и по порядку величины равную 10^{-4} эрг на 1 см её длины. Поля напряжений вблизи

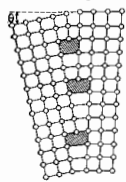


Рис. 4. Граница разориентированных блоков, образованная краевыми дислокациями.

Д. в дислокац. скоплениях. Форма скопления Д. в плоскости скольжения характеризует свойства незавершённой полосы сдвига. Устойчивое скопление прямолинейных краевых Д. в слое, перпендикулярном плоскости скольжения, наз. дислокац. цепью и оно имеет σ и вызывает разориентацию кристаллитов, блоков, т. е. моделирует границу блоков в кристалле (рис. 4).

Д. как источник уругого поля испытывает действие силы, обусловленной сдвиговыми напряжениями в кристалле и напоминающей силу действия магн. поля на проводник с током. Величина силы, приложенной к единице длины линии Д., равна $f = b\sigma$, где σ — соответствующая сдвиговая компонента тензора напряжений σ_{ik} . Напр., если краевая Д. параллельна оси z и её

вектор b направлен по оси z , то $f_x = b\sigma_{xy}$. Равновесная форма Д. определяется условием равенства силы f и сил неуругого происхождения, аналогичных силам трения.

Дислокация и пластичность кристаллов. Под действием сдвиговых напряжений Д. могут перемещаться в кристалле, вызывая его пластич. деформацию (рис. 5). Если в движение вовлечено большое число Д., то скорость пластич. деформации $\dot{\epsilon}^{пл}$ прямо пропорц. плотности ρ движущихся Д. и их ср. скорости v : $\dot{\epsilon}^{пл} = b\rho v$, где b — величина вектора Бюргерса отдельной Д.

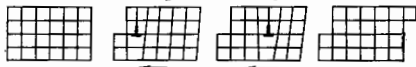


Рис. 5. Схема пластической деформации в результате скольжения дислокаций.

Т. о., Д. — носители пластичности монокристалла. Многие проявления пластичности кристаллов связаны с разл. видами движения отд. Д. или целых их рядов и скоплений.

Расположение атомов в ядре краевой Д. приводит к выводу, что её перемещение на 1 атомный шаг вдоль плоскости скольжения связано с малыми отклонениями атомов в ядре Д. Поэтому скольжение Д. должно происходить при сравнительно малых внешних нагрузках. Напряжения, при к-рых начинается скольжение Д., определяют микроскопич. предел уругости σ_0 монокристалла; при достижении такой сдвиговой нагрузки кристалл теряет уругость, в нём начинается пластич. деформация. Величина σ_0 оказывается в 10^2 — 10^4 раз меньше модуля сдвига монокристалла G . При отсутствии Д. идеальный монокристалл не должен обладать пластичностью вплоть до напряжений $0,1 G$. Т. о., обусловленная скольжением Д. малая величина σ_0 является физ. причиной того, что сдвиговая прочность реальных кристаллов с Д. на неск. порядков ниже таковой для бездислокац. монокристаллов. Сдвиговую прочность, близкую к предельной, могут иметь лишь тончайшие нитевидные кристаллы, толщину к-рых измеряют мкм и к-рые часто образуются путём спирального роста вокруг одиночных винтовых Д.

Скольжение Д. не вызывает локального изменения объёма или плотности кристалла и поэтому наз. консервативным движением. Существует неконсервативное

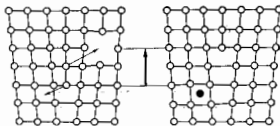


Рис. 6. Переползание краевой дислокации, сопровождающееся изменением числа точечных дефектов в кристалле.

движением Д., или переползанием, при к-ром краевая Д. смещается в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения. Переползание связано с неуругим изменением плотности кристалла вдоль линии Д. и происходит путём «паравизации» или «ресторения» атомных рядов на краю «длинной» атомной полуплоскости, что, в свою очередь, сопровождается образованием или исчезновением вакансий и междоузельных атомов (рис. 6). Если переползание вызвано постоянным сдвиговым напряжением, то связанный с этим перенос материала осуществляется за счёт диффузии атомов или вакансий из кристалла к линии Д., и направление диффузионных потоков задётся тензором напряжений. Т. к. коэф. диффузии резко уменьшается с повышением темп-ры, то переползание Д. с заметной скоростью происходит только при достаточно

высоких темп-рах. Согласованное перемещение систем Д. обеспечивает механизм дислокационно-диффузионного течения кристаллов.

Развитие пластич. деформации, связанное с перемещением Д., существенно определяется скоростью их движения (подвижностью) и интенсивностью образования (зарождения) подвижных Д. Подвижность Д. в предельно чистых и совершенных кристаллах зависит от характера сил межатомных связей, от взаимодействия с фононами и электронами проводимости (в металлах). Подвижность Д. в неидеальных кристаллах уменьшается за счёт их взаимодействия друг с другом и с дефектами, и-рое приводит к торможению или застою движущихся Д. и вызывает упрочнение кристалла при деформировании. Но оно же приводит к возникновению новых Д., без чего невозможно обеспечить значит. пластич. деформацию. Если бы новые Д. не рождались в кристалле, то пластич. деформация прекратилась бы после выхода на поверхность тела всех подвижных Д. При повышении внеш. напряжений интенсивность размножения Д. увеличивается, и ср. расстояния между Д. сокращаются. Возникает дислокационная структура, к-рая либо полностью превращает движение Д. (тогда дальнейший рост нагрузки приводит к разрушению кристалла путём зарождения и распространения микротрещин), либо придаёт движению Д. кооперативный характер, обеспечивающий очень большие пластич. деформации (кристалл может перейти в состояние сверхпластичности).

Взаимодействие дислокации с дефектами кристаллической решётки. Уругрое взаимодействие Д. с точечными дефектами (примесными атомами и вакансиями) приводит к повышению концентрации последних вблизи осей Д. и образованию вокруг неё т. н. о б а к о в К о т р е л л а. Сущение атмосферы Котрелла в перенасыщенных твёрдых растворах может привести к коагуляции примесей на Д. В прозрачных кристаллах это приводит к «декорированию» Д., что делает их визуально наблюдаемыми (рис. 7). Осевание на Д. примесей блокирует её движение, как бы «пришпиливая» в некоторых точках линию Д. В реальных условиях отрыв от примесей является осн. механизмом преодоления пре-

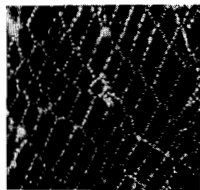


Рис. 7. Сетка дислокаций в кристалле KCl, декорированных Ag (размер ячеек порядка лещ. нм).

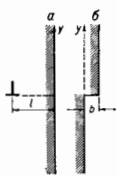


Рис. 8. Образование ступени роста при выходе дислокации на поверхность кристалла.

пятый движению Д. (стоноров). При высоких темп-рах Д. преодолевает ступори термоактивн. путём, при низких темп-рах возможны процессы квантового туннелирования.

Взаимодействие с др. Д. может быть как уругрым, так и контактным, когда при скольжении пересекается слес Д. разных ориентации. Пересечение двух разных систем порождает изломы на линиях Д., но способные к скольжению при том же характере внеш. нагрузки и перемещающиеся путём переползания. В результате включается диффузионное взаимодействие Д. с точечными дефектами. В случае перемещения большого числа участков Д. в кристалле может возникнуть неравновесная концентрация вакансий. Наоборот, при

збытке вакансий в кристалле (в процессе отжига или при обучении) может происходить их коагуляция в плоские дискообразные полости, носде «захлопывания» к-рых образуются кольцевые красные Д.

Д. взаимодействует с *межгренными границами в полукристаллах* и со свободной поверхностью монокристалла (рис. 8, а). При выходе Д. на внеш. поверхность на последней образуется ступенька роста (рис. 8, б). В распадающихся сплавах Д. взаимодействует с микроскопич. включениями новой фазы. Контактное взаимодействие с противными дефектами может фиксировать нек-рые участки Д., изменяя характер её движения: скользящая Д. «переползает» в др. параллельную плоскость скользящая, происходит поперечное скольжение в плоскости, наклонённой к исходной, возникают замкнутые петли Д., проявляющие себя как источники Д.

Дислокации и физические свойства кристаллов. Д. влияют в первую очередь на механич. свойства твёрдых тел (упругость, пластичность и прочность), для к-рых их присутствие часто является определяющим. Уругрие поля Д. изменяют оптич. свойства кристаллов, на чём основан метод наблюдения изолированных Д. в прозрачных материалах (рис. 3). Т. к. уругрие напряжения сравнительно легко вовлекают Д. в движение, то в случае интенсивных тепловых колебаний кристалла (см. *Колебания кристаллической решётки*) Д. периодически смещаются из своих равновесных положений и часть энергии колебаний идёт на их перемещение. Но т. к. движение Д. сопровождается определ. торможением, то Д. рассеивают колебат. энергию, давая опутимый вклад во *внутреннее трение* в твёрдых телах.

Нарушение регулярности кристаллич. решётки в ядре Д. приводит к тому, что в местах выхода линий Д. на внеш. поверхность тела хим. стойкость кристалла ослабляется и спец. реагенты способны разрушать окрестность осей Д. В результате обработки поверхности кристалла таким травителем в местах выхода Д. образуются видимые ямки. Метод избират. травления является основным для непосредств. наблюдения отдельных Д. в массивных образцах непрозрачных материалов (рис. 9).



Рис. 9. Дислокации в кристалле KCl, выявленные методом травления; дислокационное скольжение в носде скольжения пересечает границу блонном (наклонный ряд ямок травления).

Возникновение системы «оборванных» атомных связей в ядре Д. выделяет линию Д. в отношении электрич. магн. и оптич. свойств, в частности Д. может нести или захватывать электрич. заряд и обладать намагниченностью, отличной от ср. намагниченности кристалла. Наличие Д. повышает электропроводность проводников и изменяет концентрацию свободных носителей заряда в полупроводниках. Значит. роль играют Д. в магн. кристаллах, существенно определили разд. релаксат. явления.

Д. косвенно влияют на свойства кристаллов, зависящие от характера распределения и перемещения в них точечных дефектов (примесей, вакансий, центров окраски и др.). Во-первых, при определ. характере движения Д. иступают или поглощают вакансии, изменяя их общее кол-во в кристалле. Динамич. образование зарязн. вакансий в ионных кристаллах и полупроводниках может сопровождаться доминирующей. Во-вторых, скорость диффузионного перемещения точечных дефектов вдоль осей Д., как правило, больше, чем скорость их

диффузии через объём регулярного кристалла. Коэф. линейной диффузии вдоль D может на неск. порядков превышать коэф. объёмной диффузии (см. *Диффузия*). Поэтому D играют роль «дренажных трубок», но к-рым точечные дефекты довольно легко могут перемещаться на большие расстояния в кристалле.

Лит.: Ван Бурен, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М., Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, 2 изд., М., 1969, § 105; Фридрихс Ж., Дислокации, пер. с англ., М., 1967; Хирт Дж., Лоте И., Теория дислоаций, пер. с англ., М., 1972; Косевич А. М., Дислокации в теории упругости, К., 1978; *Dislocations in Solids*, ed. by F. R. N. Nabarro, v. 1-5, Amsterdam (a.o.), 1979-80, A. H. Hoeselink.

ДИСПЕРГИРОВАНИЕ (от лат. *dispergo* — рассеиваю, расспаю) — тонкое изменение твёрдых тел и жидкостей, приводящее к образованию дисперсных систем: порошков, суспензий, эмульсий. Д. жидкостей в газах (воздухе) обычно наз. *распылением*, в жидкостях — *змельчением*. Д. требует затраты работы и тем большей, чем выше требуемая степень измельчения и поверхностная энергия на границе измельчаемого тела с окружающей средой. Измельчение твёрдых тел в промышленности производят с помощью мельниц разл. конструкций, звуковых и ультразвуковых вибраторов, в лабораториях используют ступи. При Д. жидкостей применяют также турбулентное перемешивание, гомогенизаторы (аппараты для получения однородных эмульсий). Механич. Д. получают дисперсии с размером частиц до 10—1 мкм. Высокоэффективное измельчение возможно лишь в присутствии поверхностно-активных веществ, снижающих поверхностную энергию диспергируемых тел и работу Д. В случае очень сильного снижения поверхностной энергии может иметь место самопроизвольное Д. без затраты внеш. работы — под влиянием теплового движения.

Д. ультразвуком в суспензиях и при разрушении в УЗ-поле агрегатов твёрдых частиц, связанных между собой силами слипания, спекания или снайности. При ультразвуковом Д. суспензии дисперсность продукта увеличивается на неск. порядков по сравнению с Д. без применения УЗ. Кавитация, эрозия поверхности твёрдого тела в жидкости в процессе УЗ-очистки также способствуют Д.

Для протекания ультразвукового Д. необходима *кавитация*. Измельчение веществ происходит под действием ударных волн и кумулятивных струй, возникающих при захлопывании кавитаци. полостей. Д. начинается при интенсивности $I_{УЗ}$, превышающей некое пороговое значение I_0 . Величина I_0 составляет обычно неск. Вт/см² и зависит от кавитаци. прочности жидкости, состояния поверхности твёрдой фазы, а также от природы и величины сил взаимодействия между отд. частцами твёрдой фазы. С ростом I скорость Д. т. е. кол-во измельчённого в единицу времени вещества, возрастает; она возрастает также с увеличением хрупкости и уменьшением твёрдости и снайности частиц диспергируемого материала. Наиб. успешно ультразвуковое Д. происходит при обработке аморфных и агрегиров. веществ тина почв и горных пород, при расщеплении текстурованных материалов типа целлюлозы, асбеста, при действии на растительные и животные клетки.

Д. значительно интенсифицируется, если наряду со значащим звуковым давлением с амплитудой $p_{вн}$ на жидкость наложить пост. (статич.) давление p_0 . В этих условиях существенно возрастают пиковые значения давления в ударной волне и кавитаци. разрушение твёрдой фазы.

Ультразвуковое Д. позволяет получать высокодисперсные (с размером частиц ~ мкм или доли мкм), однородные и химически чистые суспензии. Поэтому им пользуются в лаб. практике для получения суспензий, подготовки образцов к минералогич. анализу и т. п., в ряде технол. процессов в хим., пищевой, фар-

мацевтич., текстильной, лакокрасочной промышленности и др. отраслях.

Лит.: Ходаков Г. С., Физика измельчения, М., 1972; Ультразвуковая технология, под ред. Б. А. Агранта, М., 1974.

ДИСПЕРГИРУЮЩАЯ СРЕДА — распределённая среда, параметры к-рой зависят от частот ω и волновых векторов k возбуждаемых в ней гармонич. полей. Понятие Д. с. чётко устанавливается только для линейных однородных сред, где гармонич. поля могут существовать самостоятельно (см. *Нормальные волны*). При описании Д. с. принято говорить о дисперсии того или иного макрительного параметра: проводимости, показателя преломления, модуля упругости и т. д. Различают дисперсию временную (зависимость параметра от ω) и пространственную (зависимость от k), однако в тех случаях, когда ω и k в гармонич. процессах связаны *дисперсионным уравнением*, такое разделение видов дисперсии является условным.

Осп. свойства Д. с., общие для эл.-динамич., акустич., квантовомеханич. и др. систем, могут быть пояснены на примере диэлектрич. среды, характеризуемой проницаемостью $\epsilon(\omega, k)$ или связанной с ней восприимчивостью $\chi(\omega, k) = (\epsilon - 1)/4\pi$. В предположении о полном отсутствии дисперсии $\chi(\omega, k) = \chi_0$ связь поляризации $P(t, r)$ (t — время, r — координаты точки наблюдения) с индуцирующим её элктрич. полем $E(t, r)$ является мгновенной и локальной:

$$P(t, r) = \chi_0 E(t, r). \quad (1)$$

Однако в любой реальной среде значение $P(t, r)$ зависит от поля E не только в тот же момент времени t , но и в предшествующие моменты $t' < t$ («память»), инерционность среды и определяется не только полем E , приложенным в точке наблюдения r , но и полями, распределёнными в окр-ности её окрестности (нелокальность взаимодействия). Математически инерционность и нелокальность материальных связей в линейной однородной Д. с. выражаются интегр. оператором вида

$$P(t, r) = \int_{-D}^t dt' \int_{V_{ск}} dr' \chi(t-t', r-r') E(t', r'), \quad (2)$$

где $V_{ск}$ — объём светового конуса. Пределы интегрирования в ур-нии (2) выбраны в соответствии с релятивистским *причинности принципом*, согласно к-рому отклик $P(t, r)$ не может быть обусловлен событиями, происшедшими вне светового конуса: $r' \in V_{ск}$, т. е. $|r-r'| \leq c(t-t')$, $t' \leq t$. Однако область, существующая для интегрирования в ур-нии (2), как правило, значительно уже, т. к. любая Д. с. характеризуется конечными временами «памяти» t_d и масштабами «дальнодействия» r_d , определяемыми микропроцессами и микроструктурой среды. Упрощённое представление о микропроцессах даёт классич. модель диэлектрика, составленного из не взаимодействующих осцилляторов с собств. частотами ω_0 и декрементами затухания d . Индуцируемая в такой Д. с. поляризация находится из ур-ния

$$\ddot{P} + 2d\dot{P} + \omega_0^2 P = \omega_0^2 \chi_0 E, \quad (3)$$

к-рое эквивалентно выражению (2) при значении

$$\chi = \frac{i\omega_0 \chi_0}{2\sqrt{\omega_0^2 - d^2}} \exp[-d(t-t')] \sin[\sqrt{\omega_0^2 - d^2}(t-t')] \times \times \delta(r-r'). \quad (4)$$

Здесь представлены два характерных временных масштаба $1/d$ и $1/\omega_0$ и соответственно два наиб. типичных механизма ограничения «памяти» Д. с. — релаксационный и интерференционный. В первом случае, при $t-t' > 1/d$ ядро χ в выражении (2) экспоненциально спадает, во втором — при $t-t' > 1/\omega_0$ быстро осциллирует, и вклады в $P(t, r)$ от удалённых во времени событий взаимно компенсируют друг друга. Наличие

в (4) ф-ция Дирака $\delta(r-r')$ свидетельствует об отклонении в системе распространения дисперсии. Из (2) видно, когда можно пренебречь дисперсией среды; если характерные масштабы поля $\rho_E \gg \rho_a$ и характерные времена изменения поля $\tau_E \gg \tau_a$, то $E(t, r')$ в области, существующей для интегрирования, может быть приближительно заменено на $E(t, r)$ и вынесено из-под знака интеграла, в результате (2) переходит в (1).

В случае стационарного гармонич. воздействия $E = E_{\omega, k} \exp(i\omega t - ikr)$ зависимость (2) сводится к алгебраич. соотношению между комплексными амплитудами

$$P_{\omega, k} = \chi(\omega, k) E_{\omega, k}, \quad (5)$$

где $\chi(\omega, k)$ — Фурье образ ядра $\hat{\chi}$ (в рассмотренном примере $\chi = \chi_0 \omega(\omega^2 + 2i\omega\alpha - \alpha^2)$ может быть получен непосредственно из ур-ния (3). Принцип причинности, учтённый пределами интегрирования в (2), накладывает определ. ограничения на действительные и мнимые части восприимчивости, формулируемые в виде интегральных Крамера — Кронига соотношений, к-рым подчиняются и мн. др. параметры Д. с. (см. также Дисперсионные соотношения).

Нелинейные среды также являются диспергирующими в том смысле, что взаимодействия, формирующие в них материальные связи, обладают свойствами идеальности и нелокальности. Однако характерные времена «намотки» среды и масштабы «дальнейдействия» становятся функционалами полей: поэтому независимое (раздельное) описание дисперсионных и нелинейных свойств среды не всегда представляется возможным.

Относительно эффектов, наблюдаемых в Д. с., см. Дисперсия волн, Дисперсия звука, Дисперсия света, Дисперсия пространственная.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошной среды, 2 изд., М., 1982; Силин В. П., Рухляда В. А., Электродинамические свойства плазмы и плазменных сред, М., 1961; М. А. Миллер, Г. В. Пермутин. ДИСПЕРСИИ ЗАКОН — зависимость энергии \mathcal{E} квазичастицы от её квазиимпульса p . Д.з. определяет динамику квазичастиц. В общем случае $\mathcal{E}(p)$ — многозначная комплексная ф-ция (векторной) переменной p . Многозначность обусловлена зонным характером энергетич. спектра квазичастиц (см. Зонная теория). Действительная часть этой ф-ции определяет скорость квазичастиц $v = \partial \text{Re } \mathcal{E} / \partial p$ и тензор обратных эффективных масс $m_{ik}^{-1} = \partial^2 \text{Re } \mathcal{E} / \partial p_i \partial p_k$, а мнимая часть — поглощение квазичастиц.

Д. з. может быть изображён как зависимость вещественной части энергии квазичастицы от величины квазиимпульса при фиксиров. направлении последнего. В качестве примера на рис. показан Д. з. элементарных



Закон дисперсии элементарных возмущений в сверхтекучем жидком гелии.

возмущений в сверхтекучем жидком гелии (He II). Начальный (линейный) участок изображенной кривой соответствует фону, участок вблизи минимума — ротонам. Др. способ изображения Д. з. является построение изоэнергетич. поверхностей $\mathcal{E}(p) = \text{const}$ в пространстве квазиимпульсов (p -пространство) и их разд. сечений.

В теории волновых процессов Д. з. описывает соотношение между частотой ω и волновым вектором k волны (см. Дисперсионное уравнение). Э. М. Шнитник.

ДИСПЕРСИОННАЯ ПОВЕРХНОСТЬ — поверхность равных частот в пространстве волновых векторов. Характеризует пространств. дисперсию фазовой скорости дифракц. рентг. волн в кристалле в зависимости от

отклонения направления распространения первичного излучения от направления, соответствующего Брэгга — Вульфа условию. Понятие Д. п. широко используется в динамич. теории дифракции рентг. лучей в кристаллах. Конкретный вид Д. п. зависит от числа дифракц. волн, реального строения кристалла и др. факторов.

Понятие Д. п. в отст. образом возникает при решении волнового ур-ния, описывающего распространение рентг. лучей в кристаллах (см. ур-ние (5) в ст. Дифракция рентгеновских лучей). Решения этого ур-ния в нулевом приближении (т. е. без учёта взаимодействий волн в кристалле) показывают, что волновые векторы всех волн равны между собой:

$$k_g^2 = k_0^2, \quad (1)$$

где k_g и k_0 — абс. значения волновых векторов соответственно дифракционной и проходящей волн. Согласно (1), Д. п. состоит из бесконечного числа сфер

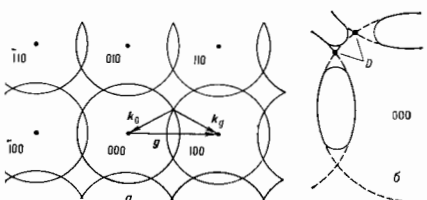


Рис. 1. а — Сечение дисперсионных поверхностей нулевого приближения плоскостью обратной решетки. В кинематическом приближении волновые векторы k_0 и k_g выходят из точки пересечения (вырождения) дисперсионной поверхности узла g (на рис. это узел (100) обратной решетки) с дисперсионной поверхностью нулевого узла (000) обратной решетки; б — фрагмент сечения дисперсионной поверхности плоскостью рисунка согласно динамической теории. Пунктиром показаны участки сечения дисперсионной поверхности до снятия вырождения; D — точки вырождения.

радиуса k_0 , проведённых вокруг каждого узла обратной решетки кристалла (рис. 1). Направление волновых векторов k_g при этом не определяется.

В первом, т. н. кинематическом, приближении, к-рое учитывает только одностороннее влияние проходящей волны на дифракционные, к (1) добавляется условие Брэгга — Вульфа:

$$k_g = k_0 + g, \quad (2)$$

(g — вектор обратной решетки), к-рое однозначно задаёт направление распространения дифракц. волн. Согласно условиям (1) и (2), волновые векторы дифракционных волн должны начинаться в тех точках обратной пространств., к-рые одновременно принадлежат нулевой сфере и сфере g (рис. 1). Это возможно только при $k_{0g} \geq g/2$, когда соответствующая узлу g сфера пересекается с нулевой сферой. Тем самым условия (1) и (2) полностью определяют число и направление распространения возможных при данных условиях дифракц. волн (построение Эвальда). Для бесконечно большого кристалла Д. п. вырождается в окружности, являющиеся следами пересечения сфер, в каждой точке к-рых условия (1) и (2) выполняются точно.

Узлы обратной решетки конечного кристалла также имеют конечные размеры. Совокупность сфер, проведённых радиусом k_0 из каждой точки данного узла, образует оболочку конечной толщины. Пересечение оболочек представляет собой уже некую трёхмерную область, внутри к-рой условие (1) выполняется приблизительно в конечном интервале углов (частот). Это означает, что дифракц. максимумы всегда имеют конечную угловую (частотную) ширину.

Динамич. теория дифракции последовательно учитывает взаимодействие между всеми волнами в кристалле. Учет этого взаимодействия приводит к расщеплению Д. п. (с и л т и ю и в р о ж д е н и я) вдоль линий пересечения сфер (з и п и и в р о ж д е н и я). В результате этого структура Д. п. становится существенно более сложной. В двухлучевом случае, напр., сечение Д. п. вблизи точки вырождения плоскостью рисунка имеет вид гипербола (рис. 2). Д. п. в непосредств. окрестности линии вырождения получается вращением

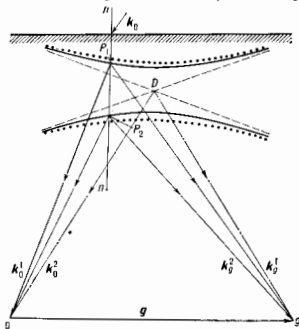


Рис. 2. Сечение дисперсионной поверхности плоскостью рисунка вблизи точки вырождения в симметричном двухлучевом лазу- ском прохождении при неин-рм отклонении угла скольжения первичного луча с волновым вектором k_0^1 от угла Брегга, λ — нормаль к поверхности кристалла; отражающая система атомных плоскостей перпендикулярна поверхности кристалла и плоскости рисунка; P_1 и P_2 — центры распространения на сечении листов дисперсионной поверхности для р-поляризованного излучения; пунктирными линиями показаны дисперсионные поверхности для н-поляризованного излучения, штриховыми — поверхности в кинематическом приближении, штрих-пунктирными — волновые векторы проходящей k_0^2 и дифракционной k_0^3 волн в кинематическом приближении согласно (1, 2). Положение центров распространения P_1 и P_2 на дисперсионной поверхности определены величиной и направлением волновых векторов проходящих ($k_0^1, 2$) и дифракционных ($k_0^3, 4$) волн. При увеличении (уменьшении) угла скольжения P_1 и P_2 сдвигаются влево (вправо) по дисперсионной поверхности.

гипербола вокруг вектора g . Миним. величина расщепления (расстояние между вершинами гипербол) прямо пропорциональна дифракц. Фурье-компонентам полярности *рентгеновской*.

Фазовые скорости k - и р-поляризованных по отношению к плоскости надения волн различны. Поэтому в общем случае ионизирован. излучения Д. п. состоит из четырех листов — по два для каждой поляризации, а кристалле распространяются восемь волн: по четыре в прямом и дифракционном направлениях. Интерференц. взаимодействие этих волн между собой обуславливает особенности динамики дифракции. Вообще, если в кристалле одновременно распространяется n лучей, то Д. п. имеет $2n$ листов, и всего в кристалле возникает $2n^2$ волн.

Точки Д. п., из к-рых выходят волновые векторы, наз. центрами распространения. Для однозначной фиксации на Д. п. положения центров распространения используются условия непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов на границе кристалла. Если направление надения первичного луча на кристалл изменяется, то центры распространения перемещаются по Д. п. (рис. 2). При этом для удовлетворения условию дифракции (2) длины волновых векторов k_0^1 и k_0^2 изменяются, что обуславливается резкой пространственной дисперсией фазовой скорости волн в узком углом (частотном) интервале вблизи

угла Брегга. Важное свойство Д. п. состоит в том, что *Поинтинга вектор* для каждой пары волн (в двухлучевом случае), исходящих из одного центра распространения, перпендикулярен касательной к Д. п. в центре распространения.

Д. п. можно также вести и для искаженных кристаллов.

Лит. см. при ст. *Дифракция рентгеновских лучей*.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ — соотношение, связывающее циклич. частоты ω и волновые векторы k собственных гармонич. волн (*нормальных волн*) в линейных однородных системах: иепрерывных средах, волноводах, передающих линиях и др. Д. у. записывается в явном $\omega = \omega(k)$ или неявном $f(\omega, k) = 0$ виде. В тех случаях, когда зависимость $\omega(k)$ неоднозначна, выделяют однозначные ветви Д. у.: $\omega = \omega_n(k)$ (где $n = 1, 2, \dots$), соответствующие нормальным *модам* системы, т. е. совокупностям нормальных волн с одинаковой (в т. ч. поляризац. ионной) структурой. Графич. изображение корей Д. у. на плоскости (k, ω) наз. дисперсионной кривой.

Д. у. эквивалентно полному кинематич. описанию волновых процессов в системе. В частности, Д. у. определяет фазовые скорости гармонич. волн в направлении k ($v_{\phi} = \omega/k$), групповые скорости перемещения квазигармонич. одноименных *волновых пакетов* ($v_{gr} = -\partial\omega/\partial k$), распыления пакетов (зависящее от величин вторых $\partial^2\omega/\partial k_i \partial k_j$ или более высоких производных). В области комплексных значений ω и k Д. у. определяет временные γ и пространственные Γ инкременты (или декременты) процессов распространения волн ($\gamma = -\text{Im } \omega$, $\Gamma = \text{Im } k$) (см. *Дисперсия волн*).

Д. у. являются следствием динамических (в общем случае интегродифференциальных) у-ринь движения и краевых условий на границах раздела сред. И наоборот, по виду Д. у. иногда (при наличии определенной априорной информации о системе) или во всех случаях, когда Д. у. представлено через полиномы по ω и k , могут быть восстановлены динамич. у-ринь процессов с помощью замены

$$\begin{aligned} i\omega &\rightarrow \frac{\partial}{\partial t}, & ik_x &\rightarrow -\frac{\partial}{\partial x}, & \frac{1}{i\omega} &\rightarrow \int (\dots) dt, \\ \frac{1}{ik_x} &\rightarrow -\int (\dots) dx. \end{aligned}$$

Д. у. позволяет установить общность между волновыми движениями разл. природы: так, напр., одно и то же соотношение $\omega^2 = \omega_0^2 + u^2 k^2$ соответствует: 1) эл.-магн. волнам в изотропной плазме (при этом $\omega_0 = \omega_{pe}$ — плазменная частота, $u = c$ — скорость света в вакууме); 2) плазменным волнам ($\omega_0 = \omega_{pe}$, $u = \sqrt{3} v_{Te}$, v_{Te} — тепловая скорость электронов); 3) волнам в радиоволноводах ($u = c$, $\omega_0 = \chi_{1,2} c$, $\chi_{1,2}$ — поперечное волновое число, определяющее размеры, конфигурацию волновода, типом и размером моды); 4) волнам в *волноводах акустических* ($u = c_s$ — скорость звука, $\omega_0 = \chi_{1,2} c_s$); 5) элементарной частице в релятивистской волновой механике ($u = c$, $\omega_0 = m_0 c^2/\hbar$, m_0 — масса покоя).

В явном неоднородных средах, где гармонические во времени поля можно представить в виде

$$A(r) \exp(i\omega t - i\Psi(r)), \quad (i \nabla A / A) \ll \nabla \Psi, \quad |\nabla \Psi| \ll |\nabla \Psi|^2,$$

обобщением Д. у. является уравнение *эйкмана* $\omega = \omega(k, r)$ [$k = \nabla \Psi(r)$], к-рое совпадает при фиксиров. значении координаты r с Д. у. в соответствующей однородной среде. У-ринь эйкмана можно сопоставить системе лучевых у-ринь (см. *Геометрическая оптика метод*): $dr/dt = \partial\omega/\partial k$, $dk/dt = -\partial\omega/\partial r$. Аналогичным образом Д. у. обобщается на системы с медленно меняющимися во времени параметрами (*параметрические колебательные системы*).

При исследовании нелинейных систем Д. у. позволяет описать волновые процессы вблизи стационарных состояний и установить их устойчивость или характер

их неустойчивости. При этом Д. у. составляется для дифференз. ур-ий, описывающих малые отклонения от стационарного состояния. По виду Д. у. можно определить тип неустойчивости: если действительным k соответствуют комплексные значения ω ($\text{Im} \omega < 0$), то имеет место *абсолютная неустойчивость* системы, если действительным k соответствуют комплексные значения k ($\text{Re } k - \text{Im } k > 0$), неустойчивость является конвективной (*см. Неустойчивость в колебательных и волновых системах*).

Существует обобщение Д. у. на существенно нелинейные стационарные волновые процессы (периодические нелинейные волны или удельные волны — *солитоны*). В этом случае нелинейное Д. у. связывает амплитуду стационарной волны с её структурными параметрами — характерными временами и масштабами (*см. Нелинейные колебания и волны*).

При квантовом подходе Д. у. приобретает смысл соотношения между энергией $\mathcal{E} = \hbar\omega$ и импульсом $p = \hbar k$ (*см. Дисперсия закон*).

Лит.: Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Уайсман Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; М. А. Миллер, Г. В. Перкитин. **ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРИЗМЫ** — то же, что *спектральные призмы*.

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ — интегральные представления ф-ий отклика, описывающих реакцию равновесной стационарной физ. системы на внеш. воздействия. Д. с. отражают аналитич. свойства ф-ий отклика в комплексной плоскости частоты (энергии), фиксируют их частотную зависимость и приводят к ряду ограничивающих их неравенств, правил сумм и т. н. В более узком смысле Д. с. связывают рефракцию распространяющихся в системе волн с их поглощением; сюда же относятся Д. с. для процессов рассеяния в квантовой механике и квантовой теории поля. Д. с. имеют универсальный вид, не зависящий от конкретной динамики системы, и используются во мн. разделах физики: в динамике *диспергирующие сред* (отсюда назв. Д. с.), в физике элементарных частиц и др.

Вывод Д. с. не требует сведений о структуре и динамике системы, а основан на общем *причинности принципе*: никакое физ. событие не может повлечь за уже произошедшее событие. Соответственно, реакция системы в момент времени t на воздействие в момент t' описывается ф-ией отклика $R(t-t')$, равной нулю при $t < t'$, а фурье-компонента $R(\omega)$ этой ф-ии конечна и потому аналитична в верхней полуплоскости частоты ω . Использование *Коши интеграла* приводит к простейшему безвычитательному Д. с. (*см. также Гильберта преобразование*):

$$\text{Re } R(\omega) = \pi^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \text{Im } R(\omega') / (\omega' - \omega), \quad (1)$$

справедливого, если $R \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow \infty$. Здесь P — символ *главного значения интеграла*. Для полиномиально растущих с ω ф-ий $R(\omega)$ в (1) входит отношение $R(\omega)$ к нулюному соответствующей степени ω , что даёт Д. с. «с вычитаниями»; именно так строятся *ренормированные* Д. с. в квантовой теории поля. Реальный вывод Д. с. в большинстве случаев гораздо сложнее приведённой схемы из-за необходимости учёта ряда факторов: допониет. аргументов ф-ии отклика, требований релятивистского принципа причинности (оно влияют друг на друга также события, связанные пространственно-подобными векторами) и др.

Исторически первыми Д. с. были *Крамерса — Кроинга соотношения*, связывающие действит. и мнимую части показателя преломления среды, к-рая обладает частотной дисперсией. Более общие Д. с., охватывающие и случай пространственной дисперсии, имеют вид (1) с заменой R величинами

$$\epsilon^{-1}(\omega, k) - 1, \quad [\mu^{-1}(\omega, k) - \omega^2 \epsilon(\omega, k) / k^2 c^2]^{-1}, \quad (2)$$

прямо связанными с продольной и поперечной *Грина функциями* эл.-магн. поля в однородной изотропной среде (ϵ и μ — диэлектрич. и магн. проницаемости, K — волновой вектор). Д. с. для величины ϵ , когда $R = \epsilon(\omega, k) - 1$, справедливы лишь в пределе $k \rightarrow 0$, в к-ром эта величина становится ф-ией отклика. Релятивистскому принципу причинности отклоняют Д. с., введённые М. А. Леонтовичем в 1961 и отличающиеся от Д. с. для величин (2) заменой в правой части $k \rightarrow k - i(\omega' - \omega) u c^{-1}$ (u — произвольный вектор, $u \leq 1$). В соотношении с *флуктуационно-диссипационной теоремой*, связывающей $\text{Im } R$ с процессами диссипации в среде, Д. с. дают информацию об общих свойствах последней (*см. также Кубо формулы*).

Д. с. для ф-ий Грина важны также в квантовой теории многих тел и квантовой теории поля. Д. с. для фермиановского одночастичной ф-ии Грина ферми-системы при $T=0$ имеет вид (1) с добавлением фактора $\text{sign}(\hbar\omega' - \zeta)$ под интегралом, переходящего в $\text{cth}[(\hbar\omega' - \zeta) / kT]$ при конечной темп-ре T , ζ — хим. потенциал. Д. с. для фермиановской ф-ии Грина $D(z)$ квантованного скалярного поля даётся *спектральным представлением* ($z = \omega^2 c^2 - k^2$):

$$\text{Re } D(z) = \pi^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} dz' \text{Im } D(z') / (z' - z). \quad (3)$$

В квантовой теории поля большое значение имеют также Д. с. для более сложных, чем ф-ии Грина, ф-ий отклика: *форм-факторов*, *амплитуд рассеяния* и др. Особую роль играют Д. с. для амплитуды уруготого рассеяния вперёд, связывающие, в силу *оптической теоремы*, непосредственно наблюдаемые величины: действит. часть амплитуды и полное сечение рассеяния. Эксперим. проверка Д. с., выведенных непосредственно из общих принципов квантовой теории поля, показала применимость этих принципов вплоть до масштабов $\sim 10^{-16}$ см. Д. с. послужили исходным пунктом целого ряда методов описания сильного взаимодействия (*см. Дисперсионных соотношений метод*). Однако они в значит. мере утратили свою исключит. роль в связи с успехами *квантовой хромодинамики* как динамик. теории сильного взаимодействия.

Лит.: Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теория эллипсоидов, 2 изд., М., 1970; Бяргтон Г., Дисперсионные методы в теории поля, пер. с англ., М., 1968; Нуссенцвейг Х. М., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., М., 1976; Д. А. Киржич.

ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ — один из методов математической статистики, применяемый для анализа результатов наблюдений, зависящих от различных, одновременно действующих факторов, к-рые не поддаются, как правило, количеств. описанию.

Рассмотрим простейшую из задач Д. а. Пусть в эксперименте получено k групп наблюдений, соответствующих k уровням исследуемого фактора. Пусть i -я группа содержит n_i величин x_{ij} , распределённых нормально со ср. значениями m_i и дисперсией σ_i^2 , одинаковой для всех групп. Требуется проверить гипотезу о том, что все значения m_i равны друг другу, т. е. не зависят от исследуемого фактора (однотакторный анализ). Для решения этого вопроса вычисляют величины

$$Q_1 = \sum_{i=1}^k n_i (\bar{x}_i - \bar{x})^2 \quad \text{и} \quad Q_2 = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{n_i} (x_{ij} - \bar{x}_i)^2,$$

где $\bar{x}_i = n_i^{-1} \sum_{j=1}^{n_i} x_{ij}$ — среднее по i -й группе; $\bar{x} = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{n_i} x_{ij} / \sum_{i=1}^k n_i$ — среднее всех наблюдений. Если $m_i = m$ для всех i , то величины Q_1/σ^2 и Q_2/σ^2 имеют χ^2 -распределение с $k-1$ и $n-k$ степенями свободы соответственно, а величина $R = Q_1(n-k)/Q_2(k-1)$ имеет

F -распределение с параметрами k и l . Используя таблицы F -распределения, можно указать для R такой предел, вероятность превышения k -рого равна заданному малому числу. Если вычисленная по результатам измерений величина R больше этого предела, то гипотеза о равенстве средних m_i надо отвергнуть. Если же величина R будет меньше этого предела, то гипотезу следует принять (см. *Статистический критерий*).

Лит.: Ш с ффе Г., Дисперсионный анализ, пер. с англ., М., 1980.

ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ МЕТОД — подход в теории элементарных частиц, выражающий динамич. свойства теория на языке *дисперсионных соотношений* (ДС) — интегральных соотношений типа *Коши интеграла* для амплитуды процесса взаимодействия между элементарными частицами. ДС являются прямым следствием фундам. принципов квантовой теории поля (КТП), в первую очередь физ. *причинности принципа*, и не зависят от конкретного механизма взаимодействия. Поэтому, с одной стороны, ДС позволяют экспериментально проверить осн. положения КТП, с другой — играют принципиальную роль в теории сильного взаимодействия, где осн. метод расчётов КТП — *возмущений теория* — применим лишь в огранич. области высоких энергий и больших передач импульса (благодаря *асимптотической свободе*). Сформулированное теорией ДС понятие об амплитудах разл. процессов в системе элементарных частиц как о различных граничных значениях единой *аналитической функции* оказалось фундаментальным для дальнейшего развития теории элементарных частиц.

Впервые ДС появились в классич. теории дисперсии света, изучающей зависимость показателя преломления среды от частоты света (см. *Крамера — Кроника соотношения*). Здесь, исходя из принципа причинности, удалось получить универсальные, т. е. не зависящие от природы вещества, соотношения — ДС между вещественной и мнимой частями показателя преломления.

В КТП информация о взаимодействиях частиц содержится в амплитуде перехода i независимых входящих на частиц в f независимых выходящих конечных частиц, k -рая зависит от 4-импульсов $p_k = (E_k, \mathbf{p}_k)$ и остальных квантовых чисел частиц. Лоренц-инвариантность, а также др. принципы симметрии позволяют выделить зависимость амплитуды перехода от остальных квантовых чисел частиц и представить её в виде суммы слагаемых вида $\Lambda_\alpha M_\alpha$. Операторы Λ_α содержат всю информацию о принципах симметрии, а скалярные ф-ции M_α зависят от 4-импульсов на поверхностях энергии, $E_k = (p_k^2 + m_k^2)^{1/2}$ (где E_k, \mathbf{p}_k, m_k — соответственно энергия, импульс и масса частиц k ; используется система единиц $\hbar = c = 1$). Амплитуда F_α в поверхности энергии связана с M_α соотношением

$$M_\alpha = \int \prod_{(i)} dE_k (2E_k)^{-1/2} \delta(p_k^2 - m_k^2) F_\alpha$$

(δ — *дельта-функция*). Скалярные ф-ции F_α определяют динамику процесса, т. е. ту часть зависимости его от импульсов, k -рая не вытекает из принципов симметрии. Ряд важных сведений о свойствах F_α может быть получен из фундам. принципов КТП ие зависимости от конкретного механизма взаимодействия. Условие причинности, унитарности S -матрицы (*матрицы рассеяния*) и нек-рые предположения о сечении масс (в частности, отсутствие частиц с нулевыми массами) позволяют установить, что любая амплитуда F_α является граничным значением аналитической функции, зависящей только от инвариантных комбинаций 4-импульсов: $p_i^2, (p_k + p_l)^2, (p_j + p_k + p_l)^2$ и т. д. Это граничное значение получается, когда аргументы F_α стремятся к вещественным значениям (своим для каждого канала) при пологит. мнимых добавках. Оказывается далее, что ана-

литич. ф-ция — одна и та же для любого канала, т. е. для любого разбиения $i+j$ частиц на i начальных и j конечных. Тем самым амплитуды разл. каналов являются граничными значениями единой аналитич. ф-ции F и связаны *перекрёстной симметрией*. Условие унитарности показывает, где ф-ция F имеет особенности: по каждой инвариантной переменной s ф-ция F имеет полюсы и разрезы вдоль вещественной оси, отвечающие соответственно одночастичным и многочастичным промежуточным состояниям в канале, в k -ром s является квадратом полной энергии. (Полюсов яв «массовым» переменным p_k^2 нет благодаря условию нормировки *Грина функций* в КТП.) Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, нет, а F достаточно быстро убывает при больших s , интегральная ф-ла Коши даёт простейшее ДС:

$$F(s) = \frac{g^2}{s-m^2} + \frac{1}{\pi} \int \frac{\text{Im } F(s')}{s'-s} ds' \quad (1)$$

(g^2 — безразмерная константа взаимодействия). Здесь интегрирование ведётся по области, где отлична от нуля $\text{Im } F$, причём условия унитарности и перекрёстной симметрии позволяют выразить эту мнимую часть через амплитуды рассматриваемого и других переходов.

Использовать ДС в физике элементарных частиц предложили в 1954 М. Гелл-Манн (М. Gell-Mann), М. Гольдбергер (М. L. Goldberger) и В. Тарринг (W. E. Thirring), а первое строгое доказательство необходимых для этого аналитич. свойств амплитуд дано в 1956 Н. Н. Боголюбовым на примере уругого рассеяния π -мезонов на нуклонах. Демонстрация ДС послужило толчком и к развитию матем. методов (в теории аналитич. ф-ций многих комплексных переменных), Боголюбов, В. С. Владимиров и др. установили ряд новых теорем об *аналитическом продолжении* (в частности, теорему об острей клина и её обобщении; см. *Аналитическая функция*).

Амплитуда перехода частиц 1 и 2 в частицы 3 и 4 зависит от шести инвариантных переменных: четырёх «массовых», p_k^2 , инвариантной энергии $s = (p_1 + p_2)^2$ и инвариантной передачи 4-импульса $t = (p_1 - p_3)^2$ (удобно ввести ещё одну передачу 4-импульса $u = (p_1 - p_4)^2$, связанную с независимыми переменными s, t соотношением $s+u+t = \sum_k p_k^2$). Боголюбов показал, что

при вещественных значениях $p_k^2 = m_k^2$ и огранич. передаче импульса, $-t_0 < t < 0$, амплитуда лN-рассеяния аналитична как ф-ция s в комплексной плоскости с разрезами вдоль вещественной оси. В дальнейшем этот результат был распространён на рассеяние лт, лK, KK, лA, пС, фоторождение $\gamma N \rightarrow \gamma N$ и нек-рые виртуальные процессы. Однако аналитич. свойства амплитуд таких процессов, как NN- и KN-рассеяние, до сих пор не доказаны, хотя эти процессы детально изучены на опыте. Кроме того, существенно снижены ограничения на передачу импульса.

ДС послужили основой ряда строгих следствий фундам. принципов КТП. Это, во-первых, *асимптотические теоремы*, связывающие характеристики разл. процессов при высоких энергиях. Первым утверждением такого рода являлся *Померанчука теорема* об асимптотич. совпадении настоящих поперечных сечений рассеяния частицы и античастицы на одной и той же мишени. Она имеет ряд обобщений и не противоречит совр. эксперим. данным. Аналогичное утверждение для дифференц. сечений уругого рассеяния при ограниченных значениях t получено Л. Ван Ховом, А. А. Логуновым и др. Др. группа результатов относится к строгим ограничениям на асимптотич. поведение амплитуд при больших энергиях. Постудирован ДС но t , можно показать, что полное сечение растёт не быстрее $\ln^2 s$ (см. *Фруассара теорема*). Позднее было обнаружено, что

это ограничение следует из строго доказываемой аналитичности амплитуды по косинусу угла рассеяния.

Для рассеяния вперед ($t=0$) $\text{Im } F$, согласно *оптической теореме*, выражается через полное сечение рассеяния. Экспериментально обнаружен рост полных сечений, согласующийся с ограничением Фруссара. В этой ситуации простейшее ДС (1) требует модификации и записывается не для самой амплитуды $F(s)$, а для комбинации $[F(s) - F(s_0)] / (s - s_0)$, где точку вычитания s_0 удобно выбрать в форме реакции: $s_0 = (m_1 + m_2)^2$. В получающемся ДС с вычитанием константу вычитания $F(s_0)$ можно выразить через *длину рассеяния*. Такое ДС связывает (для πN -рассеяния) непосредственно наблюдаемые величины и константу g^2 , и его проверка до 400 ГэВ в лаб. системе дала прямое экспериментальное подтверждение общих принципов КТП, из к-рых оно выводится.

Рост полных сечений обнаружен в $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, pp , pp -взаимодействиях, что позволяет надеяться на аналогичное поведение всех полных сечений бинарных адронных процессов. При этом существенно, что эксперим. данные не противоречат максимально быстрому росту полных сечений с увеличением энергии, достигаемому ограничением Фруссара. Измерение в широком интервале энергий шест. части амплитуды рассеяния на нулевой угол $\pi^{\pm}p$ - и pp -процессов позволило на основе ДС установить, что рост полных сечений ожидается по крайней мере до энергии 2000 ГэВ в системе центра ширения.

Д. с. м. позволил получить ряд строгих результатов об асимптот. поведении многочастичных процессов. Наиб. полно это было сделано А. А. Логуновым и др. для *многочастичных процессов* с выделенными частицами — *шляковыми процессами*. Для них были, в частности, найдены асимптот. ограничения скорости роста дифферен. сечений. Эксперим. исследование этих процессов в области сильного взаимодействия (Серпухов, 1968) привело к установлению явления *масштабной инвариантности*.

Поскольку ДС оперируют с наблюдаемыми в принципе характеристиками взаимодействия — амплитудами перехода, сечениями, в физику элементарных частиц прочно вошёл язык метода ДС, и прежде всего понятие об амплитудах как о граничных значениях аналитич. ф-ции, связанных черкёрстной симметрией. Более того, принятые без доказательства ДС часто кладут в основу теоретич. схем полупhenomenological. характера. Так, из ДС для *формфакторов* выводится *Гольдбергера—Тримана соотношение*, выражающее константу распада π -мезона через отношение аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия и константу связи πN -взаимодействия. С этим соотношением связаны многочисленные дисперсионные *правила сумм* для характеристик слабого взаимодействия в *алгебре токов*. Далее, постулируемое ДС по t является основой *Редже полюсного метода*, сыгравшего важную роль в описании асимптот. поведения амплитуд при больших энергиях. Наконец, постулируемое двойное ДС по s и t — *Мандельштага представление* — дало эффективное описание взаимодействия π -мезонов при низких энергиях, а также привело к формулировке концепции *дальности*, связавшей поведение амплитуды при низких и высоких энергиях.

Лит.: Боголюбов Н. И., Медведев В. В., Поляков В. М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Хагелдорф Р. Принцип и дисперсионные соотношения, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, в. 1; Ширков Д. В., Серебряков В. В., Мещеряков В. А., Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях, М., 1967; Игуднов А. А., Мествиринши И. М. А., Хрусталёв О. А., Ограничения на поведение сечений уругий и нейтринго процессов при высоких энергиях, «СФДАН», 1972, т. 3, в. 1, 3. Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, В. А. Мещеряков, В. П. Павлов.

644 ДИСПЕРСИЯ в теории вероятностей (от лат. dispersio — рассеяние) — величина, характери-

зующая интенсивность флуктуаций случайного параметра x :

$$\sigma^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 = \langle \tilde{x}^2 \rangle,$$

где $\tilde{x} = x - \langle x \rangle$ — флуктуация, $\langle x \rangle$ — ср. значение величин x . Вероятность больших флуктуаций $|\tilde{x}| \gg \sigma$ ограничена неравенством Чебышева

$$P(|\tilde{x}| \geq \varepsilon) \leq \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2}.$$

к-рос позволяет грубо оценить $P(|\tilde{x}| \geq \varepsilon)$. Д. является одной из наиб. распространённых статист. характеристик и широко используется при обработке результатов экспериментов.

Лит.: Худсон Д., Статистика для физиков, пер. с англ., М., 1970. Л. А. Апресян.

ДИСПЕРСИЯ ВОЛН — в линейных системах зависимость фазовой скорости гармонич. волн от частоты (длины волны) и, как следствие, изменение формы произвольных (негармонич.) волновых возмущений в процессе их распространения. Термин «дисперсия» (от лат. dispersio — рассеивать, развевать, разгонять) был введён в физику И. Ньютоном (I. Newton) в 1672 при описании разложения пучка белого света, преломляющегося на границе раздела сред. Волновая концепция позволила объяснить это явление зависимостью скорости распространения монохроматич. волн от частоты (цвета). В результате под Д. в стали понимать именно эту зависимость, относим к следствиям Д. в. такие физ. эффекты, как распыливание импульсов, разлечение фазовой и групповой скоростей, неравновесное движение волновых фронтов и т. д. Иногда термин «Д. в.» используется для обозначения разложения волнового поля в гармонич. спектр (напр., при прохождении волны через дифракц. решётку). Последующая эволюция понятия Д. в. связана с его обобщениями на поглощающие, активные, параметрические и нелинейные системы (среды, волноводы, поверхности жидкостей и т. д.).

Традиц. описание Д. в. основано на представлении произвольного волнового поля в линейных однородных системах в виде совокупности гармонич. *нормальных волн* $A \exp(i\omega t - ikr)$. Циклич. частоты ω и волновые векторы k нормальных волн связаны *дисперсионным уравнением*

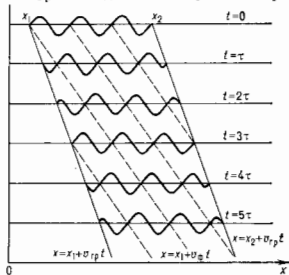
$$\omega = \omega(k); \quad (1)$$

в изотропных средах $\omega = \omega(k)$, $k = |k|$ — волновое число. Д. в. имеет место, если соотношение (1) не сводится к линейному и однородному. Ключевыми понятиями при анализе процесса Д. в. являются фазовые v_f и групповые v_{gr} скорости. Они различаются между собой (в изотропных средах не только по величине, но и по направлению); совпадают лишь при отсутствии Д. в., когда $\omega = ck$, $v_f = v_{gr} = c$. Существует нек-рый разброс в терминологии, характеризующей Д. в. Так, в классич. оптике Д. в. считается нормальной (или отрицательной), если фазовая скорость уменьшается с ростом частоты, и аномальной (или положительной), если $dv_f/d\omega > 0$. Однако в квантовой оптике понятие отрицательной Д. в. относят к случаю распространения света в неравновесных средах с отрицательной силой осцилляторов; а в электронике Д. в. наз. аномальной, если фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны (обратные волны).

Строго говоря, v_f и v_{gr} определяются для квазигармонич. волновых пакетов (длинных пучков волн), групповые скорости примерно совпадают со скоростью движения огибающей пучка, а фазовая — со скоростью изменения вариаций поля (рис. 1). Искажениями огибающей пучка и его фазовой структуры можно пренебречь только на ограниченных участках трассы распространения длиной $L \ll l_0 \frac{dv_{gr}}{d\omega}$, где l_0 — исходная длина волнового пакета. На длинных трассах

($L > l_0^2 \frac{\partial v_{gr}}{\partial \omega}$) пучок расплывается, его характерный размер растёт пропорционально пройденному пути: $l \sim L \frac{\partial v_{gr}}{\partial \omega} \frac{1}{l_0}$ (рис. 2). В непоглощающих (и слабопоглощающих) средах v_{gr} совпадает со скоростью пере-

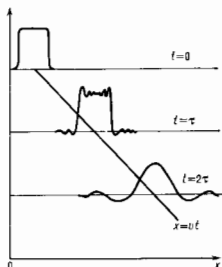
Рис. 1. Пучок на глубокой воде ($v_{gr} = 2c_{gr}$). Наблюдатель в каждый момент времени видит три гребня; однако, измеряя их число последовательным датчиком, он зарегистрирует шесть всплесков.



носа энергии, а следовательно, и со скоростью передачи информации, закодированной с помощью амплитудной или фазовой модуляции.

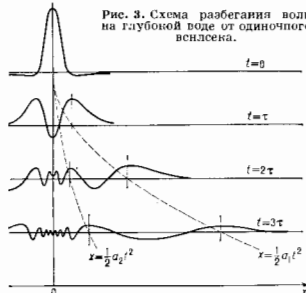
В случае произвольных волновых возмущений, не близких к гармоническим, Д. в. может приводить к

Рис. 2. Пример расплывания волнового пакета. Сначала огибающая импульса искажается в окрестностях пика — крутые участки (фронты). При больших временах импульс, продолжая передвигаться в среднем с групповой скоростью, расширяется, а форма его огибающей приближенно повторяет форму пространственного спектра исходного сигнала.



сложным явлениям. Напр. при разбегании поверхностных волн на глубокой воде от одиночного одномерного всплеска (рис. 3) число волновых гребней постоянно

Рис. 3. Схема разбегания волн на глубокой воде от одиночного всплеска.



увеличивается; новые гребни зарождаются парами, один из них равноускоренно удаляется от места всплеска, постепенно расходясь, другой, становясь гуще, асимптотически приближается к оси симметрии всплеска.

ка. Ускорение первого гребня гравитационных волн $a_1 = 0,325g$, второго $a_2 = 0,069g$, где g — ускорение свободного падения.

При неоднозначной зависимости $\omega = \omega(k)$ выделяют отд. ветви нормальных волн — моды. В однородных средах они различаются либо поляризацией (напр.,



Рис. 4. Распространение квази-монохроматического сигнала в многомодовом волноводе.

обыкновенные и необыкновенные волны в анизотропных кристаллах или в замагниченной плазме, либо природой формирующих волн взаимодействий (напр., ленгмюровские и ионно-звуковые волны в плазме). В волноводных системах, кроме того, моды различаются поперечной структурой полей. Каждой моде могут быть сопоставлены фазовые и групповые скорости. Одиночный импульсный сигнал, запущенный в многомодовую систему, распадается на серию отд. сигналов, распространяющихся с разл. групповыми скоростями (рис. 4).

Д. в. объясняется инерционностью и нелокальностью формирующих волн взаимодействий. Практически во всех реальных системах отклик на кратковременное сосредоточенное воздействие растянут во времени и размыт в пространстве. Соответствующие характерные времена инерционности τ_g и масштабы нелокальности ρ_g определяют либо микропроцессами в диспергирующей среде, либо перестройками на макроскопич. неоднородностях и границах волноводной системы. В ряде случаев эффекты инерционности и нелокальности проявляются независимо; при этом различают временную и пространственную дисперсию соответственно. Однако в нек-рых системах инерционность и нелокальность неразрывно взаимосвязаны, и тогда характер Д. в. определяется др. физ. величинами, имеющими, следовательно, более сложную размерность. Напр., для гравитационных поверхностных волн на глубокой воде параметром дисперсии являются ускорение свободного падения g ($\omega^2 = gk$), для цилиндрических волн — отношение коэф. поверхностного натяжения σ к плотности жидкости ρ ($\omega^2 = k^3 \sigma / \rho$), для волн де Бройля — отношение постоянной Планка \hbar к массе частицы m ($\omega = k^2 \hbar / 2m$).

Существует обширный класс явлений, описание к-рых не сводится к изучению свойств отд. гармонич. волн, ибо последние просто могут не являться собств. движениями в соответствующих системах. В этих случаях понятие Д. в. не допускает универсального определения, хотя всякий раз оно в той или иной степени оказывается связанным с инерционностью и нелокальностью взаимодействий.

В линейных системах с потерями волновые возмущения также могут быть представлены как совокупность эквонанциальных нормальных волн $A \exp(i\omega t - ikr)$, но уже с комплексными значениями частот ω и волновых векторов k , мнимые части к-рых определяют временные γ и пространственные Γ декременты затухания ($\gamma = \text{Im } \omega$, $\Gamma = \text{Im } k$). Д. в. приводит к селективности

потерь, т. е. к их зависимости от ω или k . Декремент γ и действующая часть частоты $\text{Re}\omega$ в силу *причинности принципа* не могут быть произвольными функциями k — соответствующие ограничения даются *дисперсионными соотношениями*.

В плавно неоднородных средах волновое поле достаточно хорошо описывается в приближении *геометрической оптики метода*, т. е. его можно представить как совокупность волн вида $A(r) \exp[i\omega t - i\psi(r)]$. Аналогом дисперсионного уравнения (1) в данном случае является уравнение эйконала $\omega = \omega(k, r)$, связывающее частоту ω с локальным значением волнового вектора $k(r) = \nabla\psi(r)$. Закон дисперсии определяет уравнения лучей:

$$\frac{dr}{dt} = v_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \frac{dk}{dt} = - \frac{\partial \omega}{\partial r}. \quad (2)$$

В неоднородных средах Д. в. приводит к дополнит. эффекту — зависимости траексы распространения (лучей) от частоты. В системах с изменяющимися во времени параметрами (*параметрические колебательные системы*), кроме того, вдоль траексы распространения изменяется частотный спектр сигнала. В средах, где характерные размеры неоднородностей сравнимы с масштабами изменения поля, эффекты Д. в. часто нельзя отделить от дифракционных эффектов.

В нелинейных системах суждение о Д. в. может быть составлено на основе представлений об инерционности и локальности линейных взаимодействий (соответствующие свойства нелинейных взаимодействий иногда квалифицируют как нелокальные нелинейности). Примером, объединяющим нелинейность и дисперсию, может служить класс физ. явлений, описываемых *Кортевега — де Фриса уравнением*, впервые полученным (1895) для волн на мелкой воде:

$$\eta_x + (c_0 + c_1 \eta) \eta_x + \gamma \eta_{xx} = 0, \quad (3)$$

где $\eta = \Delta h/h_0$ — относительное возмущение поверхности, h_0 — глубина водоёма, $c_0 = \sqrt{g/h_0}$, $c_1 = 3/2 \sqrt{c_0}$, $\gamma = 1/6 c_0 h_0^2$. В приближении малых амплитуд ($\eta \rightarrow 0$) можно пренебречь нелинейностью: тогда уравнение (3) соответствует дисперсионное уравнение вида

$$\omega = c_0 k - \gamma k^3. \quad (4)$$

Как следует из (4), ответственным за Д. в. является последний член в (3). В случае плавных возмущений, характерные масштабы k -рых $l \gg h_0$, можно пренебречь Д. в., и тогда (3) переходит в уравнение прямой волны, в k -рой амплитуда η постоянна вдоль характеристик $x = x_0 + (c_0 + c_1 \eta)t$. По мере распространения такого плавного возмущения (рис. 5) передний фронт волны становится круче; в отсутствие Д. в. это привело бы в конечном счёте к его обрушению. Однако Д. в. останавливает этот процесс, и волна становится сначала изрезанной, а затем разбивается на серию почти автономных, сохраняющих форму волчков (*солитонов*), каждый из k -рых движется со своей скоростью. Существование стационарных нелинейных волн (солитонов) и периодич. иондальных волн является важным проявлением Д. в., присутствующим многим нелинейным системам. При этом амплитуда, скорость и характерная длина оказываются связанными нелинейными дисперсион-

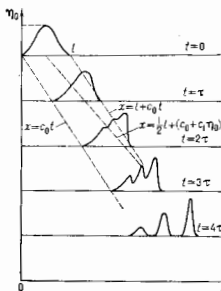


Рис. 5. Распространение длинной волны и нелинейной системы с реактивной дисперсией.

конечном счёте к его обрушению. Однако Д. в. останавливает этот процесс, и волна становится сначала изрезанной, а затем разбивается на серию почти автономных, сохраняющих форму волчков (*солитонов*), каждый из k -рых движется со своей скоростью. Существование стационарных нелинейных волн (солитонов) и периодич. иондальных волн является важным проявлением Д. в., присутствующим многим нелинейным системам. При этом амплитуда, скорость и характерная длина оказываются связанными нелинейными дисперсион-

ными уравнениями; соответственно, зависимость скорости стационарной волны от её структурных параметров наз. *нелинейной Д. в.* Относительно др. дисперсионных эффектов в нелинейных, в т. ч. и диссипативных, средах см. *Нелинейные колебания и волны, Бургера уравнение, Ударная волна*.

Неоднородные волновые возмущения даже в одномерных недиспергирующих средах демонстрируют иногда поведение, имитирующее Д. в. Наиб. известным и часто встречающимся примером являются цилиндрич. импульсные сигналы в свободном пространстве, оставляющие за собой бесконечно тянущиеся хвосты. Эти эффекты также порой относят к Д. в., хотя они не удовлетворяют её канонич. определениям.

Лит.: Мандельштам Л. И., Понд. собр. трудов, т. 5, М., 1930; Кару и ван В. И., *Нелинейные волны в диспергирующих средах*, М., 1973; Уизем Д. н., *Линейные и нелинейные волны*, пер. с англ., М., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухарукон А. П., *Теория волн*, М., 1979. М. А. Миллер, Г. В. Перлицин.

ДИСПЕРСИЯ ЗВУКА (дисперсия скорости звука) — зависимость фазовой скорости гармонич. звуковых волн от частоты. В широком смысле это понятие применяется и к др. типам *уругих волн*. Д. з. обуславливает различие между фазовой и *групповой скоростью* звука, а также изменение формы обгоняющей *импульса акустического* при его распространении на большое расстояние (напр., в гидроакустике, атм. акустике и геоакустике). В нелинейной среде (см. *Нелинейная акустика*) Д. з. приводит к нарушению волнового синхронизма между исходной волной и генерируемыми ею гармониками, в результате чего замедляется переход звуковой энергии в высшие гармоники, уменьшается затухание исходной волны и замедляется или подавляется образование *ударных волн*.

Различают два осн. вида Д. а.: *релаксационную*, обусловленную эффектами уругого последования в веществе, в k -рой распространяется звуковая волна (см. *Релаксация акустическая*), и *дисперсию нормальных волн*, обусловленную волноводным характером их распространения. Релаксация Д. з. всегда сопровождается избыточным *положением звука*, k -рое связано с Д. з. *Кронера — Кронига соотношением*. Дисперсия нормальных волн с поглощением не связана и характерна для *волновода акустического*, в k -рой распространяется нормальная волна. Изучение релаксация Д. з. и сопровождающего её поглощения (т. е. *акустическая спектроскопия*) — важнейший метод исследования разнообразных процессов в веществе, обуславливающих явление уругого последования; наблюдение этих процессов неакустич. методами затруднительно, а зачастую и невозможно.

В однодородных средах Д. з. обусловлена релаксациями процессами, идущими на молекулярном уровне локально, т. е. в каждом элементе среды, независимо от др. элементов. В микронеоднородных средах, где размер неоднородностей l и расстояния между ними малы по сравнению с длиной звуковой волны λ (напр., взвеси, эмульсии, жидкости с газовыми пузырьками, поликристаллы — в области звуковых и УЗ-частот), могут иметь место и нелокальные релаксациями процессы, заключающиеся в обмене энергией между разпорядными компонентами среды. Оставшаяся изменения объёма, связанного с релаксациями процессом, от изменения давления в звуковой волне приводит к зависимости скорости звука c от отношения характерного времени процесса τ к периоду звуковой волны (от величины $\omega\tau$, где ω — частота звука). Эта зависимость и определяет релаксация Д. з.

Кроме релаксация Д. з. в микронеоднородных средах существует также *пространственная Д. з.*, k -рая обусловлена зависимостью c от l/λ , и как и дисперсия нормальных волн, с поглощением не связана. *Пространственная Д. з.* наблюдается также в кристаллах на гиперзвуковых частотах, когда пространственная периодичность кристаллич. решётки приводит к пространственной дисперсии уругих свойств кристаллов (см.

Кристаллоакустика) и обуславливает его акустич. активность — способность поворачивать плоскость поляризации волны (аналогично оптической активности). При более низких частотах этот эффект становится пренебрежимо мал.

Д. з. удалось рассчитать лишь для сравнительно небольшого числа релаксационных процессов, перечисленных ниже. Релаксация кнезеровского типа, обусловленная наличием в однородной среде доплитин. термодинамич. переменной ξ , релаксирующей по закону $\dot{\xi} = -(\xi - \xi_0)/\tau$, где ξ_0 — равновесное значение ξ , приводит (при малом Δ) к след. зависимости c от ω :

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

К релаксации кнезеровского типа относятся: процесс перераспределения энергии между поступат. и внутр. степенями свободы молекул в газе; дуплиторания хим. реакция, идущая между компонентами смеси (газовой или жидкой); диссоциация солей в растворах; процесс перераспределения электронов, вызванный искажением *ферми-поверхности* звуковой волной в металлах; аналогичный процесс, вызванный искажением зон и изменением ширины запрещённой зоны в полупроводниках и т. д. С квантовой точки зрения, к кнезеровской релаксации приводит происходящее под влиянием звука изменение населённости энергетич. уровней в любых иррегулярных в среде двухуровневых (многоуровневых) подсистемах.

Резонансная релаксация, наблюдаемая в области частот, близких к собств. частоте ω_0 имеющихся в среде резонаторов той или иной природы, приводит к зависимости c от ω в виде

$$c = c_0 \left[1 - A \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^2 + d^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \right] \quad (1)$$

где ω_0 — резонансная частота, c_0 — скорость звука при $\omega/\omega_0 \rightarrow 0$, d — удвоенный коэф. затухания колебаний резонатора, $A = (c_{\text{макс}} - c_{\text{мин}})d/\omega_0 c_0$, $c_{\text{макс}}$ и $c_{\text{мин}}$ — макс. и мин. значения скорости. При квантовом подходе обычно считают, что резонансная релаксация имеет место в средах, включающих двухуровневые ($E'' - E'$) подсистемы любой природы, на частотах, близких к $(E'' - E')/h$. Резонансная релаксация наблюдается как в однородных, так и в микронеоднородных средах. Она определяет Д. з., напр., в стёклах при низких темп-рах, в системе обладающих *спин*ом связанных частиц, помещённых в магн. поле, и в др. однородных средах. В микронеоднородных средах резонансная Д. з. наблюдается при включениях в виде резонаторов. Вода, содержащая пузырьки газа, — важный для гидроакустики пример такой среды. Скорость звука в жидкостях с газовыми пузырьками определяется выражением (1) с $A = \Phi \beta_2 / 2\beta_1$ и $\omega_0 = \sqrt{3/V a^2 \rho_1 \beta_2}$, где a — радиус пузырька, ρ_1 — плотность жидкости, β_1 и β_2 — сжимаемости жидкости и газа, Φ — относительный объём, занятый пузырьками, к-рый считается достаточно малым. Др. примером микронеоднородной среды с включениями в виде резонаторов является кристалл, содержащий петли *дислокаций*, когда последние можно описать моделью струны, закреплённой на концах (т. н. Фрэнк — Рида источники).

Релаксация, связанная с флукутациями разл. термодинамич. величин, приводит к Д. з., особенно существенной области критич. точек и *фазовых переходов* 2-го рода, где велики флукутации параметра порядка, соответствующего данному фазовому переходу. Амплитуда этих флукутаций, время их релаксации и радиус корреляции меняются под влиянием изменения давления и темп-ры в звуковой волне, причём новое распределение флукутаций запаздывает по отношению к измене-

нию давления, что и приводит к Д. з. и избыточному поглощению. Выражения для Д. з. зависят от того, каким ур-нием описывается процесс релаксации флукутаций. Д. з. в этом случае сильно зависит от близости к темп-ре перехода.

Характерный для микронеоднородных сред релаксационный процесс, состоящий в выравнивании значений некорр. доплитин. термодинамич. переменной ξ (принимаящей разл. значения в среде в включениях) при изменении давления в звуковой волне) путём диффузии (теплопроводности) через границы включений, приводит к след. зависимости c от ω :

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

где

$$F(\omega, \tau) = \frac{3}{2} \frac{1 + (1-i) V \omega \tau}{\omega \tau} \frac{\{ (1-i) V \omega \tau - \text{th} \{ (1-i) V \omega \tau \} \}}{(1-i) + \omega \tau \{ (1-i) + \text{th} \{ (1-i) V \omega \tau \} \}}$$

i — мнимая единица, $\tau = a^2/2D$, a — радиус включений (сферических), D — коэфф. диффузии (теплопроводности). Выражение (2) определяет: Д. з. в амплитудах, обусловленную выравниванием разности темп-ры между их компонентами; аналогичную Д. з. в поликристаллах; Д. з. в сильновязких жидкостях. Последнюю можно представить как двухфазную среду, состоящую из неупорядоченной жидкости и помещённых в неё упорядоченных областей, стенка порядка в к-рых характеризуется величиной ξ , имеющей смысл концентрации дырок Френкеля (аналог вакансий в кристаллах). При изменении давления меняется равновесное значение ξ в упорядоченных областях, что и приводит к диффузии дырок через их границы. Запаздывание этого процесса относительно изменения фазы звуковой волны и приводит к Д. з. Подобным выражением описывается Д. з. во взвеш. связанная с отставанием тяжёлых частиц от жидкости при движении последней в звуковой волне; возбуждаемые при этом частицами вязкие волны постепенно передают им импульс от жидкости; запаздывание этого процесса обмена импульсом и приводит к указанной Д. з.

В узком смысле Д. з. иногда наз. дисперсионный скачок скорости звука $\Delta = (c_{\infty} - c_0)/c_0$, где c_{∞} и c_0 — значения скорости звука при $\omega \rightarrow \infty$ и $\omega \rightarrow 0$. Величина Δ для разл. релаксационных процессов приведена в табл.

Дисперсионные скачки скорости для некоторых веществ

Вещество	Темп-ра, °C	Δ , %
Газы:		
CO ₂	23	4
CS ₂	300	7
Маловязкие жидкости:		
Бензол	20	10
Сероуглерод	20	9
Четырёххлористый углерод	20	12
Анилин	22	9
Нитробензол	20	6
Сильновязкие жидкости:		
Глицерин	-14	59
Бутандиол 1,3	-32,2	37
Триэтилен	-40	51
B ₂ O ₃	494	-200
Электролиты (вольные растворы с концентрацией 0,2 моль/л):		
CoSO ₄	24,8	0,22 *
ZnSO ₄	20	0,26 *
Al ₂ (SO ₄) ₃	25	0,82 *

* Значения соответствуют сумме дисперсионных скачков для релаксационных процессов с частотами выше 1 мГц.

Д. з., обусловленная волноводным характером распространения, имеет место при распространении звука в стержнях, пластинах, волноводах и т. д. Так, при распространении звука в волноводе с абсолютно жестки-

ми стенками флоры нормальной волны номера n выражается след. ф-лой:

$$c_n = \frac{c}{1 - (\pi n / k l)^2},$$

где c — скорость звука в свободном пространстве, l — ширина волновода, $k = \omega/c$ — волновое число, $n=1, 2, 3, \dots$. При критич. частоте, определяемой из условия $k l = \pi n$, скорость бесконечна; ниже критич. частоты распространение данной волны прекращается, сменившись экспоненциальным спадом амплитуд колебаний, происходящих в этом случае синфазно вдоль волновода.

Лит.: Лавингу Л. Д., Дифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986, §81; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Кельберт М. Я., Чабан И. А., Рассеяние и распространение импульсов в жидкостях, Изв. АН СССР, сер. Механика жидкости и газа, 1986, в. 5, с. 133; Hunklinger S., Arnold W., Ultrasonic properties of glasses at low temperatures, в кн.: Physical acoustics, v. 12, N 3, p. 1, 1976. М. А. Исакович, И. А. Чабан.

ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВРАЩЕНИЯ (вращательная дисперсия) — зависимость угла поворота плоскости поляризации света в веществе от частоты (длины волны). Термин относится в равной мере к жидкостям и индуров. *оптической активности*, явлн. вращению плоскости поляризации (Фарадея эффект) и вращению, возникающему вследствие дифракц. эффектов на макро-структуре жидких кристаллов. Все вещества, вращающие плоскость поляризации, обладают Д. о. в.; она связана с круговым дихроизмом — разн. поглощением света, поляризованного по кругу право и влево (см. Дихроизм), так же, как обычная линейная дисперсия с обычным поглощением (см. Дисперсия света). Связь эта описывается Крамерса — Кронига соотношениями.

Характер Д. о. в. зависит от свойств и строения вещества и от того фаз. процесса, к-рый создаёт вращение. Классич. электронная теория, моделирующая молекулу двумя связанными между собой, близко расположенными осцилляторами, объясняет возникновение оптич. активности различием разности фаз световой волны в местах нахождения осцилляторов. Эта модель качественно неплохо описывает и ход вращат. дисперсии. Точный расчёт хода Д. о. в. требует применения методов квантовой электродинамики с учётом мультипольных моментов переходов и затруднён вследствие сильной чувствительности явления к межмолекулярным взаимодействиям [1—4].

В гиротропных газах, парах, а также жидкостях и растворах, в к-рых межмолекулярным взаимодействием можно пренебречь, Д. о. в. определяется строением и свойствами молекул, в осн. их электронными переходами, и описывается ф-лой

$$\Phi_1 = \frac{8\pi N_1}{3hc} \sum_i l \frac{\omega^2 (\omega_i^2 - \omega^2) R_i}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_i^2}, \quad (1)$$

где Φ_1 — вращение (в рад/см), N_1 — число молекул в единице объёма, ω_i — частота i -го электронного перехода в молекуле, R_i — постоянная для данного i -го перехода, т. н. сила вращения перехода и Γ_i — ширина полосы (затухание) данного перехода. Суммирование производится по всем переходам. Каждая полоса поглощения даёт свой вклад во вращение, и величина его зависит от положения полосы в спектре; однако полоса, мало заметная в поглощении, может быть ответственной почти за всё вращение и паспорт. Теория для области, где поглощение велико, ещё недостаточно разработана. В области частот, удалённых от собственных электронных носов поглощения ($\Gamma_i \approx 0$), Д. о. в. определяется ф-лой

$$\Phi_2 = \frac{8\pi N_1}{3hc} \sum_i \frac{\omega^2 R_i}{\omega_i^2 - \omega^2}. \quad (2)$$

Пример Д. о. в. для раствора дан на рис. 1.

648 В полимерах Д. о. в. определяется как оптич. активностью мономерных исходных звеньев, так и их от-

посителным расположением и взаимодействием, а также конформацией полимера.

В твёрдых телах Д. о. в. определяется свойствами молекул (комплексов, ионных группировок и т. п.), их расположением, а также вкладом коллективных эффектов, зависящих от зонной структуры. Д. о. в. наблюдается на коллоид. и вращат. переходах в молекулах,

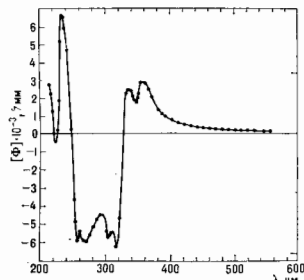


Рис. 1. Дисперсия оптического вращения раствора пентаэритрита в хлороформе: концентрация 10^{-3} моля. По оси ординат — удельное вращение $[\Phi]$ в град/см (Φ — угол поворота в град/см, M — молекулярный вес, C — концентрации).

а также на оптич. и акустич. ветвях колебаний рёшётки. Для анизотропных сред она зависит также от направления наблюдения, т. к. осцилляторы разл. переходов ориентированы различно и вклады каждого из них меняются с направлением (рис. 2, 3). Для этих сред теория ещё не разработана для всех случаев полностью.

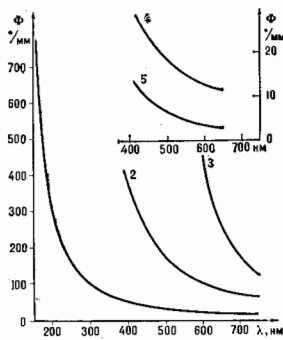


Рис. 2. Дисперсия оптического вращения некоторых кристаллов в области прозрачности: 1 — кварц; 2 — кальцит; 3 — кальцит (однослоенный кристалл, свет по оптической оси); 4 и 5 — L(+)-триамин (двуслоенный кристалл, свет по различным осям).

В молекулярных кристаллах [5] вклад во вращение могут давать также экситонные возмущения (Френкеля экситоны); в этом случае в области вне резонанса частотной зависимости инан:

$$\Phi_3(\omega, s) = \sum_i \frac{B_i(\omega)}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2}, \quad (3)$$

s — нормаль к волновому фронту. Если молекулы, из к-рых состоит кристалл, оптич. активны, то Д. о. в. определяется как свойствами самой молекулы, так и

молекулярными взаимодействиями, экситонными возбуждениями:

$$\Phi - \Phi_2 + \Phi_3. \quad (4)$$

Для полупроводников, где вращение определяется движением свободных носителей, частотная зависи-

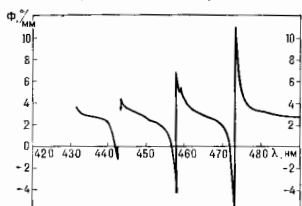


Рис. 3. Дисперсия оптического преломления кристалла натрия уранилсульфата (кубический кристалл) при $T = 77^\circ\text{K}$.

мость вне области резонанса имеет вид

$$\Phi_4 = A(\mathbf{s}) \{(\omega_i + \omega)^{-1/2} + (\omega_i - \omega)^{-1/2} - \omega_i^{-1/2}\} + \\ + B(\mathbf{s}) \{(\omega_i - \omega)^{1/2} + (\omega_i - \omega)^{1/2} - \omega_i^{1/2}\} \quad (5)$$

Экситонные эффекты и здесь дают вклады вида (3). Д. о. в. вдали от полос поглощения хорошо описывается полуклассич. выражениями, получаемыми из классич. теории (см. *Вид закон*).

Д. о. в. для магн. вращения определяется как парамагн., так и диамагн. эффектами и описывается выражениями типа (4) (см. *Верде постоянная*).

Измерения Д. о. в. применяются для исследования естеств. оптич. активности молекул и дают информация об их строении; особенно широко используются эти методы при исследовании сложных молекул (стероидных и полициклических), сложных комплексов, металлоорганич. соединений, а также биополимеров — белков, нуклеиновых кислот и др. Явление необычайно чувствительно к межмолекулярным взаимодействиям, взаимодействиям с растворителем и т. д. Измерения Д. о. в., проводимые на спектрополяриметрах, дают ряд сведений о тонких деталях структуры кристаллов; она весьма чувствительна к малейшим изменениям структуры и симметрии кристаллов, обнаруживая незначительные [порядка $(10^{-9} - 10^{-4})$ нм] деформации молекул и комплексов. Широкое распространение находят исследования дисперсии магн. вращения, к-рые можно проводить на любых (а не только оптически активных) веществах. Перспективы применения Д. о. в. в жидких кристаллах для конструирования элементов магнит., модуляции и записи информации.

1) Д. о. в. в среде. Дисперсия оптического вращения, пер. 6 июля, М., 1992; 2) Кизельбак В. А., Бурков В. И., Гиричотин кристаллов, М., 1980; 3) Волынский И. М. В., Молекулярная оптика, М., 1951; 4) Fundamental aspects and recent development in optical activity direction and circular dichroism, ed. by P. Stauden, P. Salvadori, L., 1973; 5) Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; 6) Caldwell D., Уитинг Н., The theory of optical activity, N. Y., 1971. В. А. Кизельбак.

ДИСПЕРСИЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ — зависимость компонент тензора диэлектрической проницаемости среды ϵ_{ij} от волнового вектора. В обычной линейной электродинамике предполагается, что вектор электрич. индукции \mathbf{D} в точке \mathbf{r} среды связан линейной зависимостью с напряженностью электрич. поля \mathbf{E} в той же точке. Такая локальная связь между векторами \mathbf{D} и \mathbf{E} приводит к тому, что тензор ϵ_{ij} оказывается зависимым только от частоты ω плоской эл. магн. волны и не зависит от ее волнового вектора \mathbf{k} (обычная кристаллооптика). Существуют, однако, физ. явления (напр., естественная оптическая активность, оптическая диатропия кубич. кристаллов), для объяснения к-рых не-

обходимо принять также во внимание зависимость ϵ_{ij} от \mathbf{k} . Эта зависимость — следствие набл. общего соотношения, к-рое имеет место в линейной электродинамике между векторами $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Для однородной среды это соотношение может быть записано в виде

$$D_i(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{r}' \epsilon_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') E_j(\mathbf{r}', t'). \quad (1)$$

Разделение зависимости ϵ_{ij} на зависимость от временной разности $t - t' = \tau$ и от разности $\mathbf{r} - \mathbf{r}' = \mathbf{R}$ возможно в предположении неизменности свойств среды во времени и пространственной однородности среды. Интегрирование по t' в (1) распространено только на интервал от $-\infty$ до t в связи с требованием принципа причинности: индукция $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ определяется значениями поля \mathbf{E} только в прошлом и настоящем, т. е. при $t' < t$. Если электрич. поле имеет вид плоской монохроматич. волны, т. е. $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \times \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$, то в силу (1) электрич. индукция также имеет вид плоской волны: $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega) \times \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$, причём

$$D_i(\mathbf{k}, \omega) = \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j(\mathbf{k}, \omega), \quad (2)$$

где

$$\epsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \int_0^{\infty} d\tau \int d\mathbf{R} \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{R} - \omega\tau)] \epsilon_{ij}(\tau, \mathbf{R}). \quad (3)$$

Зависимость тензора $\epsilon_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ от ω соответствует в р-е м. н. б. дисперсия, а зависимость от \mathbf{k} — Д. п. Из соотношений (1) и (3) видно, что Д. п. связана с тем, что величина вектора \mathbf{D} в точке \mathbf{r} определяется значением \mathbf{E} не только в точке \mathbf{r} , но также значениями $\mathbf{E}(\mathbf{r}', t')$ в нек-рой окрестности точки \mathbf{r} (нелокальная связь \mathbf{D} и \mathbf{E}). Иначе ядро интегр. оператора $\epsilon_{ij}(\tau, \mathbf{R})$ выражалось бы через дельта-функцию: $\epsilon_{ij}(\tau, \mathbf{R}) = \epsilon_{ij}(\tau) \delta(\mathbf{R})$, так что всякая зависимость $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ от \mathbf{k} в (3) при этом исчезала бы.

Нелокальность связи между $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ можно понять на основе качественного рассмотрения даже простейшей модели кристалла, согласно к-рой частицы, составляющие кристаллич. структуру (атомы, молекулы, ионы), совершают колебания около своих положений равновесия и взаимодействуют друг с другом. Электрич. поле световой волны смещает заряды из положений равновесия в данной точке \mathbf{r} , что вызывает дополнит. смещение зарядов в соседних и более удаленных точках \mathbf{r}' . Поэтому поляризация среды $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ в точке \mathbf{r} , следовательно, и индукция $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) + 4\pi\mathbf{P}(\mathbf{r})$ оказываются зависящими не только от значения напряженности электрич. поля в точке \mathbf{r} , но и от значений $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ в нек-рой окрестности. Размер этой окрестности, т. е. размер области R , в к-рой ядро интегр. соотношения $\epsilon(\tau, \mathbf{R})$ значительно, определяется характерными длинами взаимодействия a и в разл. средах эти длины могут существенно различаться. Однако в диэлектрич. средах для оптич. диапазона длин волн λ всегда выполняется соотношение $ka \sim a/\lambda \sim 10^{-3} \ll 1$. В таких средах Д. п. оказывается слабой, и если анализа достаточно знать зависимость тензора $\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ от ω лишь при малых \mathbf{k} и использовать одно из разложений [1]:

$$\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_{ij}(\omega) + \gamma_{ijl}(\omega) k_l + \alpha_{ijlm}(\omega) k_l k_m + \dots \quad (4)$$

или

$$\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_{ij}^{-1}(\omega) + g_{ijl}(\omega) k_l + \beta_{ijlm}(\omega) k_l k_m + \dots \quad (5)$$

Тензоры γ, g, α и β в (4) и (5) существенно упрощаются для кристаллов с высокой симметрией [2]. Для объяснения естеств. оптич. активности (напр., вращения плоскости поляризации) достаточно ограничиться в (4) или (5) линейной зависимостью от \mathbf{k} (подробнее см. *Гиротропия*). Для негиротропных кристаллов тензоры $\gamma_{ijl} = g_{ijl} = 0$ и при исследовании эффектов Д. п. необходимо в (4) **649**

и (5) принимать во внимание слабые, квадратичные по K . Один из эффектов Д. п. в негиротропных кристаллах — оптич. анизотропия кубич. кристаллов, наблюдавшаяся экспериментально [3]. В кубич. негиротропных кристаллах при учёте Д. п. $\epsilon_{ij}(\omega) = \epsilon(\omega)\delta_{ij}$, т. е. диэлектрич. проницаемость не тензор, а скаляр, и показатель преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ не зависит от направления распространения света. Если принять во внимание Д. п., то тензор (4) уже не сводится к скаляру, так что даже в кубич. кристалле величина коэф. преломления оказывается зависящей от направления распространения света. При учёте Д. п. кубич. кристаллы обладают сильной оптич. асим. (три оси 4-го порядка и четыре — пространственные диагонали куба). Для света, распространяющегося, напр., вдоль диагонали грани куба, коэф. преломления оказываются различными для света, поляризованного перпендикулярно грани куба и в плоскости грани. Величина двойного лучепреломления, определяемая разностью коэф. преломления, оказывается в этом случае пропорциональной $(a/\lambda)^2$, где a — постоянная решётки ($a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см); в оптич. диапазоне волн $(a/\lambda)^2 \sim 10^{-6}$, что свидетельствует о малости двойного лучепреломления. Впервые это явление обнаружили только в 1971 в кристаллах кремния Si и арсенида галлия GaAs (подробнее см. [2]).

Оптич. анизотропия кубич. кристаллов может проявляться также и в спектрах поглощения. В 1960 Е. Ф. Гросс и А. А. Каплянский [3] это наблюдали впервые при изучении спектров поглощения кристалла закиси меди Cu_2O в области квадратичной линии поглощения. Д. п. приводит в кубич. кристаллах к зависимости комплексного коэф. преломления света (а следовательно, и мнимой его части, описывающей поглощение) от его поляризации и направления распространения. Возможность этого эффекта предсказана Х. А. Лоренцем (Н. А. Lorentz) в 1878. С Д. п. связана также возможность распространения в окрестности линий поглощения добавочных световых волн [2, 10].

Д. п. учитывалась также при изучении ряда др. вопросов, таких, как аномальный скин-эффект в металлах [4], динамика кристаллич. решёток [5], плазменные волны в изотропной и магнитоактивной плазме [6, 7], в теории черенковского и переходного излучений, в теории поверхностных эл.-магн. волн [8, 9] и т. д. Кроме того, учёт Д. п. существует также при рассмотрении рассеяния света и поведения нек-рых оптич. колебаний кристаллов вблизи точек *фазового перехода* 2-го рода.

Лит.: 1) Гинзбург В. Л., о нелинейном взаимодействии радиоволн, распространяющихся в являе, «ЖТФ», 1958, т. 33, с. 1573; 2) Аграпович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теории экситонов, 2 изд., М., 1979; 3) Гросс Е. Ф., Каплянский А. А., Оптичная анизотропия кубических кристаллов, вызванная явлением пространственной дисперсии, «ДАН СССР», 1960, т. 132, с. 98; 4) Силин В. П., Фетисов Е. И., О переходном излучении и коллективных колебаниях в металлических плёнках, «ЖТФ», 1963, т. 45, 1572; 5) Силин В. П., Состояние теории поляризации идеальных волн и валентных кристаллов, «УФН», 1981, т. 74, с. 269; 6) Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; 7) Силин В. П., Рухляев А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмонаподобных сред, М., 1981; 8) Аграпович В. М., Кристаллооптика поверхностных коллиритонов и свойства поверхности, «УФН», 1975, т. 115, с. 199; 9) Поверхностные коллиритоны, под ред. В. М. Аграповича, Д. Л. Милса, М., 1985; 10) Пендарт Г. И., Кристаллооптика и добавочные световые волны, К., 1982.

В. М. Аграпович

ДИСПЕРСИЯ СВЕТА — совокупность оптич. явлений, обусловленных зависимостью комплексной диэлектрич. проницаемости ϵ (следовательно, и показателя преломления n) от частоты ω световой волны и её волнового вектора K . Первоначально термин «Д. с.» был введён для описания разложения белого света в спектр при преломлении в призме, ныне употребляется в более широком смысле (см. *Дисперсия волн*).

Отклик среды на воздействие световой волны является широким и неколлапсальным, т. е. значение эл.-

статич. индукции D в данный момент времени t в данной точке r_0 зависит от значений электрич. поля E в предыдущие моменты времени (временная, или частотная, Д. с.) и значений E в окрестности этой точки (пространственная Д. с.). Математически это утверждение записывается в виде интегрального материального уравния (см. *Максвелла уравнения*), связывающего векторы D и E :

$$D_i(t, r_0) = \int_0^{\infty} dt' \int dr' \epsilon_{ij}(t-t', r_0-r) E_j(t-t', r_0-r). \quad (1)$$

Представив реальный световой пучок в виде разложения по плоским гармоникам, волнам с частотой ω и волновым вектором K и перейдя к фурье-представлению в уравнении (1), получим простую связь между компонентами D и E :

$$D_i = \epsilon_{ij}(\omega, K) E_j, \quad (2)$$

где ϵ_{ij} — комплексный тензор диэлектрич. проницаемости. Магн. проницаемость прозрачных диэлектриков в оптич. диапазоне частот практически не отличается от единицы. Эффекты пространственной Д. с. в оптич. диапазоне проявляются слабо, т. к. длина световой волны $\lambda \gg a$ (характерного линейного размера, напр., постоянной кристаллич. решётки), однако многие оптич. явления объясняются ею (подробнее см. *Дисперсия пространственная*).

Далее будет рассматриваться частотная Д. с. — более существенная, т. к. частоты оптич. излучения $\omega \sim 4 \cdot 10^{16}$ Гц и внутримолекулярных (молекулярных) процессов соизмеримы, и отклик среды часто носит резонансный характер.

Т. к. фазовая скорость света определяется действит. частью показателя преломления, а n зависит от ω , то под частотой Д. с. понимают также зависимость фазовой скорости от ω . Простейшее проявление частотной Д. с. — это разложение белого света в спектр с помощью призм. Эксперим. исследование этого явления проведено И. Ньютоном (I. Newton, 1672) с помощью скрепленных призм (рис. 1). Спектральные составляющие исходного пучка преломляются под разными углами в зависимости от ω и образуют цветную полосу. Во второй призме, расположенной перпендикулярно к

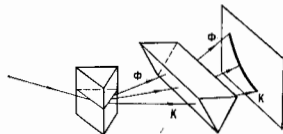


Рис. 1. Разложение в спектр с помощью скрепленных призм.

первой, разл. участки спектра тоже отклоняются не одинаково. На экране наблюдается изогнутая цветная полоса, расположение и форма к-рой даёт информацию о зависимости $n(\omega)$ для обеих призм. Для большинства оптич. материалов в видимом диапазоне n растёт с

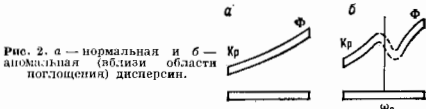


Рис. 2. а — нормальная и б — аномальная (вблизи области поглощения) дисперсии.

частотой — нормальная дисперсия — показатель преломления. Вблизи полос поглощения вещества наблюдается уменьшение n с частотой — аномальная дисперсия (рис. 2).

Явления Д. с. получили теоретич. объяснение в классич. теории дисперсии Х. А. Лоренца (Н. А. Lorentz), согласно к-рой под действием электрич. поля световой

волны возникает ускоренное движение элементарных зарядов, зарядов в веществе. Излучение этих зарядов складывается с полем исходной волны и служит причиной Д. с. В прозрачных диэлектриках оптический (находящийся на внеш. орбите) электрон рассматривается как затухающий гармонич. осциллятор, его дипольный момент удовлетворяет ур-нию

$$\frac{d^2 p}{dt^2} + 2\gamma \frac{dp}{dt} + \omega_0^2 p = (e^2/m) E_{эфф} \exp(i\omega t), \quad (3)$$

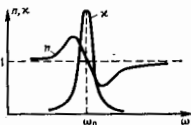
где e и m — заряд и масса электрона, p — проекция индуциров. дипольного момента на направление вектора E , $E_{эфф}$ — амплитуда электр. поля, действующего на электрон, ω_0 — собств. частота, γ — коэф. затухания этого динола. Для разреженных газов действующее поле приблизительно совпадает со ср. макроскопич. полем, входящим в ур-ния Максвелла: $E_{эфф} \approx E_0$. Частное решение ур-ния (3), соответствующее установившемуся режиму колебаний, имеет вид

$$p = p_0 \exp(i\omega t), \quad p_0 = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\gamma\omega} E_0 = \alpha(\omega) E_0,$$

где $\alpha(\omega)$ — *поляризуемость* атома. Между гармонич. изменениями дипольного момента и внеш. поля имеет разность фаз, а по мере приближения частоты воздействия к ω_0 амплитуда колебаний быстро увеличивается (резонанс, обуславливающий поглощение света).

Реальное вещество, напр. газ, моделируется ансамблем осцилляторов, что приводит к появлению специ-

Рис. 3. Зависимость показателя преломления n и коэффициента поглощения κ для газа от частоты.



фич. особенностей: столкновения между атомами могут приводить к «сбою» фазы колебаний или термализации запасной энергии; тепловое движение атомов приводит к появлению непрерывного распределения собств. частот с центром в точке ω_0 (см. *Уширение спектральных линий*). В конденсиров. средах аналогичные последствия вызывают наличие дислокаций, примесей, тепловые флуктуации плотности и т. д. Коэф. Г затухания поляризации единицы объёма диэлектрика, содержащей N динолов, определяется, как правило, расфазировкой всех динолов. Поэтому комплексная амплитуда поляризации единицы объёма (при однородном уширении спектральной линии) записывается в виде

$$P_0 = \frac{Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\Gamma\omega} E_0. \quad (4)$$

Из соотношения между векторами $D = E + 4\pi P = \epsilon E$ следует, что

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\Gamma\omega}. \quad (5)$$

Учитывая выражение для комплексного показателя преломления $n = n - i\kappa = \sqrt{\epsilon}$ (где n характеризует преломление, а κ — поглощение), получим

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2/m}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} (\omega_0^2 - \omega^2), \quad (6)$$

$$n\kappa = \frac{4\pi Ne^2/m}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} \omega\Gamma.$$

Зависимость n и κ от частоты ω представлена на рис. 3. В конденсиров. средах существованием становится взаимодействие молекул. Если среда статистически изотропной или представляется собой кристалл с кубич. симметрией, то действующее поле связано со ср. макроскопич. полем простым соотношением $E_{эфф} = E +$

$+4\pi P/3$. Подстановка этого соотношения в правую часть ур-ния (3) приводит к *Лоренц — Лоренца формуле*

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{N^2 - 1}{N + 2} = \frac{4\pi N}{3} \alpha(\omega). \quad (7)$$

Классич. теория позволяет учесть наличие в веществе разл. видов осцилляторов с собств. частотами ω_k и коэф. затухания Γ_k ($k=1, 2, 3, \dots$) и обобщить ф-лу (5) след. образом:

$$\epsilon = 1 + 4\pi N \sum_k \frac{f_k}{\omega_k^2 - \omega^2 + 2i\Gamma_k\omega}, \quad (8)$$

эмпирич. константа f_k наз. силой осциллятора и характеризует отклик, вид осцилляции колебаний в поляризуемости на данной частоте. Собств. частоты атомных колебаний обычно расположены в УФ-области спектра (реже — в видимой), инфрак. — в ИК-области. С помощью дисперсионной ф-лы (8) по результатам эксперим. измерения поглощения или преломления в пределах спектральных линий (полос) можно определить эмпирич. константы ω_k , Γ_k , f_k и построить аппроксимат. ф-лу, пригодную для вычисления зависимости $\epsilon(\omega)$ в широком спектральном диапазоне.

В полуклассич. описании Д. с. атом (молекула) рассматривается как квантовая система, обладающая дискретным набором энергетич. состояний E_k . Переход с низшего энергетич. состояния E_k на высшее E_n сопровождается поглощением кванта энергии $\hbar\omega_k = E_n - E_k$, а при обратном переходе — излучением. Воздействие на атом классич. зл.-магн. поля световой волны учитывается с помощью теории возмущений. Зависимость поляризуемости от частоты вне линий поглощения имеет вид

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_n \sum_k \omega_k \frac{f_{nk}}{\omega_k^2 - \omega^2}, \quad (9)$$

где ω_k — вероятность нахождения атома в состоянии с энергией E_k ; силы осцилляторов связаны с матричными элементами дипольного перехода след. соотношением

$$f_{nk} = \frac{2m}{3e^2\hbar} \omega_k |P_{nk}|^2. \quad (10)$$

Осп. значение квантового подхода состоит в том, что он раскрывает смысл эмпирич. констант и позволяет связать дипольные моменты перехода и пр. внутратомные характеристики с экспериментально измеримыми величинами.

Квантовая теория предсказала принципиально новое явление — отрицательную дисперсию. В среде с инверсной населённостью $\omega_n > \omega_k$ переходы с верхних уровней на нижние сопровождаются усилением света, что соответствует отрицат. значению силы осциллятора f_{nk} . (Обычно силы осцилляторов считаются положительными для поглощения и отрицательными для испускания.) Наличие отрицат. слагаемых в дисперсионной ф-ле (10) экспериментально обнаружено Р. Ладенбургом (R. Ladenburg) в 1930. Отрицат. Д. с. типична для всех лазерных сред.

Влияние диспергирующей среды на отбивающую светового импульса или диаграмму направленности пучка учитывается путём разложения поля падающей волны по плоским гармонич. волнам и наложения соответствующих граничных условий. При распространении в веществе гармонич. волны фаза поля, излучаемого диполями, отличается от фазы действующего поля. Излучение диполей представляется в виде суммы двух членов, один из к-рых гасит падающую волну, распространяющуюся со скоростью c , а другой удовлетворяет волновому ур-нию с фазовой скоростью $v_0 = c/n(\omega)$. Наличие мнимой части показателя преломления $\kappa(\omega)$ приводит к уменьшению амплитуды волны с расстоянием (см. *Поглощение света*).

Для анализа процесса распространения в диспергирующей среде светового импульса с шириной спектра $\Delta\omega \ll \omega_0$ (ω_0 — центральная частота) используется разложение $k(\omega)$ в ряд по степеням $(\omega - \omega_0)$. В первом приближении импульс распространяется без изменения формы обгоняющей с групповой скоростью $v_g = d\omega/dk$. Учёт квадратичных членов разложения $-d^2k/d\omega^2$ объясняет дисперсионное расщепление волнового пакета. Совместное проявление Д. с. и нелинейности показателя преломления может привести к концентрации дисперсионного расщепления и формированию стационарных световых импульсов — солитонов, наблюдаемых в оптич. волокнах.

Среди экстрем. методов исследования Д. с. широко распространён интерференц. метод криков Рождественского, в к-ром используются «красочные» спектральные аппараты — интерферометр Жамена и спектрограф. Важности исследования тонкой структуры зависимости $n(\omega)$ ограничивается разрешающей способностью спектрографа.

Для измерения зависимости коэф. поглощения χ от частоты в пределах узких спектральных линий используются перестраиваемые по частоте лазеры. В этом случае возможности исследования тонкой структуры линии поглощения ограничиваются только шириной линии излучения лазера, что позволяет достичь высокой разрешающей способности $\sim 10^8$. Измерив зависимость $\chi(\omega)$ и воспользовавшись *Кронера — Кроуга соотношениями*, можно найти $n(\omega)$. Для ускоренной ретрострации малых поглощений исследуемое вещество помещают в резонатор лазера (см. *Спектроскопия*).

В мощных лазерных лучах напряжённость электрич. поля сравнима с внутриатомным полем $E_a \sim 10^{10}$ В/см. При взаимодействии мощного излучения с веществом нарушается осн. допущение теории дисперсии о пропорциональности поляризации действующему полю. В частности, возникает добавка к показателю преломления, пропорциональная интенсивности света, приводящая к самовоздействию световых импульсов и лучков, наблюдается насыщение поглощения и др. явления, составление предмет *нелинейной оптики*. Лит.: Д. с. см. в кн. Г. С. Огинский, 5 изд., М., 1976; Ландоу Л. Д., Тиффани Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; и в кн. Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Аллен Л., Эберлан Д., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Виноградова М. В., Руденко О. В., Сухоурово А. П., Теория волн, М., 1979.

ДИСПРОЗИЙ (от греч. dysprositos — труднодоступный; лат. Dysprosium), Dy, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 66, ат. масса 162,50, относится к семейству *лантаноидов*. Природный Д. состоит из 7 стабильных изотопов с массовыми числами 156, 158, 160—164. В качестве радиоакт. индикатора используется β^- -радиоактивный ^{163}Dy ($T_{1/2} = 2,33$ ч). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4f^{10}5s^24p^64d^16s^2$ (возможна также конфигурация $4f^{9}5s^2p^64d^16s^2$). Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 5,93, 11,67 и 22,8 эВ. Металлич. радиус 0,177 нм, радиус иона Dy^{3+} 0,088 нм. Значение электроотрицательности 1,3.

В свободном виде — серовато-серый металл. Существует 2 модификации: α -модификация имеет гексагональную плотноупакованную структуру с параметрами решётки $a = 0,3592$ нм и $c = 0,5655$ нм, при 1384 °С переходит в кубическую β -модификацию. Плотность $8,54$ кг/дм³, $t_{пл} = 1409$ °С, $t_{кип}$ ок. 2335 °С. Теплота плавления 17,2 кДж/моль, теплота испарения 280 кДж/моль. При очень низких темп.раж. проявляет ферромагн. свойства, при нагревании переходит в ферромагнитально-антиферромагн. состояние. Степени окисления +3 (наиб. характерна) и +4. Входит в состав ряда магн. сплавов.

ДИССИПАТИВНАЯ СРЕДА — распределённая физ. система, в к-рой энергия одних движений или полей

(обычно упорядоченных) необратимым образом переходит в энергию др. движений или полей (обычно хаотических). Фактически диссипативны все реальные среды, ибо в соответствии с общим принципом возрастания энтропии любая замкнутая система стремится перейти в термодинамически равновесное состояние, т. е. смеси на нет регулярные движения, преобразуя его энергию в тепло. Поэтому Д. с. наз. также поглощающей или средней с потерями. Условно различают слабую и сильную диссипацию в зависимости от значений параметра W/TP , где W — плотность энергии, P — плотность мощности потерь, т. е. нек-рое характерное время процесса, хотя, строго говоря, понятие запасённой энергии может быть установлено однозначно только в предельном случае среды без потерь (консервативной среды).

Диссипация энергии в Д. с. обычно обусловлена большим числом индивидуальных актов столкновений частиц среды, находящихся в хаотич. движении. Напр., столкновения молекул в газах приводят к необратимым процессам *внутреннего трения (вязкости) и теплопроводности*, с к-рыми обычно связывается диссипация энергии. Однако существуют и коллективные (и в этом смысле бесстолкновительные) механизмы поглощения энергии. Наиб. характерным примером является *Ландау затухание* в плазме или в плазмодоброй Д. с., в этом случае волновое возмущение отдаёт свою энергию резонансным частицам. При феноменологии, описании необратимых процессов, приводящих к диссипации энергии, как правило, вводят характеризующие их параметры Д. с.: коэф. сдвигной, объёмной, динамич. и турбулентной вязкости, коэф. теплопроводности, электрич. проводимости среды и др. В линейных Д. с. часто используют спектральные представления долей (диспенси) в виде суммы или интеграла по гармонич. функциям (составляющим), каждую из к-рых можно рассматривать как самостоятельно осуществимое движение. При комплексном описании временных процессов $\sim \exp(i\omega t)$, t — время, ω — угловая частота) некоторые из параметров, характеризующих Д. с., также можно представить в комплексной форме. Традиционным является пример с эл.-магн. колебаниями (или волнами), когда среда с диэлектрич. проницаемостью ϵ и проводимостью σ описывается с помощью комплексной проницаемости $\epsilon - i\sigma/\omega$ или комплексной проводимости $\sigma + i\omega\epsilon/4\pi$. При этом, как правило, ϵ и σ являются функциями частоты ω , т. е. в общем случае такая Д. с. ведёт себя как *диспергирующая среда*. Принцип действия и мнимая часть этих комплексных параметров не могут быть произвольными во всей области изменений ω — они связаны *дисперсионными соотношениями*. Параметры Д. с., ответственные за диссипацию (в данном случае σ), определяют также и спектр флуктуаций физ. величин в Д. с. (см. *Флуктуационно-диссипативная теорема*).

Особую роль в природных и в искусственно созданных (эксперим. и техн. установки) условиях играют неравновесные Д. с. — среды, поглощение энергии в к-рых может компенсироваться поступлением её извне, через внеш. поля и потоки (массы, заряда и т. п.); при этом можно различать *испалательные* и *постоянно поддерживаемые отклонения* ф-ций распределения частиц по энергиям от равновесной. Источники этих отклонений (напр., источники ширинной несбалансированности в лазерах) часто наз. *паточкой*. В неравновесных Д. с. возможны неустойчивые движения, обусловленные именно наличием *паточкой*. Источники этих отклонений оказывают дестабилизирующее воздействие на возмущения в пограничных слоях гидродинамич. течений. В ряде случаев такие неустойчивости приводят к установившемуся вынужденным колебаниям и *автоколебаниям*, т. е. таких самосогласованных колебательных движений, при к-рых поступление энергии из внешнего (обычно неколебательного) источника компенсируется диссипативными потерями. Напр., в *турбулентных течениях*

энергия потока передается сначала крупным вихрям, а затем, в результате непрерывных взаимодействий, — вихрям всё более и более мелкомасштабным. Так продолжается до тех пор, пока не вступит в игру вязкость, которая сглаживает градиенты скорости, преобразуя энергию вихрей в тепло. В неравновесных с. с. возможно также образование *диссипативных структур*. Лит.: Д и в а у Д. Д., Д и ф и з и ч. Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; и х ж е, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; и х ж е, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; и х ж е в кн М. А., Общединамика, М., 1974; Д л а х т и г Т., Теория пограничного слоя, М., 1974.

ДИССИПАТИВНАЯ ФУНКЦИЯ (функция рассеяния) — ф-ция, вводимая для учёта переходов энергии упорядоченного движения в энергию неупорядоченного движения, в конечном счёте — в тепловую, напр., для учёта влияния сил вязкого трения на движение механич. системы. Д. ф. характеризует степень убывания механич. энергии этой системы. Д. ф., делённая на абс. темп-ру, определяет скорость, с к-рой возрастает энтропия в системе (т. н. *производная энтропии*). Д. ф. имеет размерность мощности.

Д. ф. может быть построена для механич. систем, у к-рых скорости макроскопич. движений настолько малы, что силы сопротивления движению можно считать линейно зависящими от скоростей. Если положение такой системы определяется обобщёнными координатами q_1, q_2, \dots, q_s , то для неё Д. ф. является квадратичной формой обобщённых скоростей $\dot{q}_i = dq_i/dt$:

$$F = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^s \sum_{k=1}^s \alpha_{ik} \dot{q}_i \dot{q}_k,$$

где $\alpha_{ik} = \alpha_{ki}$ — размерные коэфф., зависящие в общем случае от координат q_i . Величина F всегда положительна и численно равна половине полной механич. энергии E системы, рассеиваемой в единицу времени:

$$F = -\frac{1}{2} \frac{dE}{dt}.$$

Зная Д. ф., можно вычислить соответствующую каждой координате q_i силу сопротивления $Q_i^{(R)} = -\partial F/\partial q_i$ и составить дифференц. ур-ния движения системы в лагранжевой форме:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i^{(R)} \quad (i=1, 2, \dots, s),$$

где $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ — *Лагранжа функция* для данной системы.

Д. ф. может также вводиться для характеристики сил внутр. трения при движении сплошной среды (жидкости, газа, деформируемого твёрдого тела). В этом случае Д. ф. — квадратичная форма компонент тензора скоростей деформаций с коэфф., характеризующими вязкость среды. Напр., для изотропной среды Д. ф., отнесённая к единице объёма, имеет вид

$$\Phi = \mu \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{ik}^2 + \frac{1}{2} \left(\lambda - \frac{2}{3} \mu \right) \theta^2,$$

где ε_{ik} — компоненты тензора скоростей деформации (деформаций удлинения при $i=k$ и деформаций сдвига при $i \neq k$), $\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ — скорость объёмного расширения, μ и λ — коэф. вязкости, характеризующие соответственно вязкость при сдвиге и вязкость при объёмном расширении. В частности, для несжимаемой вязкой жидкости ($\theta=0$) выражение Φ , если учесть, что $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}$, имеет вид

$$\Phi = \mu \left[\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2 + \varepsilon_{33}^2 + 2(\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{23}^2 + \varepsilon_{31}^2) \right],$$

где μ — динамич. коэф. вязкости. Ур-ния движения среды в компонентах напряжений имеют вид

$$\rho \frac{ds_i}{dt} = F_i + \frac{\partial \sigma_{i1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{i2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{i3}}{\partial x_3} \quad (i=1, 2, 3),$$

где ρ — плотность, x_i — координаты, v_j — проекции скорости, F_j — проекция силы, действующей на единицу объёма, σ_{ik} — компоненты тензора напряжений. Если для данной среды Д. ф. известна, то учесть влияние внутр. трения можно, заменив в ур-ниях движения все σ_{ik} на $\sigma_{ik} + \sigma_{ik}^*$, где σ_{ik}^* — компоненты «диссипативного» тензора напряжений, вычисляемые из равенств $\sigma_{ik}^* = \partial \Phi / \partial \varepsilon_{ik}$. В частности, для изотропной среды

$$\sigma_{11}^* = 2\mu \varepsilon_{11} + \left(\lambda - \frac{2}{3} \mu \right) \theta \quad \text{и т. д.}, \quad \sigma'_{12} = 2\mu \varepsilon_{12} \quad \text{и т. д.}$$

Понятие Д. ф. употребляется в применении и к немеханич. системам, когда ур-ния движения могут быть записаны в лагранжевой форме. Напр., колебания электрич. тока I_i в i -м контуре системы контуров могут быть записаны как вышпердефинённые ур-ния Лагранжа, в к-рых под q_i нужно поимать заряд e_i на обкладках i -го конденсатора, под \dot{q}_i — соответствующий ток $I_i = de_i/dt$, а под Д. ф. величину $R = \sum R_i I_i^2/2$, где R_i — омическое сопротивление i -го контура. Тогда диссипативный член в правой части ур-ния Лагранжа будет равен $Q_i^{(R)} = -\partial R/\partial I_i$. Он характеризует в данном случае переход энергии упорядоченного тока в джоулеву теплоту.

Понятие о Д. ф. используется при изучении движения диссипативных систем, в частности для учёта влияния сопротивлений на малые колебания системы около её положения равновесия, для исследования затухания колебаний в уругой среде, для учёта тепловых потерь при затухании колебаний электрич. тока в системе контуров и др.

Лит.: С т р е т Д. ж. В. (Юри Ралея), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, 2, М., 1901; Д и в а у Д. Д., Физика и в кн М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; и х ж е, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; и х ж е, Механика, 3 изд., М., 1973; и х ж е, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

ДИССИПАТИВНЫЕ СИЛЫ — силы, при действии к-рых на движущуюся механич. систему её полная механич. энергия убывает, переходя в другие, немеханич. формы энергии, напр. в теплоту (см. *Диссипативные системы*). Примеры Д. сил — силы вязкого или сухого трения.

ДИССИПАТИВНЫЕ СИСТЕМЫ — динамич. системы, у к-рых энергия упорядоченного процесса переходит в энергию неупорядоченного процесса, в конечном счёте — в тепловую. В механич. Д. с. полная энергия (сумма кинетической и потенциальной) при движении непрерывно уменьшается (рассеивается), переходя в другие, немеханич. формы энергии (напр., в теплоту). Примеры Д. с.: твёрдые тела, между к-рыми действуют силы сухого или жидкостного трения; вязкая (или упруговязкая) среда, в к-рой напряжения зависят от скоростей деформаций; колебания электрич. тока в системе контуров, затухающие при наличии омического сопротивления из-за перехода энергии в джоулеву теплоту, и т. д. Практически все системы, с к-рыми приходится реально сталкиваться в земных условиях, являются Д. с. Рассматривать их как консервативные, т. е. как системы, в к-рых механич. энергия сохраняется, можно лишь в отд. случаях, приближённо отбрасывая от ряда реальных свойств системы. Д. с. изучаются с макроскопич. точки зрения термодинамич. неравновесных процессов, с микроскопической — статистич. механикой неравновесных процессов или физической кинетикой.

Движение механич. Д. с. исследуют с помощью обычных ур-ний динамики для систем материальных точек, твёрдых тел или сплошных сред, включая в число действующих сил т. н. диссипативные силы или силы сопротивления. Однако интегрирование получающихся ур-ний бывает в большинстве случаев связано со значат. трудностями, особенно когда зависимость диссипативных сил от характеристик движения (напр., от скорости) не выражается в простой аналитич. форме или когда точное решение задачи связано с необходимостью

одновременно интегрировать уравнения движения среды и тела, движущегося в этой среде (задачи о движении тел в воде или воздухе, о пробивании брони и т. п.).

Наука движения Д. с. значительно упрощается, когда скорости механич. перемещений настолько малы, что диссипативные силы можно считать линейными ф-циями обобщённых скоростей. В этих случаях диссипативная энергия может быть охарактеризована т. диссипативной функцией, численно равной половине полной энергии системы, рассеивающейся в единицу времени, и диссипативные силы могут быть просто выражены через эту ф-цию.

Лит.: см. при ст. Динамика. Диссипативная функция. Кинетика физическая, Термодинамика неравновесных процессов. С. М. Тарг.

ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ — устойчивые пространственно неоднородные структуры, возникающие в результате развития неустойчивостей в одномерной неравновесной диссипативной среде. Термин предложен И. Пригожиным (I. Prigogine). Примером Д. с. могут служить ячейки Бенара (чередование восходящих и нисходящих конвекционных потоков в жидкости), страты в плазме, неоднородные распределения концентраций в хим. реакторах, перистолет облака и др. явления. Основы общей теории Д. с. сформулированы А. Тьюрингом (A. Turing) в 1952.

Простейшие модели Д. с. описываются двумя динамич. переменными x, y , зависящими от времени t и одной пространственной координаты r :

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial t} &= P(x, y) + D_x \frac{\partial^2 x}{\partial r^2}, \\ \frac{\partial y}{\partial t} &= Q(x, y) + D_y \frac{\partial^2 y}{\partial r^2}. \end{aligned} \quad (*)$$

Система (*) описывает кинетику нелинейных процессов (физ., хим., биол. и т. д.) с учётом миграции компонент x и y (в частности, за счёт диффузии) в соседние области пространства. Величины D_x и D_y — коэф. диффузии, нелинейные ф-ции $P(x, y)$ и $Q(x, y)$ описывают природу и убывк компонент x и y . Если Д. с. образуются на отрезке длины L ($0 \leq r \leq L$) с непроницаемыми концами, граничные условия имеют вид $\partial x / \partial r = \partial y / \partial r = 0$ при $r=0, L$. Образование Д. с. возможно при след. условиях. 1) Одна из переменных (напр., x) является «автокаталитической», другая (y) — «демпфирующей». Это значит, что в системе, линейной вблизи стационарного состояния \bar{x}, \bar{y} [такого, что $P(\bar{x}, \bar{y}) = Q(\bar{x}, \bar{y}) = 0$], величина $\partial P / \partial x|_{\bar{x}, \bar{y}}$ положительна, а величина $\partial Q / \partial y|_{\bar{x}, \bar{y}}$ отрицательна. Величины $\partial P / \partial x$ и $\partial Q / \partial y$ также должны иметь разные знаки. Такие условия выполняются лишь в термодинамически неравновесных *открытых системах*; согласно терминологии Пригожина, они относятся к области «нелинейной термодинамики». 2) Коэф. диффузии автокатализатора должен быть меньше коэф. диффузии для демпфера (т. е. $D_x < D_y$).

При выполнении условий (1) и (2) однородное стационарное состояние $x = \bar{x}, y = \bar{y}$ может терять устойчивость по отношению к гармонич. возмущениям с определенной длиной волны, соизмеримой с L . Значения параметров системы (*), при к-рых декремент затухания упомянутых возмущений обращается в нуль, наз. бифуркационными, а само явление — *бифуркацией* Тьюринга. Система отбрасывает из внеш. возмущений границу, число гармонич. мод (в предельном случае одну), к-рые могут нарастать. Их нарастание стабилизируется нелинейными членами ф-ций $P(x, y)$ и $Q(x, y)$. При значенных параметрах, близких к бифуркационным, образуется плавная гармония. Д. с. Вдали от точки бифуркации возникают контрастные Д. с., к-рые состоят из узких участков резкого изменения автокаталитич. переменной x , чередующихся с широкими участками плавного изменения переменных. При об-

ратном соотношении между коэф. диффузии ($D_x \gg D_y$) в системе возникают *автомодели*. Все научные модели Д. с. разбиваются на два класса, к-рые можно привести в соответствие с катастрофами тина «складка» и «сборка» (см. Катастроф теория). Класс Д. с. определяется числом экстремумов ф-ции $y(x)$, являющейся решением ур-ния $P(x, y) = 0$.

В случае одного экстремума (складка) контрастная Д. с. состоит из ряда узких «пиков» автокаталитич. переменной $x(r)$, разделённых длинными участками плавного изменения обеих переменных. Если имеется два экстремума (сборка), то возможно образование контрастных Д. с. ступенчатой формы, состоящих из широких участков повышенного и пониженного содержания автокатализатора; узкие границы между ними — фронты резкого изменения $x(r)$.

На отрезке длины L может существовать несколько (много) разл. периодич. Д. с., реализация каждого решения зависит от истории возникновения Д. с. Контрастные Д. с. весьма чувствительны к малым неоднородностям пространства, поэтому могут возникать достаточно стабильные непериодич. Д. с. (в к-рых длины плавных участков различны). Теорию Д. с. используют для качественного описания явлений самоорганизации в природе. В частности, в биологии её применяют для описания спонтанного возникновения структуры при развитии организма (морфогенез), пространственно неоднородного распределения особей в экологии и структуры колоний у ряда микроорганизмов. Теория Д. с. входит как существ. часть в *синергетику* и теорию автоволн.

Лит.: Николос Г. Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах, пер. с англ., М., 1979; Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. Автоколебательные процессы в распределённых системах, «УФН», 1979, т. 128, с. 625; Кернер Б. С., Осипов В. Н. Стохастически неоднородные структуры в неравновесных системах, «ЖЭТФ», 1980, т. 79, с. 2218; Turing A. M., Chemical Basis of Morphogenesis, «Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. B», 1952, v. 237, p. 37. Д. С. Чернышков.

ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ (от лат. dissipatio — рассеяние) — переход части энергии упорядоченных процессов (кинетиц. энергии движущегося тела, энергии электрич. тока и т. п.) в энергию неупорядоченных процессов, в конечном счёте — в теплоту. Системы, в к-рых энергия упорядоченного движения с течением времени убывает за счёт Д. э., переходя в др. виды энергии, напр. в теплоту или излучение, наз. диссипативными. Для учёта процессов Д. э. в таких системах при опред. условиях может быть введена *диссипативная функция*. Если Д. э. происходит в замкнутой системе, то энтропия системы возрастает. Д. э. в *открытых системах*, обусловленная процессами уноса энергии из системы, напр. в виде излучения, может приводить к уменьшению энтропии рассматриваемой системы при увеличении полной энтропии системы и окружающей среды. Это, в частности, обеспечивает важную роль процессов Д. э. в уменьшении энтропии вещества на стадиях образования галактик и звёзд в теории горячей Вселенной.

ДИССОЦИАТИВНОЕ РАВНОВЕСИЕ — состояние газа (или разбавленного раствора), в к-ром имеет место равновесие скоростей реакций распада (диссоциации) молекул, обратных реакций их воссоединения (рекомбинации) из атомов (или) радикалов. Понятие о Д. р. используется преим. в астрофизике, где обычно приходится иметь дело с горячей газовой средой. Д. р. является частным выражением понятия химического равновесия.

В газе, состоящем из l компонентов, образованных m хим. элементами, может протекать $n - m$ независимых реакций, т. е. реакций, не сводимых к линейным комбинациям др. реакций. Систему независимых реакций образуют, в частности, реакци диссоциации всех входящих в газовую смесь молекул на составляющие их атомы. Условие хим. равновесия — равенство скоро-

стей прямых и обратных реакций — может быть выражено в виде действующих масс закона, записанного для каждой из независимых реакций:

$$\prod_i p_i^{v_i} = K_p(T), \quad i=1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

где p_i — парциальные давления компонентов, v_i — их стехиометрич. коэф., K_p — константа хим. равновесия (константа диссоциации), зависящая только от температуры T . Величина K_p определяется изменением энергии Гиббса в результате реакции:

$$RT \ln K_p = - \sum_i v_i G_i^{\circ}, \quad (2)$$

где G_i° — энергия Гиббса i -го компонента, R — универсальная газовая постоянная. Значок $^{\circ}$ означает, что соответствующая величина определена для вещества в стандартном состоянии. Стандартным состоянием для газообразного вещества при данной темп-ре T является состояние гипотетич. идеального газа с темп-рой T при давлении $p=1$ атм. Поскольку $G_i^{\circ} = H_i^{\circ}(T) - TS_i^{\circ}(T)$, где H_i° — энтальпия i -го компонента, S_i° — его энтропия, то:

$$R \ln K_p = \sum_i v_i \Phi_i^{\circ}(T) - \sum_i v_i H_i^{\circ}(0)/T, \quad (3)$$

где $\Phi_i^{\circ}(T) = -[G_i^{\circ}(T) - H_i^{\circ}(0)]/T$ — т. н. приведенная энергия Гиббса, к-рая может быть вычислена, если известна полная статистич. сумма Q_i для соответствующего компонента $\Phi_i^{\circ}(T) = R \ln Q_i/N$, где N — число Авогадро. Величины $\Phi_i^{\circ}(T)$ рассчитаны для мн. веществ. Для вычисления $\sum_i v_i H_i^{\circ}(0)$ используются приводимые в справочниках величины $\Delta_f H_i^{\circ}(0)$ — энтальпии образования вещества из элементов в стандартных состояниях при $T=0$ К; в соответствии с законом Гесса: $\sum_i v_i H_i^{\circ}(0) = \sum \Delta_f H_i^{\circ}(0)$.

Существует неск. способов отыскания равновесного хим. состава газа с помощью констант диссоциации независимых реакций. Часто используется метод, в к-ром сначала определяют парциальные давления свободных атомов. Для этого составляется m ур-ний баланса массы:

$$\sum_i a_{ij} p_i = \bar{p}_j = b_j / RT, \quad (4)$$

где a_{ij} — число атомов элемента j в молекуле сорта i , p_i — парциальное давление i тх молекул, b_j — полное число молей элемента j в смеси, \bar{p}_j — фактическое давление элемента j , т. е. то парциальное давление соответствующих свободных атомов, к-рое имело бы место при полной диссоциации всех содержащихся данный элемент молекул. С помощью соответствующих констант диссоциации давление p_i в ур-нии (4) может быть выражено через парциальные давления p_j составляющих элементов, находящихся в свободном атомном состоянии. В результате из (4) получим систему нелинейных алгебраич. ур-ний для p_i . Определив из этой системы все p_i , можно вычислить p_j для любого интересующего нас сорта молекул, составив соответствующее ур-ние диссоциации (1). При расчётах Д. р. качественный состав газовой смеси должен быть задан заранее, и от исследователя требуется определить интуитивно, чтобы не упустить важных соединений, к-рые могут влиять существенно на равновесное содержание др. соединений.

Более общий метод нахождения равновесного состава газовой смеси основан на том факте, что при равновесии в заданных условиях достигает экстремума пекран термодинамич. ф-ции. В особенно часто встречающемся случае, когда равновесие осуществляется при

постоянных T и p , минимизируется энергия Гиббса газовой смеси:

$$\begin{aligned} \Phi(x_1, x_2, \dots, x_n) = \\ = \sum_i x_i \left(- \frac{\Delta_f H_i^{\circ}(0)}{RT} + \frac{\Delta_f H_i^{\circ}(0)}{RT} + \ln \frac{x_i}{\sum_i x_i} + \ln p \right), \quad (5) \end{aligned}$$

где n — число компонентов, x_i — число молей i -го компонента в смеси. Для определения равновесных значений x_i необходимо найти минимум ф-ции (5) при условии баланса массы (4). Для решения этой задачи разработаны эффективные вычислит. методы.

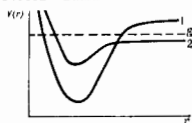
Методы, аналогичные изложенным, позволяют исследовать и более общие случаи хим. равновесия, напр. определять концентрации не только нейтральных, но и заряж. газ. и кол-ва веществ в конденсиров. фазах.

Расчёты Д. р. звёздных атмосфер выполняемые с кон. 20-х гг., позволили объяснить осн. характеристики спектров холодных звёзд, в частности разделение спектральной последовательности в области холодных звёзд на «кислородную» и «углеродную» ветви (см. *Спектральные классы*), особенности изменения интенсивности молекулярных полос вдоль спектральной последовательности, различия молекулярных спектров звёзд гигантов и карликов и др.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1978; Термодинамические свойства индивидуальных веществ, под ред. В. П. Глушко, 3 изд., т. 1—4, М., 1978—82; White W. B., Johnson S. M., Dainton G. B., *Chemical equilibrium in complex mixtures*, *J. Chem. Phys.*, 1958, в. 28, р. 751. В. С. Стрельников.

ДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛЫ (от лат. dissociatio — разделение, разъединение) — распад молекулы на две или неск. частей — свободные радикалы, ионы или др. молекулы. Д. м. возникает под воздействием тепла, света, электрич. поля и т. д., в соответствии с этим различают тепловую (термич.), фотохим. Д. м. и т. д. При тепловой Д. м. молекулы распадаются либо на свободные радикалы, имеющие неспаренные электроны (напр., $\text{CH}_3\text{-OH} \rightarrow \text{CH}_2 + \text{OH} + \text{H}$), либо на разные молекулы или атомы (напр., $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}$). Продуктами фотохим. Д. м. являются атомы или свободные радикалы в основном или возбужденном электронном состоянии (напр., $\text{CH}_2 + \text{h}\nu \rightarrow \text{CH}_2^+ + \text{I}$; ν — частота внеш. излучения). Д. м. в подкислых растворителях наз. электролитическое диссоциацией.

Д. м. чаще всего — процесс обратимый, характеризуемый константой равновесия диссоциации K_d . Отношение числа диссоциировавших молекул к общему числу молекул наз. степенью диссоциации. Энергия, требуемая для диссоциации одной молекулы в свободном состоянии (в идеальном газе) при 0 К, наз. энергией диссоциации. Энергия диссоциации характеризует прочность химической связи



Условия возникновения преддиссоциации. Кривые потенциальной энергии, соответствующие электронным состояниям 1 и 2, перекрещиваются. В состоянии 2 энергия опадает в область непрерывного спектра. E — энергия в-рого колебательного уровня устойчивой молекулы в электронном состоянии 1. При переходе 1→2 происходит преддиссоциация молекулы.

и измеряется методом электронного удара, калориметрически, из исследования термодинамич. равновесий, а также с помощью спектроскопич. и кинетич. методов.

Энергия Д. м. определяется видом потенциальной поверхности молекулы. В случае двухатомной молекулы зависимость потенц. энергии U от межъядерного расстояния r для осн. электронного состояния молекулы обычно удовлетворительно описывается кривой Морзе:

$$U(r) = D [1 - \exp[-a(r-r_0)]]^2,$$

где r_0 — равновесное межъядерное расстояние, D — 655

энергии диссоциации, a — параметр, характеризующий крутизну потенц. ям (см. *Межатомное взаимодействие*).

В случае пересечения кривых потенц. энергии двух электростатических урочей (обычно основного и возбужденного) наблюдается преддиссоциация (рис.). Если E — пек-рый колебат. уровень энергии устойчивой молекулы в состоянии I расположен так, как показано на рис., то при переходе из состояния I в состояние 2 произойдет самопроизвольный распад молекулы. В результате преддиссоциации, осн. уровень энергии, соответствующий кривой I , обладает конечной продолжительностью жизни и, следовательно, размываемый, т. е. уширяется.

В. Г. Давидский.

ДИСТОРСИЯ (от лат. *distorsio, distortio* — искривление) — одна из аббераций оптич. систем, заключающаяся в искажении изображения, даваемого оптич. системой вследствие неодинакового линейного увеличения различных частей изображения. Подробнее см. *Абберации оптических систем*.

ДИСТОРСИЯ механическая — изменение взаимного расположения материальных точек среды (тела), вызванное внеш. воздействием или внутр. силами и включающее деформацию. Если $\mathbf{d}_j(x_1, x_2, x_3)$ — координаты вектора перемещения нек-рой точки $M(x_1, x_2, x_3)$ в прямоугольной прямоугольной системе координат $Ox_1x_2x_3$, то коллективный мерой Д. является тензор $D_{ij} = d_{ij}/dx_j$. При $|d_{ij}| \ll 1$ Д. наз. малой Д. Симметричная часть тензора малой Д. $(d_{ij} + d_{ji})/2 = \epsilon_{ij}$ есть тензор малой деформации; антисимметричная часть $(d_{ij} - d_{ji})/2$ определяет поворот окрестности рассматриваемой точки M как абсолютно твердого тела. Понятие Д. используется в механике сплошной среды.

В. С. Лосский.

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ — процесс неупругого соударения адронов и атомных ядер, в результате к-рого возбуждается один из адронов без изменения внутр. состояния другого либо возбуждаются оба партнера соударения (двойной Д. д.). Простейшие примеры Д. д. — процесс развала быстрого дейтрона, $d \rightarrow p + n$, и превращение $\pi \rightarrow 3\pi$ при рассеянии d и π на атомных ядрах с малыми передачами импульса.

Феноменологически к Д. д. относят такие неупругие и множественные процессы с участием адронов, к-рые характеризуются след. свойствами: а) дифференц. сечения сильно вытянуты вперед, осн. часть процесса связана с малыми передачами импульса; б) сечения почти не зависят от энергии, увеличиваясь при совсем высоких энергиях $[\geq 100 \text{ ГэВ}$ в лаб. системе (л. с.)] пропорционально $\ln(s/s_0)$, где \sqrt{s} — энергия в системе центра инерции (с. п. я.) сталкивающихся частиц, а s_0 — постоянная величина размерности квадрата энергии; в) между группами частиц в конечном состоянии имеется большой пезааналит. интервал по быстротам; г) сечения с участием частиц и античастиц на заданной энергии равны между собой; д) в t -канале (где t — квадрат переданного 4-импульса) преобладают обмены поперомом; е) дифракц. амплитуды факторизуются, т. е. отношение амплитуд для процессов $A+B \rightarrow A'+B'$ и $C+B \rightarrow C'+B'$ не зависит от типа частиц В и В'; ж) в вершинах превращения $A \rightarrow A'$ и $B \rightarrow B'$ возможен обмен, удовлетворяющий правилу $P_A = P_{A'}(-1)^{J_{A'} - J_A}$, где P — четность, а J — спин частиц.

В процессе одиночной Д. д. распределение по массам M_X образующейся системы имеет вид у порога, само распределение занимает огранич. интервал масс — наклон дифракц. конуса дифференц. сечения Д. д. сильно зависит от M_X . Экспериментально при Д. д. протона величина наклона сечения меняется от 20 ГэВ^{-2} до 4 ГэВ^{-2} при изменении M_X от 1,2 ГэВ до значений $M_X \geq 1,6 \text{ ГэВ}$ (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). В области масс, больших чем в области образования резонансов, наклон определяется

формфактором вершины, в к-рой не происходит рождения частиц.

Так же, как и для (унругого) дифракционного рассеяния, рассмотрение процессов Д. д. возможно как в s -канале, когда изучаются переходы между собственными (диагональными) состояниями рассеяния (т. е. состояниями, к-рые только поглощаются и рассеиваются упруго), так и в t -канале, когда процесс определяется свойствами систем, к-рыми адроны обмениваются при столкновении.

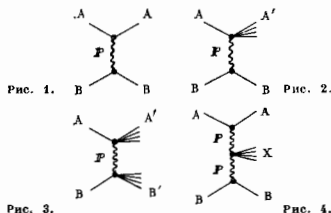
В картине s -канала Д. д. может быть сведена к дифракц. рассеению собств. состояний, в к-рые можно разложить начальные и конечные состояния. В процессе рассеяния эти состояния по-разному поглощаются мнимостью, что приводит к изменению волновой ф-ции в конечном состоянии. Такая перестройка полной волновой ф-ции падающего адрона и обуславливает Д. д. В кварк-партоной картине (см. *Партоны*) Д. д. происходит в результате флуктуации партонов как по числам заполнения, так и по поперечному и продольному импульсам. При этом предполагается, что только медленные партоны ответственны за их взаимодействие. Модели, связанные с квантовой хромодинамикой, объясняют процессы Д. д. обменом двумя глюонами.

Для величины сечения Д. д. справедливо неравенство

$$\sigma_D \leq \frac{1}{2} \sigma_{tot} - \sigma_S$$

(предел Памплина; J. Pumplin, 1973). Здесь σ_{tot} — полное сечение, σ_S — сечение дифракц. рассеяния. Эксперим. данные при $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}$ «вспышают» неравенство, приводя к значению ок. 13,5 мб для суммы сечения однократной и двойной Д. д. Таким образом, Д. д. и дифракц. рассеяние в сумме составляют приблизительно половину полного сечения.

В картине t -канала процесс уругого дифракции (дифракц. рассеяния) может быть представлен графиком, изображенным на рис. 1 (волнистой линией поме-



чет обмен доминирующим при высоких энергиях поперомом \mathbb{P} — востелем квантовых чисел вакуума). Однократной Д. д. соответствует диаграмма на рис. 2, где возбуждение происходит только в одной вершине. Двойной Д. д. соответствует диаграмма на рис. 3, когда возбуждение имеет место в обеих вершинах взаимодействия. Процессу $A+B \rightarrow A+B+X$ (где X — совокупность рожденных адронов) с двойным обменом поперомом соответствует диаграмма на рис. 4. Описание последнего процесса с помощью обмена двумя поперомами возможно при значительных больших энергиях, чем для процессов, представленных диаграммами на рис. 1—3.

Условие когерентности при соударении адронов высоких энергий (с адронами и атомными ядрами) является синонимом дифракции. Если изменение импульса падающего адрона (массы m), умноженного на продольный радиус взаимодействия, не превышает единицы, то конечная волновая ф-ция остается когерентной начальной волновой ф-ции и происходит дифракция. Для Д. д. протона это приводит к ограничению по об-

дасть масс M_X образовавшейся системы частиц: $M_X^2/s < 0,1$. В зависимости сечения инклюзивной Д. д. при малых передачах импульса от M_X^2 видны известные возбуждения нуклона (рис. 5). Поведение инклюзивных сечений для диссоциации протона как M_X^2 связано со вкладом т. п. трёхмерного взаимодействия (см. *Редаже половос метод*).

Двойной Д. д. кинематически можно выделить, рассматривая распределения образовавшихся частиц по быстрой массе. Вылетающие в процессе двойной Д. д. части-

раинма, она ограничивает разрешающую способность оптич. приборов, концентрацию энергии в фокусе линзы и энергию, передаваемую от излучателя к приёмнику с конечной апертурой. Д. р. может быть скомпенсирована волновым режимом распространения (см. *Световод*) или сильнейшими эффектами (см. *Самофокусировка света*).

Лит.: см. при ст. Дифракция света.

В. А. Вислоух.

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА — оптич. элемент, представляющий собой совокупность большого числа регулярных расположенных штрихов (канавок, щелей, выступов), нанесённых тем или иным способом на плоскую или вогнутую оптич. поверхность. Д. р. используется в спектральных приборах в качестве диспергирующей системы для пространственного разложения эл.-магн. излучения в спектр. Фронт световой волны, падающей на Д. р., разбивается её штрихами на отдельные когерентные пучки, к-рые, претерпев дифракцию на штрихах, интерферируют (см. *Интерференция света*), образуя результирующее пространственное распределение интенсивности света — спектр излучения.

Существуют отражательные и прозрачные Д. р. На первых штрихи нанесены на зеркальную (металлич.) поверхность, и результирующая интерференционная картина образуется в отражённом от решётки свете. На вторых штрихи нанесены на прозрачную (стеклянную) поверхность, и интерференционная картина образуется в проходящем свете.

Если штрихи нанесены на плоскую поверхность, то такие Д. р. наз. плоскими, если на вогнутую — вогнутыми. В современных спектральных приборах используются как плоские, так и вогнутые Д. р., гл. образом отражательные.

Плоские отражательные Д. р., изготовляемые с помощью спец. делительных машин с алмазным резцом, имеют параллельные, строго параллельные друг другу и эквидистантные штрихи одинаковой формы, к-рая определяется профилем режущей грани алмазного резца. Такая Д. р. представляет собой периодич. структуру с пост. расстоянием d между штрихами (рис. 1), к-рое наз. периодом Д. р. Различают амплитудные и фазовые Д. р. У первых периодически изменяется коэфф. отражения или преломления, что вызывает изменение амплитуды падающей световой волны (такова решётка

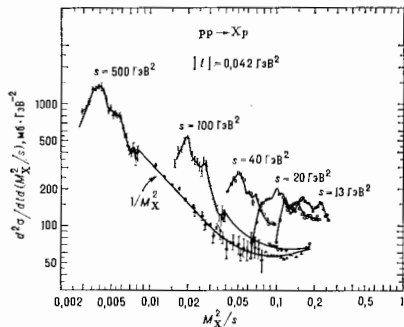


рис. 5. Зависимость инвариантного дифференциального сечения $d\sigma/dt(dM_X^2/s)$ для процесса $pp \rightarrow Xp$ при $|t| = 0,042 \text{ ГэВ}^2$ от M_X^2/s при различных значениях s . С увеличением энергии область резонансов сдвигается к меньшим значениям M_X^2/s , тогда как большие массы входят в область дифракции и сечения изменяются $\sim 1/M_X^2$ (разные значия — результаты различных экспериментов).

цы концентрируются на краях интервала быстрой, а расстояние по быстрой массе между группами частиц (кластерами) должно быть больше нек-рого мин. значения. В отличие от распределения по массам, распределение по $|t|$ в Д. д. более полого.

Двойной нумерный обмен экспериментально непостоянно изучен. Критич. проверкой природы обмена двумя померонами было бы установление массового спектра центр. кластера, к-рый должен характеризоваться азисинном $I=0$ и спином и чётностью $J^P=0^+$, 2^+ , 4^+ , ... В массовом спектре яе должно быть одиночных векторных мезонов. Однако на опыте они наблюдаются, вследствие чего возникает вопрос о самом существовании двойного обмена померонами при достигнутых на ускорителях энергиях частиц.

Лит.: По и о б р а ч е н у к. И. Я. Собр. науч. трудов, т. 3, М., 1972, с. 141—247; Мух и н. С. В., Ц а р е в. В. А., Дифракционное возбуждение протонов на протонах и дейтронах при высоких энергиях и малых перпендикулярных импульсах, «Физика», 1977, т. 8, с. 989; Н и к о л а с е в. И. Н., Кварки во взаимодействиях дептонов, фотонов и адронов высокой энергии с ядрами, «УФН», 1981, т. 134, с. 369.

ДИФРАКЦИОННАЯ РАСХОДИМОСТЬ — уширение светового (волнового) пучка за счёт дифракции света на краях диафрагмы, оправ, отверстий и т. п. Д. р. пропорциональна длине световой волны λ и обратно пропорциональна радиусу r_0 диафрагмы. В угловой мере Д. р. когерентного излучения $\theta_2 = \kappa \lambda / r_0$, где κ — коэфф., зависящий от распределения интенсивности на апертуре излучателя (напр., для круглого отверстия, осевниного плоской волны, $\kappa=0,61$). На расстояниях $z > \lambda^2 / \theta$ от апертуры радиус пучка $r_z = \theta z$. Угловая Д. р. частично когерентного излучения превосходит θ , примерно в r_0/r_k раз, где r_k — длина когерентности. В линейной однородной среде Д. р. принципиально неуст-

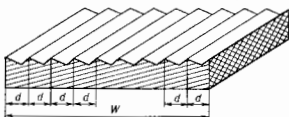


рис. 1. Схема одномерной периодической структуры плоской дифракционной решётки (сильно увеличено); d — период решётки; W — длина нарезной части решётки.

из щелей в непрозрачном экране). У фазовых Д. р. штрихам придаётся спец. форма, к-рая периодически изменяет фазу световой волны.

Если на плоскую Д. р. падает параллельный пучок света, ось к-рого лежит в плоскости, перпендикулярной к штрихам решётки, то, как показывает расчёт, получаемое в результате интерференции когерентных пучков от всех N штрихов решётки пространственное (по углам) распределение интенсивности света (в той же плоскости) может быть представлено в виде произведения двух ф-ций: $J_N \cdot J_G$. Ф-ция J_G определяется дифракцией света на отд. штрихе, ф-ция J_N обусловлена интерференцией N когерентных пучков, идущих от штрихов решётки, и связана с периодич. структурой Д. р. Ф-ция J_N для данной длины волны λ определяется периодом решётки d , полным числом штрихов решётки N и углами, образованными падающим (угол ψ) и дифрагированным (угол φ) пучками с нормалью к решётке (рис. 2), но не зависит от формы штри-

хов. Она имеет вид $J_N = (\sin N\theta / \sin \theta)^2$, где $\theta = \lambda \Delta / \lambda$, $\Delta = d(\sin \psi + \sin \varphi)$ — разность хода между когерентными параллельными пучками, идущими под углом φ от соседних штрихов Д. р.: $\Delta = AB + AC$ (см. рис. 2, а) — для фазовой отражательной Д. р., б —

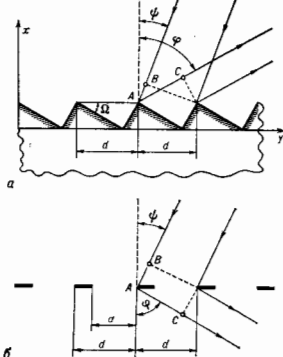


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая принцип действия дифракционной решетки: а — фазовой отражательной, б — амплитудной щелевой.

для амплитудной щелевой решетки). Ф-ция J_N — периодич. ф-ция с резкими интенсивными гл. максимумами и меньшими вторичными максимумами (рис. 3, а). Между соседними гл. максимумами расположено $N-2$

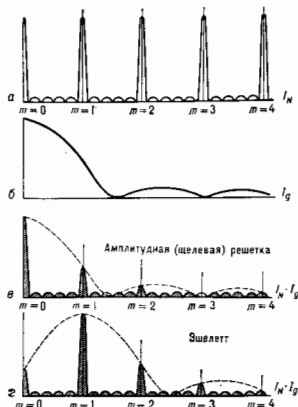


Рис. 3. Интерференционные функции дифракционной решетки.

вторичных максимумов и $N-1$ минимумов, где интенсивность равна нулю. Положение гл. максимумов определяется из условия $\sin \psi_{\text{макс}} = 0$ или $\psi_{\text{макс}} = \pm m\pi$, где $m=0, 1, 2, \dots$ — целое число. Откуда

$$\Delta = d(\sin \psi + \sin \varphi_{\text{макс}}) = \pm m\lambda,$$

т. е. гл. максимумы образуются в направлениях, когда разность хода между соседними когерентными пучками равна целому числу длин волн. Интенсивность всех

главных максимумов одинакова и равна $J_{N \text{ макс}} = N^2$, интенсивность же вторичных максимумов мала и не превышает $1/d^2$ от $J_{N \text{ макс}}$.

Соотношение $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\text{макс}}) = \pm m\lambda$, называемое ур-нием решетки, показывает, что при заданном угле падения ψ направления на главный максимум $\varphi_{\text{макс}}$ зависит от длины волны λ , т. е. $\varphi_{\text{макс}} = \varphi(\lambda)$; следовательно, Д. р. пространственно (по углам) разлагает излучение разл. длин волн. Если дифрагирует излучение, идущее от решетки, направить в объектив, то в его фокальной плоскости образуется спектр. При этом одновременно образуется неск. спектров при каждом значении числа $m \neq 0$, и величина m определяет порядок спектра. При $m=0$ (нулевой порядок спектра) спектр не образуется, т. к. условие $d(\sin \psi + \sin \varphi_0) = 0$ выполняется для всех длин волн (гл. максимумы для всех длин волн совпадают). Из последнего условия при $m=0$ также следует, что $\varphi_0 = -\psi$, т. е. что направление на

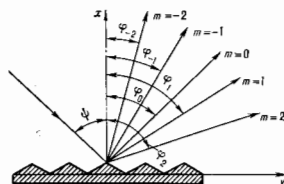


Рис. 4. Направления на оенстры разных порядков.

максимум нулевого порядка определяется зеркальным отражением от плоскости решетки (рис. 4); падающий и дифрагированный пучки нулевого порядка расположены симметрично относительно нормали к решетке. По обе стороны от направления на максимум нулевого порядка расположены максимумы и спектры $m = \pm 1, m = \pm 2$ и т. д. порядков.

Вторая ф-ция J_g , влияющая на результирующее распределение интенсивности в спектре, обусловлена дифракцией света на отд. штрихе: она зависит от величин d, λ, ψ и φ , а также от формы штриха — его профиля. Расчёт, учитывающий Гюйенса — Френеля принцип, даёт для ф-ции J_g выражение

$$J_g = \mathcal{E}_0^2 \int \exp[+ik(x\delta - y\mu)] d\ell \int \exp[-ik(x\delta - y\mu)] d\ell,$$

где \mathcal{E}_0 — амплитуда падающей волны, $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; $\delta = \cos \psi + \cos \varphi$, $\mu = \sin \psi + \sin \varphi$, x и y — координаты точек на профиле штриха. Интегрирование ведётся по профилю штриха. Для частного случая плоской амплитудной Д. р., состоящей из узких щелей в непрозрачном экране ($J_g = \mathcal{E}_0^2 a^2 (\sin u)^2 / u^2$, где $u = \pi a \mu / \lambda$, a — ширина щелей (или отражающих полосок), и представляет собой дифракц. распределение интенсивности при дифракции Фраунгофера на щели шириной a (см. Дифракция света). Вид её приведён на рис. 3 (б). Направление на центр гл. дифракц. максимума ф-ции J_g определяется из условия $u=0$ или $\mu = \sin \psi + \sin \varphi = 0$, откуда $\varphi_0 = -\psi$, т. е. это направление определяется зеркальным отражением от плоскости Д. р., и, следовательно, направление на центр дифракц. максимума совпадает с направлением на нулевой — ахроматический — порядок спектра. Следовательно, макс. значение произведения обеих ф-ций $J_N \cdot J_g$, а потому и макс. интенсивность будет в спектре нулевого порядка. Интенсивность же в спектрах остальных порядков ($m \neq 0$) будет соответственно меньше интенсивности в нулевом порядке (что схематически изображено на рис. 3, в). Это невыгодно при использовании амплитудных Д. р. в спектральных приборах, т. к. большая часть световой энергии, падающей на Д. р., направляется в нуле-

вой порядок спектра, где нет спектрального разложения, интенсивность же спектров других и даже первого порядков мала.

Если штрихам Д. р. придать треугольную несимметричную форму, то у такой фазовой решётки ф-ция J_g также имеет дифракц. распределение, но с аргументом Ω , зависящим от угла наклона Ω грани штриха (рис. 2, а). При этом направлении на центр дифракц. максимума определяется зеркальным отражением падающего луча не от плоскости Д. р., а от грани штриха. Изменяя угол наклона Ω грани штриха, можно совместить центр дифракц. максимума ф-ции J_g с любым интерференционным гл. максимумом ф-ции J_N любого порядка $m \neq 0$, обычно $m=1$ (рис. 3, в) или $m=2$. Условие такого совмещения: углы ψ и φ_{\max} должны одновременно удовлетворять соотношениям $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\max}) = m\lambda$ и $\psi + \varphi_{\max} = 2\Omega$. При этих условиях спектр данного порядка $m \neq 0$ будет иметь наиб. интенсивность, а указанные соотношения позволяют определить необходимую величину Ω при заданных λ , d , ψ и m . Фазовые Д. р. с треугольным профилем штриха, концентрирующие большую часть (до 80%) падающего на решётку светового потока в спектр нулевого порядка, наз. *шилеттами*. Угол, под к-рым происходит указанная концентрация падающего светового потока в спектр, наз. углом блеска Д. р.

Осп. спектроскопич. характеристики Д. р. — угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$, разрешающая способность $R = \lambda/\delta\lambda$ и область дисперсии $\Delta\lambda$ — определяются только свойствами ф-ции J_N , связанной с периодич. структурой Д. р., и не зависят от формы штриха.

Угл. дисперсию, характеризующую степень пространственного (углового) разделения лучей с разной длиной волны, для Д. р. получают, дифференцируя $d(\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda$; тогда $d\varphi/d\lambda = m/d(\cos \varphi)$, откуда следует, что при работе в заданном порядке спектра m величина $d\varphi/d\lambda$ тем больше, чем меньше период решётки. Кроме того, величина $d\varphi/d\lambda$ растёт с увеличением угла дифракции φ . Однако в случае амплитудной решётки увеличение угла φ приводит к уменьшению интенсивности спектра. В случае шилетта можно создать такой профиль штриха, при к-ром концентрация энергии в спектре будет происходить при больших углах φ , в связи с чем удаётся создавать светосильные спектральные приборы с большой угл. дисперсией.

Теоретическая разрешающая способность Д. р. $R = \lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — мин. разность длин волн двух монохроматич. линий (λ и $\lambda + \delta\lambda$) равной интенсивности, к-рые ещё можно различить в спектре. Как у всякого спектрального прибора, R Д. р. определяется в спектральной ширине $\delta\lambda$ *аппаратной функции*, к-рой в случае Д. р. являются главные максимумы ф-ции J_N . Определяя спектральную ширину $\delta\lambda$ этих максимумов, можно получить выражения для R в виде $R = m\lambda/W(\sin \psi + \sin \varphi)/\lambda$, где $W = Nd$ — полная длина захвачиваемой части Д. р. (рис. 4). Из выражения для R следует, что при заданных углах ψ и φ величина R может быть увеличена только за счёт увеличения размеров Д. р. — W . Величина R возрастает с увеличением угла дифракции φ , но медленнее, чем возрастает $d\varphi/d\lambda$. Выражение для R может быть также представлено в виде $R = D_{\varphi} d\varphi/d\lambda$, где $D_{\varphi} = W \cos \varphi$ — полная ширина параллельного дифрактив. пучка, идущего от Д. р. под углом φ .

Область дисперсии Д. р. — величина спектрального интервала $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, при к-ром спектр данного порядка m не накладывается со спектрами соседних порядков и, следовательно, имеет место однозначная связь между углом дифракции φ и λ . $\Delta\lambda$ определяется из условия $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\max}) = m\lambda_2 = (m+1)\lambda_1$, откуда $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1/m$. Для $m=1$ $\lambda_2 = 2\lambda_1$, т. е. область дисперсии охватывает интервал в одну октаву, напр. всю видимую область спектра от 800 до 400 нм. Выражение для $\Delta\lambda$ может быть также представлено в виде $\Delta\lambda = \lambda^2/d(\sin \psi + \sin \varphi)$, откуда следует, что величина

$\Delta\lambda$ тем больше, чем меньше d , и зависит от угла φ , уменьшаясь (в отягчение от $d\varphi/d\lambda$ и R) с увеличением φ .

Из выражений для $R = \lambda/\delta\lambda = mN$ и $\Delta\lambda = \lambda/m$ может быть получено соотношение $\Delta\lambda/\delta\lambda = N$. Для Д. р. различие между $\Delta\lambda$ и $\delta\lambda$ очень большое, т. к. у современных Д. р. полное число штрихов N велико ($N \sim 10^5$ и больше).

Вогнутая Д. р. У вогнутых Д. р. штрихи нанесены на вогнутую (обычно сферическую) зеркальную поверхность. Такие решётки выполняют роль как диспергирующей, так и фокусирующей системы, т. е. не требуют применения в спектральных приборах входной и выходного коллиматорных объективов или зеркал, в отличие от плоских Д. р. При этом источник света (входная щель S_1) и спектр оказываются расположенными на окружности, касательной к решётке в её вершине, диаметр окружности равен радиусу кривизны R сферич. поверхности Д. р. (рис. 5). Этот круг наз.

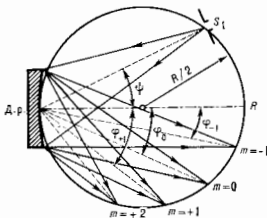


Рис. 5. Схема образования спектров вогнутой дифракционной решёткой на круге Роулянда.

кругом Роулянда. В случае вогнутой Д. р. из источника света (щели) на решётку падает расходящийся пучок света, а после дифракции на штрихах и интерференции когерентных пучков образуются результирующие световые волны, сходящиеся на круге Роулянда, где и располагаются интерференц. максимумы, т. е. спектр. Углы, образованные осевыми лучами падающего и дифрагированного пучков с осью спектра, связаны соотношением $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\max}) = \pm m\lambda$. Здесь также образуется неск. спектров разл. порядков, расположенных на круге Роулянда, к-рый является линией дисперсии. Поскольку ур-ние решётки для вогнутой Д. р. такое же, как и для плоской, то и выражения для спектроскопич. характеристик — угл. дисперсии, разрешающей способности и области дисперсии — оказываются совпадающими для решёток обоих видов. Выражения же для линейных дисперсий этих решёток различны (см. *Спектральные приборы*).

Вогнутые Д. р., в отличие от плоских, обладают *астигматизмом*, к-рый проявляется в том, что каждая точка источника (щели) изображается решёткой не в виде точки, а в виде отрезка, перпендикулярного к кругу Роулянда (к линии дисперсии), т. е. направленного вдоль спектральных линий, что приводит к значит. уменьшению интенсивности спектра. Наличие астигматизма также препятствует применению разл. фотометрич. приспособлений. Астигматизм можно устранить, если штрихи нанести на асферическую, напр. торoidalную вогнутую, поверхность или паразит решётку не с эквидистантными, а с изменяющимися по нек-рому закону расстояниями между штрихами. Но изготовление таких решёток связано с большими трудностями, они не получили ещё широкого применения.

Голографические Д. р. В 1970-х гг. был разработан новый, голографический метод изготовления как плоских, так и вогнутых Д. р., причём у последних астигматизм может быть устранён в значит. области спектра. В этом методе плоская или вогнутая сферич. подложка, покрытая слоем спец. светочувствительного материала — *фоторезиста*, освещается двумя пучками когерентного лазерного излучения (с длиной волны λ_0),

в области нересечения к-рых образуется стационарная интерференц. картина с косинусоидальным распределением интенсивности (см. *Интерференция света*), изменяющая фоторезистивный материал в соответствии с изменением интенсивности в картине. После соответствующей обработки экспонированного фоторезистивного слоя и нанесения на него отражающего покрытия получается голография. Фазовая поверхность решётки с косинусоидальной формой штриха, т. е. не является эшелетом и потому обладает меньшей светосилой. Если освещение производилось параллельными пучками, образующими между собой угол 2α (рис. 6), а подложка плоская, то получается плоская эквидистантная голография. Д. р. с периодом $d \rightarrow \lambda_0 / (2 \sin \alpha)$, при сферич. подложке — вогнутая голография. Д. р., эквивалентная по своим свойствам обычной нарезной вогнутой решётке. При освещении сферич. подложки двумя расходящимися пучками от источников, расположенных на круге Роуланда, получается голография. Д. р. с криволинейными и искривлёнными штрихами, к-рая свободна от астигматизма в значит. области спектра.

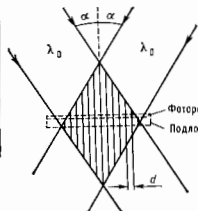


Рис. 6. Схема изготовления голографической дифракционной решетки.

Для каждой Д. р. с периодом d существует предельная длина волны света λ_{\max} («красная граница»), для к-рой можно получить спектр ненулевого порядка. Она определяется из осн. ур-ния решётки $d(\sin \varphi + \sin \varphi) = m\lambda$, при $m=1$, $\varphi = \varphi = 90^\circ$ и равна $\lambda_{\max} = 2d$. Это — теоретич. предел, т. к. работа при углах $\varphi = \varphi = 90^\circ$ невозможна. Практически Д. р. можно использовать при $\varphi \approx \varphi \approx 75-80^\circ$, при к-рых $\lambda_{\max} = (1,9 - 1,95)d$. Поэтому при работе в разл. областях спектра и небольших порядках спектра m используются Д. р. с разл. периодом, а следовательно разл. числом штрихов на 1 мм: в УФ-области — 3600—1200 штрихов/мм, в видимой области — 1200—600 штрихов/мм, в ИК-области спектра — 300—1 штрихов/мм. Со стороны коротких длин волн принципиальных ограничений нет, т. к. ур-ние решётки удовлетворяется и при $\lambda \ll d$, но при высоких порядках спектра. Кроме того, и при $\lambda \ll d$ важная работа в малых порядках, если φ и φ близки по величине, но разных знаков и ур-ние решётки имеет вид $d(\sin \varphi - \sin \varphi_{\max}) = m\lambda$.

Нарезные плоские Д. р. (эшелетты) применяются в широкой области спектра — от 1000 Å до 1—2 мм, вогнутые — в осн. в области спектра от 10 Å до 1000 Å и обычно при углах φ и φ разных знаков и больших величинах самих углов (до 80°). Голографии, вогнутые Д. р. с компенсиров. астигматизмом используются как в УФ-, так и в видимой областях спектра.

Отражательные металлик. Д. р. (ашелетты) изменяют поляризацию падающего на них света. Это связано с различием в коэф. отражения световых волн, электр. вектор к-рых направлен вдоль штрихов и перпендикулярен к ним.

Качество Д. р. определяется гл. обр. величиной интенсивности рассеянного света, обусловленного наличием мелких дефектов на гранах отд. штрихов, и интенсивностью «духов» — ложных линий, возникающих в спектре в результате нарушения строгой эквидистантности в расположении штрихов или нарезных Д. р. Преимуществом голографии. Д. р. по сравнению с нарезными являются отсутствие «духов» и меньшая интенсивность рассеянного света.

В рентг. области спектра ($\lambda < 10$ Å) в качестве Д. р. используют разл. монокристаллы, у к-рых атомы и мо-

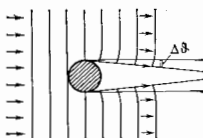
лекулы, расположенные в узлах кристаллич. решетки, образуют трёхмерную периодич. структуру (см. *Дифракция рентгеновских лучей*).

Для радиоволн ($\lambda > 2$ мм) и акустич. волн используются различные проволочные и др. решетки, период к-рых должен быть соизмерим с длиной волны ($d \approx \lambda$) (см. *Дифракция волн*).

Кроме спектральных приборов плоские оптич. Д. р. — эшелетты также используются в качестве одного из зеркал резонаторов лазеров с перестраиваемой частотой генерации.

Лит.: Тагилберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Герасимов Ф. М., Современные дифракционные решетки, ч. 1, «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 10, с. 33; Тараев К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Дебедоля И. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986; Малышев В. И., Введение в асимптотическую спектроскопию, М., 1979. В. И. Малышев. ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ — специфич. уругос (без изменения энергии и внутр. состояния) рассеяние частиц адронами и атомными ядрами, способными поглощать падающие частицы. Д. р. имеет волновую природу и обусловлено тем, что область поглощения искажает волновой фронт падающей на систему волны и приводит к распространению его в области геом. тени (рис. 1). При малых длинах волн де Бройля частицы ($\lambda = h/p \ll R$, где R — радиус поглощающей системы,

Рис. 1. иллюстрирует возникновение дифракционного рассеяния. Средняя часть — падающая на поглощающую систему плоская волна, описывающая свободную частицу; вертикальные линии — фронт волны. В области поглощения волновой фронт искривляется, и волна попадает в область геометрической тени.



p — импульс падающей частицы) Д. р. аналогично дифракции света на непрозрачном экране. В случае полного поглощения Д. р. является единств. механизмом уругоса рассеяния. Характерные углы, на к-рые происходит Д. р., имеют величину $\Delta\theta \sim \lambda/R$ (это вытекает из соотношения неопределённости, т. к. угол рассеяния $\Delta\theta \approx \Delta p_{\perp}/p$, где Δp_{\perp} — изменение импульса частицы в направлении, перпендикулярном падающему пучку, связанное с R соотношением $\Delta p_{\perp} R \sim h$).

Для рассеяния на полностью непрозрачном шаре радиуса R (напр., нейтронов на тяжёлых ядрах) амплитуда $f(\theta)$ Д. р. на угол θ и дифференц. сечение $d\sigma_{\perp}$ в элемент телесного угла $d\Omega$ соответственно равны:

$$f(\theta) = iR J_1(kR\theta)/\theta,$$

$$d\sigma_{\perp} = \sigma_{\perp}(\theta) d\Omega = |f(\theta)|^2 d\Omega = R^2 |J_1(kR\theta)/\theta|^2 d\Omega,$$

где $k=1/\lambda$ — волновое число, а $J_1(x)$ — функция Бесселя 1-го порядка (см. *Цилиндрические функции*), определяющая характерное осциллирующее угл. распределение $\sigma_{\perp}(\theta)$. Сечение $\sigma_{\perp}(\theta)$ сосредоточено в осн. в области малых углов рассеяния, $\theta \ll 1/kR$, и быстро уменьшается к большим θ . Оно характеризуется ярко выраженными максимумами и минимумами, совпадающими с экстремумами функции Бесселя. Амплитуда Д. р. в этом случае чисто мнимая. Полные сечения Д. р. σ_{\perp} и неугловых процессов $\sigma_{\text{от}}$ не зависят от энергии и равны между собой, а полное сечение $\sigma_{\text{от}} = \sigma_{\perp} + \sigma_{\text{от}} = 2\sigma_{\perp}$.

Осн. характеристики рассеяния сохраняются и для полупрозрачных ядер, к-рые наряду с поглощением характеризуются также преломлением падающей волны. Амплитуда $f(\theta)$ остаётся преобладающе мнимой, но содержит также действит. часть. Наличие действит. части в $f(\theta)$ и преломный край ядра приводит к нек-рому заполнению минимумов вблизи нулей функции $J_1(kR\theta)$. Для Д. р. барьонов на полупрозрачном ядре отлична от нуля поляризация. Она обращается в нуль в приближении дифракции на чёрном ядре.

Д. р. наблюдается и при рассеянии достаточно быстрых зарядов частиц и атомных ядер, к-рые могут поглощаться мишенями. При этом дифферен. сечение упругого рассеяния заметно отличается от Реевфорда формулы. При $\alpha = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v \ll 1$ эта ф-ла справедлива в области углов рассеяния $\theta < \sqrt{2\alpha} / l_0$, где $l_0 = kR(1 - Z_1 Z_2 e^2 / \epsilon R)^{1/2}$, $Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды сталкивающихся ядер, а ϵ и v — энергия и скорость падающей частицы. В области углов рассеяния $1/l_0 > \theta > \sqrt{2\alpha} / l_0$, сечение не зависит от θ . При больших θ появляются характерные дифракц. осцилляции. Если $\alpha \gg 1$, ф-ла Реевфорда справедлива при $\theta < 2\alpha / l_0$. Вблизи $\theta \approx 2\alpha / l_0$ сечение рассеяния уменьшается в α раз, а при больших θ носит дифракц. характер. Экспериментально эти свойства Д. р. отчёт-

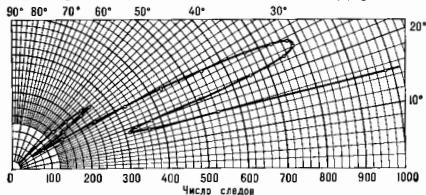


Рис. 2. Угловое распределение α -частиц с энергией 28 МэВ (в лабораторной системе) на ядрах ^{14}C . Положение дифракционных максимумов соответствует дифракционному рассеянию на нитре радиуса $R \approx 1,4 \cdot 10^{-14} \text{А}^{\circ}$ см, A — атомный номер (по Ю. Л. Соколову).

ливо проявляются в упругом рассеянии атомных ядер ядрами мишеней (см., напр., рис. 2).

При высоких энергиях адронов поглощение падающей волны, приводящее к Д. р., обусловлено интенсивным рождением частиц в соударениях, т. е. неупругими соударениями, а Д. р. характеризуется след. свойствами: 1) полные сечения взаимодействия медленно растут с увеличением энергии. Первые это факт был установлен для $\text{K}^+ \text{p}$ -взаимодействия (Протвино, СССР). Макс.

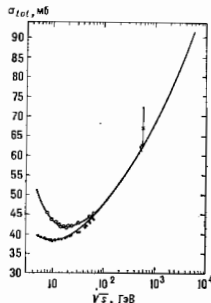


Рис. 3. Зависимость от энергии (в системе центра инерции) полных сечений pp- и pp-рассеяния (соответственно черные и светлые точки).

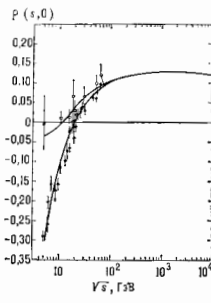


Рис. 4. Зависимость отношения ρ действительной части амплитуды рассеяния к мнимой ее части от энергии в системе центра инерции для pp- и pp-рассеяния (соответственно черные и светлые точки).

энергия адронных столкновений на ускорителях достигнута для pp-системы. Полные сечения растут линейно с $\ln^2(s/s_0)$ (где s_0 — параметр размерности квадрата энергии) и составляют приб. 42 мб при энергии в системе

центра инерции (с. п. и.) $\sqrt{s} = 20$ ГэВ и 63 мб при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (рис. 3).

2) Упругие сечения σ_s также растут с энергией и составляют небольшую часть (0,1—0,2) от полных сечений. Для pp-соударений значения σ_s / σ_{tot} меняются от 0,175 при $\sqrt{s} = 60$ ГэВ до 0,215 при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

3) Упругая амплитуда $f(s, t)$ (где t — квадрат переданного 4-импульса (в единицах $c=1$)) доминирующее мнимая. В зависимости $\rho(s, 0) = \text{Re} f(s, 0) / \text{Im} f(s, 0)$ от энергии наблюдается общая закономерность. Выше 10 ГэВ в лаб. системе (л. с.) (что соответствует $\sqrt{s} \approx 4,4$ ГэВ) значения $\rho(s, 0)$ для $\pi^+ \text{p}$, $\text{K}^+ \text{p}$, pp- и pp-рассеяния медленно растут с энергией, являясь при меньших энергиях небольшой отриц. величиной и меняя знак на положительный при энергии ок. 300 ГэВ ($\sqrt{s} \approx 24$ ГэВ) для pp-рассеяния и ок. 50—80 ГэВ ($\sqrt{s} \approx 10—12$ ГэВ) для мезон-нуклонных соударений. Вблизи $\sqrt{s} = 540$ ГэВ $\rho_s^{\text{pp}}(s, 0) \approx 0,1$ (рис. 4).

4) Дифферен. сечения Д. р. резко направлены внедр пропорционально $\exp(-B|t|)$ при малых $|t|$, а величина наклона дифракц. конуса B зависит от типа рассеиваемых частиц и энергии. С увеличением энергии величина B медленно растёт, т. е. дифракц. конус

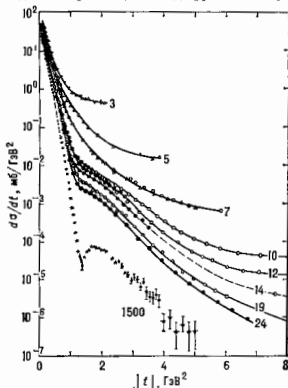


Рис. 5. Зависимость дифференциальных сечений упругого pp-рассеяния от квадрата переданного 4-импульса при различных значениях энергии (в лабораторной системе) ϵ падающей частицы. При больших энергиях проследит сечение дифракционного конуса (наклон конуса монотонно увеличивается в ϵ раз). При $\epsilon = 1500$ ГэВ выявляются характерные для дифракционного рассеяния минимум в сечении вблизи $|t| = 1,5$ ГэВ².

сужается. В зависимости B от $|t|$ наблюдается изменение наклона вблизи $|t| = 1,5$ ГэВ², к-рому предшествует экстремум, уменьшение сечения на 6 порядков (рис. 5).

5) Сечения взаимодействия ядр. адронов A и B приблизительно факторизуются, так что $\sigma_{AB}^{\text{яд}} = \sigma_{AA} \sigma_{BB}$.

Общее теоретич. рассмотрение приводит к выводу, что полные сечения адронных взаимодействий σ_{tot} не могут расти асимптотически с энергией быстрее, чем $\ln^2(s/s_0)$ (Фрауассера ограничение). Справедливы след. ограничения:

$$\sigma_{tot} \leq c_1 \ln^2(s/s_0);$$

$$\left. \frac{d\sigma_2}{dt} \right|_{t=0} < c_2 \ln^2(s/s_0) \sigma;$$

$$|\rho(s, 0)| = \left| \frac{\text{Re} f(s, 0)}{\text{Im} f(s, 0)} \right| < c_3 \ln(s/s_0) \sigma_s' / \sigma_{tot},$$

где c_1, c_2, c_3 — постоянные. Для дифракц. сечений взаимодействия выводится Померанчука теорема, согласно к-рой асимптотич. сечения взаимодействий с заданной мишенью одинаковы для частиц и античастиц.

Т. о., при высоких энергиях $\sigma_{tot}^{\text{pp}} = \sigma_{tot}^{\text{p}\bar{\text{p}}}$, $\sigma_{tot}^{\pi^+ \text{p}} = \sigma_{tot}^{\pi^- \text{p}}$ и т. д.

Д. р. адвон теоретически можно рассматривать в s -канале, когда упругое рассеяние возникает за счет положения падающей волны всеми открытыми нейтральными конечными состояниями, и в t -канале, когда процесс определяется свойствами систем, k -рмыю обмениваются сталкивающиеся адвоны в процессе взаимодействия. При предельно высоких энергиях процесс определяется обменом доминирующим полусом Редже — померона (или особенно Померанчука, назв. в честь И. Я. Померанчука) (см. рис. 1 в ст. *Дифракционная диссоциация*). В картине, связанной с обменом померонами, с увеличением энергии эффективный размер адрона растёт. Вследствие этого при высоких энергиях увеличивается наклон V , происходит сужение дифрак. конуса. В теории, приводящей к асимптотически постоянным сечениям, эффективные значения прицельных параметров b растут пропорционально $\sqrt{\ln(s/s_0)}$. В теории т. н. сверхкритич. померона, когда значение траектория Померанчука $\alpha_P(t)$ при $t \rightarrow 0$ несомно превращает единицу, размеры эффективных прицельных параметров растут пропорционально $\ln(s/s_0)$, т. е. так, как это предельно разрешается общими принципами квантовой теории поля (КТП).

В области энергий частиц до 1,5–2 ТэВ в л. с. ($\sqrt{s} \approx 50\text{--}60$ ГэВ) упругое рассеяние приблизительно удваивается т. н. геометрии чешскому с к с и и г у. Это означает, что парциальная амплитуда рассеяния при заданном прицельном параметре зависит только от комбинации $b^2/B(s)$. Если справедливо геом. скейлинг, то отношения $\sigma_{el}\sigma_{tot}$, σ_{el}/B не зависят от энергии. При энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ для p -рассеяния экспериментально найдены заметные отклонения от геом. скейлинга.

В теории сверхкритич. померона геом. скейлинг приближенно выполняется в широкой области энергий, по с ростом энергии нарушается и снова восстанавливается в асимптотике, что находится в соответствии с общими теоремами КТП. При этом в области справедливости геом. скейлинга $\rho(s, 0)$ приблизительно постоянно, $\rho(s, 0) \approx \lambda/2$, а при асимптотич. энергиях уменьшается, $\rho(s, 0) \rightarrow \lambda/4$ ($\lambda = 1/s_0$).

Примером дифрак. процесса для пучка u -квантов является *дальбрукковское рассеяние*. Дифракц. процессы определяют осн. черты комтон-эффекта на адронах и атомных ядрах при высоких энергиях, когда положение падающей волны связано с процессами фоторазделения адвон. Для пучков заряженных и нейтральных лептонов процессы поглощения на мишенях и Д. р. скажутся слабее.

Лит.: А х и с е р А., По м е р а н ч у к И., Некоторые вопросы теории поля и их следствия, под ред. В. А. Мещерякова, М., 1977; A l b e r t G., G o e g e l G., Diffraction of subnuclear waves, *J. Phys. Repts.*, 1981, т. 74, р. 1; A d a r t В. и с л. И. Д., Diffraction scattering of hadrons: the theoretical outlook, *Riv. Nuovo Mod. Phys.*, 1976, в. 48, р. 435; Л. И. Липшиц.

ДИФРАКЦИОННЫЙ ОТВЕТВЬТЕЛЬ — дифракционная решётка с определ. профилем штриха, используемая для ответвления от мощного лазерного пучка относительно малых долей энергии излучения. Выбором профиля дифракц. штриха можно сконцентрировать энергию дифрагиров. излучения в один из порядков дифракции (обычно нулевой) на уровне 0,9–0,95 от падающего на ответвитель светового потока. Эта осн. доля пучка используется по целевому назначению лазера. В др. порядках дифракции ответвляются от 10^{-2} до 10^{-6} доли от падающего на Д. о. излучения. Именно это ослабленное излучение используется обычно для измерения характеристик пучка. Достоинством Д. о. является возможность с помощью одного оптич. элемента формировать большое число измерит. каналов с достаточно широким диапазоном калиброванного деления и простоярным распределением ослабленного излучения. Угловое расстояние между соседними порядками определяется плотностью штрихов решётки и выбирается из

соображений удобства размещения измерительных измерит. комплексов. Напр., для излучения с $\lambda = 10,6$ мкм удобный диапазон углов между соседними измерит. каналами (2,5–7,5°) обеспечивается Д. о. с плотностью 4–12 штрихов на 1 мм.

Ослабление и ответвление излучения за счёт дифракции не искажают его пространственно-временные характеристики в широком диапазоне энергии (мощности); это позволяет в сочетании с элементами *адаптивной оптики* управлять мощным излучением, меняя параметры ослабленного излучения.

Для измерений параметров мощных лазерных пучков обычно применяются два типа Д. о.: амплитудная (прозрачная, чаще проволочная) дифракц. решётка и фазовая отражат. решётка на поверхности металла зеркала.

Проволочная решётка используется в осн. в импульсном режиме работы лазера. Лучевая мощность Д. о. из спец. медно-бериллинового сплава не превышает 25 Дж/см² на $\lambda = 10,6$ мкм и ограничена порогом приповерхностного пробоя. Предел работоспособности проволочного Д. о. в непрерывном режиме воздействия $\sim 0,3$ кВт/см².

Фазовая отражат. решётка обладает существенно более высокими параметрами лучевой прочности в разл. режимах лучевого воздействия. Для повышения стабильности при измерениях фазовая решётка изготавливается на поверхности охлаждаемого металла, зеркала с аффинитивной системой водяного охлаждения. Дифракц. штрихи в Д. о. этого типа формируются с помощью фотолитографии и традиц. механч. парезинг-аппаратами алмазным режцом на делительной машине.

Лит.: К у л и р о в В. И. и др., о возможности использования грубых дифракционных решеток для измерения параметров пучка инфракрасных лазеров, «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 5, с. 1126; А н о л о в о в В. В. и др., Ответвитель лазерного пучка на основе фазовой дифракционной решетки, там же, 1975, т. 6, № 3, с. 615; O'N e i l R. W. а. о., Beam diagnostics for high energy pulsed CO₂ lasers, *Appl. Opt.*, 1974, в. 13, р. 314. И. М. Белоусов, Н. А. Новоселов.

ДИФРАКЦИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ (от лат. diffractus — разломанный, преломлённый) — рассеяние пучка молекул на частицах газа или на поверхности твёрдого тела с немонотонной зависимостью интенсивности рассеяния от его направления. Определяется потенциалом взаимодействия и распределением по начальному и конечному состояниям рассеиваемых и рассеивающих объектов. Д. а. и м. — квантовомеханич. явление, включившее в себя упругие и неупругие компоненты.

Д. а. и м. открыта в 1928–30 О. Штерном (O. Stern) и И. Эстерманом (I. Estermann) в экспериментах по рассеянию пучков Ne, He, D₂, HD, H₂, D и H на поверхности щёлочно-галогенных кристаллов и являлась дополнит. подтверждением [к открытию в 1927 К. Дависсоном (C. Davisson) и Л. Джермером (L. Germer) дифракции электронов] реальности волн де Бройля. Длина волны де Бройля λ для частиц с массой m и кинетич. энергией E_k определяется ф-лой $\lambda = h/\sqrt{2mE_k}$. Для молекул лёгких газов тепловой энергии (десятьки мэВ) λ составляет ок. 1 Å. Близостью величины λ к характерным межатомным расстояниям в молекулах и твёрдых телах и объясняется возникновение Д. а. и м. (см. *Дифракция волн, Дифракционная решётка*).

В 1950–60-х гг. интерес к исследованию рассеяния газов разл. мишенями, и в частности к изучению Д. а. и м., возрос. Эти исследования стимулировались проблематикой аэродинамики разреженных газов, а благодаря успехам вакуумной техники появились новые эксперим. возможности их проведения. В ранних исследованиях пучки молекул получали с помощью тепловых источников и затем их моноэнергетизировали в механических либо монокристалльных монохроматорах. В совр. технике используются сверхзвуковые молекулярные потоки с Маха числом ок. 10, интенсивность и моноэнергетичность k -рых на порядки превышают получаемые прежними методами (см. *Сверхзвуковое течение, Молекулярные и атомные пучки*).

Для изучения рассеяния атомных или молекулярных пучков (рис. 1) монокристаллич. (или газовой) мишень (1), играющую роль дифракц. решётки, помещают в камеру (2), в к-рой поддерживается высокий вакуум (вакуум необходим для устранения паразитного рассеяния на остаточном газе и его адсорбции на поверхности монокристалла). На мишень направляют узкий молекулярный пучок (3). Распределение интенсивности рассеянных пучков в пространстве измеряют с помощью

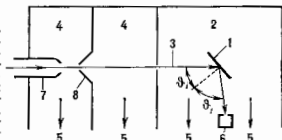


Рис. 1. Схема установки экспериментальной для наблюдения дифракции атомов и молекул: 1 — монокристаллическая (или газовая) мишень; 2 — камера рассеяния; 3 — падающий сверхзвуковой пучок; 4 — камера формирования молекулярного пучка; 5 — направления отклики; 6 — детектор, объединённый с анализатором скоростей частиц; ϕ_1 , ϕ_2 — углы соответственно падения и рассеяния; 7 — сверхзвуковое сопло; 8 — копическая цель.

детектора (6). Для создания условий Д. а. и м. (см. Брэгга — Вульфа условие) изменит взаимную ориентацию молекулярного пучка, мишени и детектора. Угловые и неугловые составление в рассеянных потоках регистрируются, напр., с помощью времепролётного анализатора распределения частиц по скоростям.

Особенности Д. а. и м. в сравнении с дифракцией др. волновых объектов (электронов, нейтронов, фотонов и т. д.) связаны с наличием собств. линейного размера дифрагирующих частиц $\sim 1 \text{ \AA}$, а их малой кинетич. энергией, существованием внутр. электронных (а для молекул ещё и колебательных и вращательных) степеней свободы, возможности пространственной ориентации молекулы относительно дифракц. решётки, специфич. особенностей потенциала взаимодействия.

Д. а. и м., как и др. виды дифракции, используют для структурных исследований. Наличие большого собств. размера (сечение рассеяния для атомов He или H больше, чем сечение нейтрона, примерно в 10^{10} раз) обеспечивает малую проникающую способность частиц, что позволяет исследовать поверхностные структуры, двумерные фазовые переходы, параметры динамики поверхностной части кристаллич. решётки (Дебая — Уоллера фактор, дисперсию фононов), явления адсорбции и катализа. Малая кинетич. энергия частиц недостаточна для ионизирования поверхностных хим. реакций, часто возникающих под действием электронов с энергиями в 20—200 эВ.

При Д. а. и м. взаимодействуют внеш. электронные оболочки частиц пучка и мишени. Т. к. при объединении атомов в молекулы и кристаллы внеш. оболочки испытывают наиб. деформации, Д. а. и м. используются при изучении этих деформаций. В то же время при определении структурных амплитуд в др. типах структурного анализа (см. Рентгеновский структурный анализ, Нейтронорафия, Электронография) используют атомные факторы, рассчитываемые математически или получаемые экспериментально, к-рые при рассмотрении явлений Д. а. и м. применить нельзя, т. к. они в этом случае оказываются разными для разл. хим. соединений. Интерпретация дифракц. исследований часто проводится с помощью модели жёсткой гофриров. поверхности, характеризующей амплитудой гофра A .

Угловая локализация дифракционных (т. е. связанных с угругим рассеянием) максимумов определяется условием Вульфа — Брэгга (или условием Лауэ). Для получения соответствующих интенсивностей необходимо решить дифференц. (Шрёдингера) или интегр. (Линдмана — Швингера) ур-ния дифракц. задачи. Рассчитывать интенсивности дифракц. максимумов необходимо, напр., для нахождения распределения электронной плотности по

поверхности кристалла путём сопоставления вычисленных и экспериментально найденных интенсивностей.

При решении с помощью Д. а. и м. структурных задач возникают те же проблемы (напр., многократности рассеяния, фазовая проблема), что и в др. дифракц. структурных методах, используются в осн. те же приёмы решения (метод последоват. приближения, метод ф-ций Паттерсона и т. п.). Особенности Д. а. и м. потребовали разработки и новых приёмов. Так, температурный фактор Дебая — Уоллера приходится вычислять с учётом рождения или гибели фонона, достаточно большого времени пребывания частиц в зоне действия потенциала, размеров рассеиваемых частиц при рассмотрении её взаимодействия одновременно с неск. атомами решётки (вследствие дальнего действия потенциала).

Для Д. а. и м. закон сохранения энергии с учётом неупругих взаимодействий имеет вид

$$\hbar^2 k_f^2 / 2m = (\hbar^2 k_i^2 / 2m) \pm \Phi \pm B, \quad (1)$$

где k_f и k_i — импульсы рассеянной и падающей молекулы соответственно; Φ — энергии рождения или гибели фононов; B — изменение энергии внутр. степеней свободы молекулы (при Д. а. и м. на поверхности в осн. изменяется вращат. энергия). Закон сохранения импульса при этом выражается ур-нием

$$k_f = k_i + G + Q + P, \quad (2)$$

где Q и P — соответственно векторы, связанные с рождением и гибелью фононов и изменением внутр. (вращат.) энергии молекулы, G — вектор обратной решётки. Экспериментально установлено, что из двух возможных каналов изменения вращат. энергии молекулы — за счёт её собств. поступат. энергии и за счёт взаимодействия с фононами кристаллич. поверхности — сечение первого из них оказывается больше.

Для упрощения изучения динамики и структуры решётки целесообразно использовать потоки «бесструктурных» частиц, напр. атомов He. В одофононном приближении выражения (1) и (2) приобретают вид

$$k_f^2 = k_i^2 \pm \frac{2m\omega}{\hbar}, \quad (3)$$

$$k_f = k_i + G + Q, \quad (4)$$

(ω — частота фонона). Ф-лы (3) и (4) отражают переход поступат. энергии молекулы в колебат. энергию кристаллич. решётки.

В соответствии с флукунт. теорией ал-магн. взаимодействия дальнедействующая притягивающая (дисперсионная) часть потенциала $U(z)$ удовлетворительно описывается ф-лой

$$U(z) = -Cz^{-3}$$

(z — координата, нормальная к поверхности кристалла). Константы C , получаемые с помощью дифракц. экспериментов, хорошо соответствуют результатам вычислений (когда они возможны), использующим зависимость поляризуемости и диэлектрич. проницаемости от комплексной частоты.

При перекрытии электронных оболочек подлетающей частицы и частиц поверхности твёрдого тела происходит их отталкивание друг от друга, причём крутизна потенциальной кривой в области отталкивания зависит от координаты в плоскости решётки и определяется периодически изменяющейся электронной плотностью поверхности, к-рая является, т. о., дифракц. решёткой для частиц пучка. Микроскопич. теория этой части взаимодействия ещё мало разработана. Чёткость картин дифракции на щёлочно-галогидных кристаллах объясняется различием радиусов анионов и катионов в них. При Д. а. и м. на плотнотонакованных границ металлов с малыми миллеровскими индексами чётких максимумов нет, т. к. электронная плотность поверхности в этом случае нивелирована коллективизированными электронами; поэтому для наблюдения

Д. а. и м. на металлах используют ступенчатые винальные грани с большими индексами [Cu (117), Pt (997)].

Методами Д. а. п. м. изучены поверхностные структуры щелочно-галогенидных и др. ионных кристаллов (NiO, MgO), полупроводников (Si, GaAs), графита, TaS₂, кремниевых и углеродных покрытий платины, карбида вольфрама, металлич. монокристаллов (Au, Sn, Ag) и разл. адсорб. слоёв на них. На рис. 2 приведена картина, полученная при дифракции атомов Ne на адсорб. слоёв водорода на поверхности Ni (100). На основе приведённых картин Д. а. и м., относящихся к разл. степеням Θ_H адсорб. покрытия поверхности, фиксируются концентрационные фазовые переходы в решётке адсорбиров. водорода и, в частности, появля-

и поверхности кристалла. Если представить $U(z)$ в виде потенциала Морзе:

$$U(z) = D \left[\exp \left[-2k(z - z_0) \right] - 2 \exp \left[-k(z - z_0) \right] \right]$$

\bar{k} — масштабный множитель обратной решётки, z_0 — положение дна потен. ямы (не связанное с ϵ_j), D — глубина ямы, то для ϵ_j получим соотношение

$$\epsilon_j = -D' \left[1 - \frac{\hbar k}{\sqrt{2m}} \left(j + \frac{1}{2} \right) \right]^2,$$

$$j = 0, 1, 2, \dots \leq \frac{\sqrt{2mD}}{\hbar k} - \frac{1}{2}.$$

Ниже приведены энергетич. параметры (ϵ_j и D в мэВ) поверхностей LIF и графита:

	D	ϵ_0	ϵ_1	ϵ_2
LIF (100)	-8,10	-5,59 ± 0,1	-2,00 ± 0,1	—
Графит (001)	-15,55	-11,82 ± 0,12	-5,38 ± 0,12	-1,78 ± 0,12

Погрешности значений ϵ_j являются следствием в осн. разброса частиц по скоростям, конечности апертур источника молекул и детектора, а также ширины уровня ϵ_j : $\Gamma \sim \hbar/\tau$, где τ — время жизни частицы в адсорбиров. состоянии. Для определения Γ или τ с помощью СА требуется точность измерений, на порядок превышающую.

Интерференционно-дифракц. явления наблюдаются также при рассеении молекулярных пучков на газовых мишенях. На основе изучения взаимодействия пересекающихся молекулярных пучков возникла новая область исследований — столквительная спектроскопия. При измерении пространственной и энергетич. зависимости сечений столкновений установлены особенности потенциала взаимодействия: во мн. случаях он оказывается многопараметрическим, как правило, неизоотроп, непопотенц, часто со мп. экстремумами (см. также *Молекулярные и атомные пучки*).

Изучение поверхностных структур и динамики решётки с помощью Д. а. и м., а также столквонит. спектроскопия дают уникальную информацию, недоступную др. методами.

Лит.: Флоренца М. Н., Дифракция молекулярных лучей от кристаллов, «УФН», 1932, т. 15, с. 614; Эстерман И. И., Техника молекулярных пучков, том же, 1947, т. 32, с. 89; Викитин Е. Е., Овчинникова М. Я., Интерференционные явления в атомном рассеянии, там же, 1971, т. 104, с. 379; Ли И. Ф. и Я. Е. М., Путь в физике Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Гудман Ф., Вэйман Г., Динамика рассеяния газа поверхностью, нер. с англ., М., 1980; Солис А. В. Б., Межмолекулярные взаимодействия в столкновении атомов и молекул, М., 1980; Еннел Т., Крисчелл К. Н., Structural studies of surfaces with atomic and molecular beam diffraction, в кн.: Structural studies of surfaces, В.— Heidelberg — N. Y., 1982. Ю. Н. Любутов.

ДИФРАКЦИЯ ВОЛН — в первоначальном узком смысле — отгибание волнами препятствий, в современном, более широком — любые отклонения при распространении волн от законов *геометрической оптики*. К Д. в. фактически относят все эффекты, возникающие при взаимодействии волн с объектом любых размеров, даже малых по сравнению с длиной падающей волны λ , когда сопоставление с лучевым приближением совершенно не показательно. При таком общем толковании Д. в. тесно переплетается с явлениями распространения и рассеяния волн в неоднородных средах.

Первая волновая трактовка Д. в. дана Т. Юнгом (Th. Young, 1800), вторая — О. Френелем (A. Fresnel, 1815). В картине волнового поля, возникающей за препятствием, Юнг усматривал сочетание собственно Д. в. и интерференции. Для объяснения Д. в. помимо обычных законов распространения волн в направлении лучей, он ввёл принцип поперечной передачи амплитуды колебаний непосредственно вдоль волновых фронтов, указав, что скорость этой передача пропорциональна

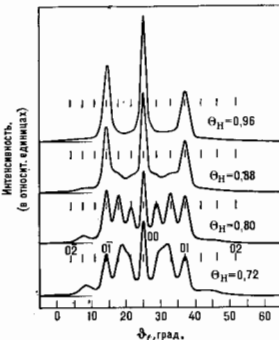


Рис. 2. Картины дифракции луча гелия на адсорбционных структурах водорода на поверхности Ni(100); $\lambda = 0,53$ А, температура поверхности 100К, угол падения 25°, рассеяние в плоскости падения. По нижней оси абсцисс отложен угол рассеяния, штрихи отнесены к индексам обратной решетки в соответствии с приведёнными обозначениями. Θ_H — степень заполнения поверхности адсорбированным водородом.

ние при $\Theta_H \approx 0,8$ сверхрешётки со структурой (2×6) . Исследования картин дифракции на чистой поверхности Ni(110) и её поверхности, покрытой адсорбиров. водородом, позволили установить, что амплитуда гофра А изменяется от 0,05 до 0,25 А.

При первых исследованиях Д. а. и м. на поверхностях кристаллов Штерном, Эстерманом, Р. Фришем (Frisch), Ф. Кнауэром (F. Knaue) был обнаружен ещё один квантовый эффект — селективная адсорбция (СА), состоящая в том, что на дифракц. картине возникают доплнит. максимумы и минимумы. Согласно Дж. Леннард-Джонсу (J. Lennard-Jones) и Э. Девошпире (E. Devouilhé) (1936), СА объясняется захватом в слабо связанные поверхностные состояния части дифрагирующих частиц, к-рые удовлетвор. определ. условиям резонанса. В этом состоянии частицы теряют поступат. степень свободы по нормали к поверхности и продолжают двигаться параллельно поверхности с энергией

$$\epsilon_{||} = \epsilon_j + |\epsilon_j|,$$

где ϵ_j — энергия связанного состояния (ниск. мэВ). Условием для СА является выполнение соотношения

$$\hbar k_{Gz} = (2m/\hbar^2) \epsilon_j < 0,$$

где k_{Gz} — z-проекция волнового вектора дифрагирующей частицы, T — вектор обратной решётки $G = G(m, n)$, где m, n — порядок дифракц. рефлексов, дифракц. картина при СА содержит доплнит. экстремумы порядка m, n (на это указывает индекс G у вектора k). Т. о., угл. локализация особенностей СА на дифракц. картинах при учёте всех остальных геом. параметров эксперимента позволяет вычислить энергетич. уровни ϵ_j , а также нек-рые на параметров потенциала взаимодействия $U(z)$ дифрагирующих частиц

длины волны λ и перепаду амплитуд на фронте. Согласно Юнгу, возникновение дифрактивов, волны имеет локальный характер и происходит в пей-ровой окрестности границы тени за краем препятствия (рис. 1). Аналогичная дифрактивов, волна образуется и в освещенной области, как бы испускаемой краем препятствия. Интерференция между дифрактивов, волной и не заслоненной препятствием частью падающей волны объясняет появление на экране B' интерференц, полос выше границы геом. тени BB' и отсутствие их в нижней части.

Френель отказался от локального юнговского подхода и предложил свой интер. метод, основанный на сформулированном ранее (1890) принципе Гюйгенса (см. Гюйгенса — Френеля принцип). Согласно Френелю,

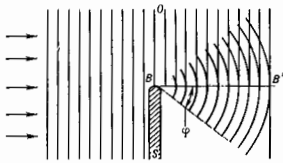


Рис. 1. Схема дифракции волн от края экрана по Юнгу.

дифракц. поле может быть представлено как результат интерференции фиктивных вторичных источников (рис. 2), распределенных по всей не заслоненной части фронта падающей волны и имеющих амплитуду и фазу, пропорциональные таковым у этой волны. Френель ввел разбиение поверхности, занятой вторичными источниками, на полуволновые зоны (т. н. Френелевские зоны; рис. 3). Характер Д. в. зависит от того, сколько

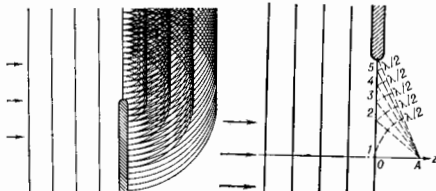


Рис. 2. Схема дифракции волн от края экрана по Френелю.

Рис. 3. Построение дифракционной картины за отверстием по Френелю (разбиение на зоны Френеля).

зон укладывается в отверстие, или от значения френелевского (волнового) параметра p , равного отношению размера нервой зоны Френеля к радиусу a отверстия $p = \sqrt{\lambda z}/a$ (где z — координата точки наблюдения).

Радируют следующие характерные области Д. в., отвечающие разным значениям p : геометрооптическую, или прожекторную, область $p \ll 1$: область дифракции Френеля $p \sim 1$: область дифракции Фраунгофера $p \gg 1$. При фиксиров. радиусе отверстия a и длине падающей волны λ выделяемые области последовательно проходят по мере удаления точки наблюдения от отверстия (т. е. с увеличением z). В нервой, прилегающей к отверстию области ($z \ll a^2/\lambda$) поперечное (в плоскости $z = \text{const}$) распределение амплитуды повторяет (исключая малую окрестность $p = a$, т. е. $\Delta p \sim \sqrt{\lambda z} \ll a$) распределение амплитуды на самом отверстии (отсюда термин «прожекторная область») и отвечает приблизительно

геом. оптики (отсюда термин «геометрооптическая область»). Во второй зоне ($z \sim a^2/\lambda$) поперечное распределение амплитуды существенно искажается. Начиная с этих расстояний волновой нучок, о к-ром может идти речь, становится относительно быстро расширяющимся из-за Д. в. Наконец, в третьей, удаленной области просторства ($z \gg a^2/\lambda$) дифракц. поле представляет собой расходящуюся сферич. волну с локально плоской структурой, но обладающую опреде. направленностью. Т. о., наиб. отчетливо дифракц. явления начинают проявляться во френелевской области, т. е. с расстояний $z \sim a^2/\lambda$.

Френелевское представление о Д. в., первоначально разработанное математически лучше юнговского, вскоре получило преобладающее значение и привело к оконч. победоу волновой теории света над юнговской корнукулярной. И только значительно позже было показано, что в равных условиях результаты численного метода Френеля приводятся к форме, предсказанной Юнгом. Френелевский подход встречает затруднения, когда не удается заранее, хотя бы приближенно, угадать распределение вторичных источников на граничных поверхностях. Это относится, напр., к Д. в. в поглощающую поверхность при распространении волн вдоль нее или к огибанию волнами плавного изгибающего препятствия. Собственно с классич. задачи такого рода о распространении эл.-магн. волн вдоль поверхности Земли (М. А. Леонтович, В. А. Фок; 1944—46) началось, по существу, интенсивное развитие юнговского подхода, что привело к существ. обогащению совр. представлений о Д. в.

По законам геом. оптики распространение в каждой лучевой трубке происходит независимо. При этом лучевая амплитуда (величина, квадрат модуля к-рой пропорционален потоку энергии вдоль трубки), сохраняя пост. значение вдоль каждой трубки, может быть отлична от нуля в одних трубках и равна нулю в смежных, что соответствует наличию резкой границы геом. тени. Д. в. в первом приближении представляет собой эффект поперечной диффузии лучевой амплитуды из одних лучевых трубок в смежные по фронтам распространяющихся волны.

Чтобы получить на основе такого представления все результаты упрощенной френелевской теории дифракции волн за отверстиями произвольной формы в плоском экране для малых углов дифракции, достаточно рассмотреть явления поперечной диффузии амплитуды по фронтам приблизительно плоских волн. Если подставить выражение приблизительно плоской волны $u = A(x, y, z) \times \exp[-i(\omega t - kz)]$, распространяющейся в направлении z , в волновое ур-ние $\Delta^2 u / \partial t^2 = c^2 \Delta u$, то для плавно изменяющейся амплитуды A получается ур-ние

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{D}{c} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = \frac{D}{c} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right),$$

где $D = i\lambda c/4\pi$. Пренебрегая в левой части 2-м членом по сравнению с 1-м ввиду малости длины волны λ , получаем ур-ние Леонтовича (см. Квазиоптика):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{D}{c} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

к-рое может быть перенесено также в виде двумерного ур-ния диффузии или телурпроводности:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right), \quad (2)$$

если положить $z = ct$, т. е. связать систему осей x, y с движущейся волной, совпадающей в момент $t=0$ с плоскостью $z=0$, в к-рой расположен экран с отверстием. Когда плоская волна единичной амплитуды ($A=1$) падает на экран с отверстием (рис. 4 и 5), то, если принять непосредственно за отверстием амплитуду также равной единице, а за экраном — равной нулю, обнаружится расплывание амплитуды $|A|$ по фронту волны

по мере её дальнейшего продвижения, аналогичное обычной диффузии или теплопроводности (на рис. это изображено посредством вертик. линий, толщина к-рых изменяется $\sim |A|$ на фронте волны). Расчёт такого расщепления с помощью ур-ний (1) и (2) даёт результаты, совпадающие с приближёнными ф-лами Френелевской Д. в Минимум коэф. D , приводящая к

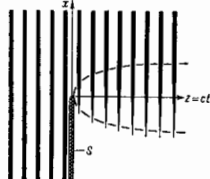


Рис. 4. Диффузия лучевой амплитуды за краем экрана.

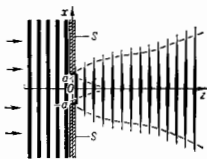


Рис. 5. Диффузия лучевой амплитуды за отверстием.

сходство ур-ния (2) с нестационарным Шрёдингера уравнением в квантовой механике, означает, что диффузия комплексной амплитуды A происходит со сдвигом фаз, вследствие чего возможны осцилляции в распределении модуля амплитуды $|A|$ по фронту волны.

Изложенный метод позволяет решать задачи, к-рые не удаётся решить на основе Френелевского метода, напр. задачу распространения волны над поглощающей поверхностью $z=0$, характеризующей изотропным поверхностным импедансом $1/g$, так что краевое условие на этой поверхности имеет вид $\partial A/\partial z = hA$, где $h = -2\pi g/\lambda$. Когда волна, скользкая вначале вдоль идеально отражающей плоскости (рис. 6), где $g=0$, проходит затем нек-рый участок $z_1 < z < z_2$, где имеется

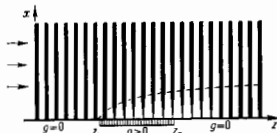


Рис. 6. Прохождение волны над поглощающим участком поверхности.

поглощение ($g > 0$), Д. в. проявляется в том, что амплитуда волны A ослабевает на нижней части фронта на мере продвижения волны над поглощающим участком. Это подобно остыванию нагретой пластины, охлаждаемой извне с нижнего конца. После вступления волны вновь на непоглощающий участок начинается обратный процесс «прогрева» нижней части за счёт «составшей» верхней.

Подобно обычной диффузии или теплопроводности, явление поперечной диффузии амплитуды по фронту волны имеет локальный характер и сравнительно сильно выражено в зонах эффективной диффузии, где градиенты комплексной амплитуды достаточно велики. На рис. 4 подобная зона изображена параболой (пунктир). С уменьшением длины волны эта параболка суживается и совпадает в пределье с границей геом. тени. В случае отверстия (рис. 5) две параболки. зоны эффективной диффузии сливаются на расстоянии $z \sim a^2/\lambda$, к-рое уже фигурировало во Френелевском рассмотрении Д. в. Далее необходимо рассматривать эффект совместного влияния обеих краёв или, др. словами, волновой пучок в целом.

Для получения более точного представления о Д. в. рассмотрение поперечной диффузии амплитуды по фронту плоской волны недостаточно. Необходимо рассмотреть диффузию лучевой амплитуды по искривлён-

ным фронтам, к-рые получаются в соответствии с обобщёнными законами геом. оптики для заданной формы дифрагирующих объектов и расположения источников. Так, применительно к обсуждавшейся выше Д. в. у края препятствия (рис. 1) следует учесть, что поперечная диффузия лучевой амплитуды происходит на самом деле по фронтам цилиндрич. волны, расходящейся от края; при этом вместо (1) будем иметь

$$\frac{\partial A}{\partial r} = \frac{D}{c} \cdot \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} \quad (3)$$

(r, φ — цилиндрич. координаты с началом на краю). Пример — поперечная диффузия при дифракции плоской волны на идеально отражающем клине с произвольным углом раствора (рис. 7). Пунктирными кривыми показаны 2 зоны эффективной диффузии, охватывающие границы геом. тени для прошедшей и отражённой волн. Искривлённые стрелки внутри этих зон указывают направление диффузии вдоль цилиндрических фронтов. Ос-

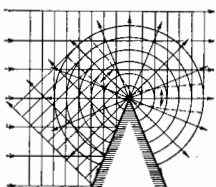


Рис. 7. Дифракция плоской волны на идеально отражающем клине.

тальные стрелки соответствуют направлениям распространения волновых фронтов. В областях, находящихся вне парабол, влияние поперечной диффузии слабо выражено ввиду того, что градиенты лучевой амплитуды в них становятся слишком малыми. Поэтому диффузией здесь практически можно пренебречь. Расходящаяся волна в этих областях имеет характер обычной цилиндрич. волны, идущей от ребра клина и обладающей определ. характеристикой направленности. В действительности эта волна имеет своим источником не край клина, а зону эффективной диффузии; здесь собственно и происходит явление Д. в.

Расчёт Д. в. на идеально отражающем клине, проведённый с помощью ур-ния (3), приводит к результатам, асимптотически совпадающим на расстояниях $r \gg \lambda$ со строгим решением Зоммерфельда. В малой угл. области $|\varphi| \ll 1$ vicinity границы геом. тени за экраном расходящаяся цилиндрич. волна слабо отличается от плоской и может рассматриваться в сумме с незаслуженной экраном частью падающей волны как единая квазиплоская волна. В этом и состоит смысл предыдущего приближённого рассмотрения диффузии амплитуды по приближённо плоским фронтам за отверстиями (рис. 4 и 5). Поскольку зона эффективной диффузии также принадлежит области $|\varphi| \ll 1$, то результаты соответствующих расчётов оказываются правильными для малых углов Д. в.

При Д. в. у закруглённого края явление поперечной диффузии в теневой и освещённой областях имеет свои особенности, за к-рые легче проследить, рассматривая распространение волн вдоль идеально отражающей плоскости, оканчивающейся закруглением только сзади

Рис. 8. Лучевая траектория при наличии выгнутого препятствия.



или только спереди. При наличии выпуклого препятствия (рис. 8) луч, следующий из источника в произвольную точку области тени, строится согласно обобщённому Ферма принципу и подобен нити, натянутой между этими двумя точками. Волновые фронты в области тени в случае заднего закругления (рис. 9) являются эвольвентами для такого рода лучей. Д. в. обуславливается поперечной диффузией лучевой амплитуды по этим волновым фронтам из освещённой об-

дасти в тенью. Зону эффективной диффузии можно условно разбить на 3 части: D_a , D_b , D_c , показанные на рис. 6 пунктиром. В зоне D_a и в нек-рой её малоугловой окрестности дифракц. картина близка к той, к-рая получается в окрестности границы геом. тени за острым краем экрана или клина (рис. 7). В зоне D_c диффузионная передача лучевой амплитуды вдоль дуги может

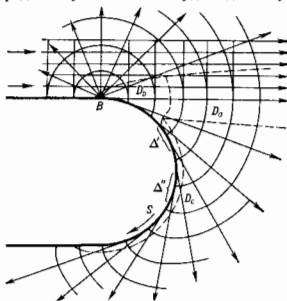


Рис. 9. Дифракция волн на заднем закруглении.

происходить только «каскадным» способом, в к-ром диффузионное и лучевое распространения чередуются между собой так, что процесс диффузии в последующие трубки начинается лишь после того, как диффузия в предыдущие трубки уже закончилась; это объясняется тем, что внутри данной зоны любые 2 достаточно удалённые друг от друга лучевые трубки, напр. для участков Δ' и Δ'' , не связаны между собой общим волновым фронтом. В результате, как показывают более детальные расчёты, в зоне D_c устанавливается процесс диффузии, экспоненциально ослабевающий в направлении дуги S , чему соответствует экспонент. затухания амплитуды на луче, скользящем вдоль S :

$$A(S) - A(S_0) \exp \left[-\frac{1}{2} \alpha (t - \sqrt{3}) \cdot \sqrt{\pi/\lambda r_0^2} (S - S_0) \right], \quad (4)$$

где $r_0 = \text{const}$ — радиус кривизны соответств. участка направляющей поверхности, а $\alpha \approx 2,34$, если на поверхности обращается в нуль само поле, и $\alpha \approx 1,02$, если обращается в нуль его нормальная производная. Наличие в показателе экспоненты мнимой части эквивалентно нек-рому уменьшению скорости распространения, обусловленному описанным выше механизмом последоват. диффузии в зоне D_c . Когда луч ответвляется по касательной от дуги S и выходит из зоны D_c , поперечная диффузия лучевой амплитуды практически прекращается, так что она убывает в соответствии с обычным законом расширения лучевых трубок. Однако экспонент. затухание, к-рому подвергалась лучевая амплитуда за время прохождения волнового фронта в зоне диффузии D_c , приводит к тому, что в области тени для больших углов D в. за вынужденным пренебрежением поле гораздо слабее, чем за аналогичным пренебрежением с острым краем. Диффракц. волна, идущая из точки B вверх и назад навстречу падающей волне, формируется за счёт диффузии лучевой амплитуды вдоль тех цилиндров. волновых фронтов, имеющих относительно малый радиус, к-рые расположены в промежуточной зоне D_b . При большом радиусе кривизны поверхности тела вправо от точки B указанное явление диффузии очень слабо выражено, а следовательно, в отличие от случая острого края, рассеяние вверх и назад пренебрежимо мало.

Для объяснения явлений D в. у края препятствия, закруглённого спереди, можно рассматривать отражённую и падающую волны как продолжение (в смысле от-

ражения) одна другой (рис. 10). Лучевые трубки в отражённой волне по мере приближения к точке B , во-первых, становятся относительно резко расширяющимися, что приводит к быстрому ослаблению поля в них; во-вторых, всё теснее прижимаются к поверхности тела, где имеет место связь отражённого поля с падающим. Возникающие благодаря этому заметные различия лучевых амплитуд на близких участках объединённого фронта падающей и отражённой волн вызывают поперечную диффузию в соответствующих зонах эффективной диффузии D_1 и D_2 , к-рые показаны на рис. 10 наложенными друг на друга. В результате как падающая волна, так и суммарное поле достигают точки скопления B значительно ослабленными.

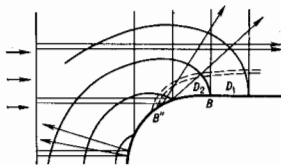


Рис. 10. Дифракция волн на переднем закруглении.

Следует подчеркнуть, что широкое развитие метода поперечной диффузии или метода параболич. урния связано с освоением всё более коротковолновых эл.-магн. диапазонов (повышение маэров, лазеров и т. п.) и необходимостью соответствующего эл.-динамич. обеспечения (см. *Квантовая*). Более того, этот метод оказался адекватным нек-рым недлинейным дифракционным задачам типа самофокусировки или самоканализации эл.-магн. волн.

Матем. рассмотрение D в. в общем случае совпадает с рассмотрением волнового поля, возбуждаемого нек-рым источником в бесконечной или конечной области, заанодленной однородной или неоднородной средой, т. е. решение задачи D в. сводится к решению задачи о вынужденных колебаниях в такой области. При этом, естественно, могут быть использованы традиц. методы решения краевых задач матем. физики. См. также *Волны, Дифракция радиоволн, Дифракция рентгеновских лучей, Дифракция света*. Явления дифракции имеют место и в микромере (см. *Дифракция частиц*), поскольку объектом квантовой механики свойственно волновое поведенье.

Лит.: Мендлер Дж. Р., Дифракция и рассеяние радиоволн, пер. с англ., М., 1958; Уфимцев П. Я., Метод краевых волн в физической теории дифракции, М., 1962; Хенли Х., Мауэр А., Вестфаль К., Теория дифракции, пер. нем., М., 1964; Вайнштейн Л. А., Теория дифракции и метод факторизации, М., 1966; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Боревичев В. А., Квиберт Б. Б., Геометрическая теория дифракции, М., 1978; Вагатов Р. Б., Календелев Баум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982.

И. Г. Нондратев, Г. Д. Мамонтов, звукотехники В. А., Квиберт Б. Б., Геометрическая теория дифракции, М., 1978; Вагатов Р. Б., Календелев Баум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982. **ДИФРАКЦИЯ ЗВУКА** — отклонение распространения звука от законов геометрической акустики, обусловленное его волновой природой. Результаты D з. — расхождение УЗ-лучей при удалении от излучателя или после прохождения через отверстие в экране, наличие звуковых волн в области тени поля препятствия, больших по сравнению с длиной волны λ , отсутствие тени позадипрепятствия, малых по сравнению с λ , и т. н. Звуковые поля, создаваемые дифракцией исходной волны на препятствиях, помещённых в среду, на неоднородностях самой среды, а также на неровностях и неоднородностях границ среды, наз. рассеянными полями (см. *Рассеяние звука*). Для объектов, на к-рых происходит D з., больших по сравнению с λ , степень отклонений от геом. картины зависит от значения волнового параметра $P = \sqrt{\lambda r/D}$, где D — поперечник объекта (напр., поперечник УЗ-излучателя или пре-

пятая), l — расстояние точки наблюдения от этого объекта. Вблизи поршневого излучателя звука при $P \ll 1$ («ближняя», или «проекторная», зона) поле в осн. образовано цилиндрич. пучком лучей, исходящих из излучателя, и в пределах пучка имеет в целом характер плоской волны с интенсивностью, постоянной по сечению и не зависящей от расстояния, в соответствии с законами геом. акустики, а дифракц. эффекты выражаются только в размывании границ пучка. По мере удаления от излучателя дифракц. эффекты усиливаются, и при $P \sim 1$ поле теряет характер плоской волны и представляет собой сложную интерференц. картину. На ещё больших расстояниях, при $P \gg 1$ («дальняя» зона), пучок превращается в сферический радиополуосп. волну с интенсивностью, убывающей как $1/r^2$, и с угл. распределением интенсивности, не зависящим от расстояния (см. *Направленность акустических излучателей и приёмников*); в этой области поле снова подчиняется законам геом. акустики. Аналогичная картина наблюдается в пучке, выходящем из плоской волны отверстием в экране (рис. 1). При размерах



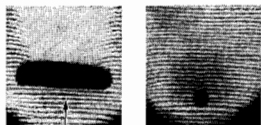
Рис. 1. Прохождение плоской волны через отверстие в экране при различных соотношениях между размером отверстия и длиной волны звука. Чем меньше отверстие, тем быстрее волна расходится в стороны после прохождения отверстия.

излучателя (или отверстия в экране), малых по сравнению с λ , проекторная зона отсутствует и звуковое поле представляет собой расходящуюся волну уже на расстояниях порядка λ .

Аналогично размыванию пучка в проекторной зоне размывается звуковая тень позади препятствия, большого по сравнению с λ (рис. 2, а); в области $P \gg 1$ тень практически исчезает. За препятствием с размерами $\sim \lambda$ и меньше звуковая тень практически не образуется (происходит «огибание» препятствия — рис. 2, б).

Д. з. при фокусировке звука приводит к тому, что вблизи фокусов и каустики, поперхностей, на к-рых,

Рис. 2. а — образование звуковой тени позади препятствия, большого по сравнению с длиной звуковой волны; б — огибание волной малого препятствия.



согласно геом. акустике, звуковое давление обращается бы в бесконечность, образуются области давления с повышенными, но конечными значениями. Эти области тем уже, а значения поля в них тем выше, чем меньше l фокусируемого звука.

Расчёт Д. з. обычно базируется на *Гюйенсе — Френеля принципе* и сводится к определению произвольности фиктивных источников, что, как правило, удаётся выполнить только приближённо.

При распространении приблизительно плоских волн (радиус кривизны фронтов велик по сравнению с λ , отсюда, изменение амплитуды вдоль фронта мало на расстояния λ) дифракц. эффекты могут быть рассчитаны как результат поперечной диффузии амплитуды волны вдоль фронта, происходящей согласно обычному ур-нию диффузии, но с мнимым коэф. диффузии (см. *Дифракция волн*).

Точный расчёт Д. з. удаётся выполнить только в исключит. случаях: для д. з. на полуплоскости и на границе с идеальными границами, на цилиндроподобных решёт-

ках, на отверстиях цилиндрич. трубы с тонкими стенками, а также на сфере и др. поверхностях 2-го порядка. С точными решениями можно сравнивать результаты расчёта Д. з. разл. приближёнными методами; они могут использоваться также при оценке дифракции на телах, форма к-рых близка к форме тел, для к-рых имеются точные решения.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайнштейн Л. А., Дифракция электромагнитных и звуковых волн на отогнутом конце волновода, М., 1953; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1974; Хонд Х., Мауэ А., Вестфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964. М. А. Искович.

ДИФРАКЦИЯ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ — дифракция электронов с энергиями от десятков до сотен эВ; один из осн. методов изучения структуры приповерхностных слоёв монокристаллов толщиной ~ 1 м. Толщина исследуемого слоя определяется глубиной проникновения электрона в кристалл без потери энергии. Электроны, используемые в методе Д. м. э., теряют энергию в осн. на образовании плазмонов (ср. путь, проходимый медленным электроном между исцеловат. актами возбуждения плазмонов, составляет 1 нм; с ростом энергии электронов эта длина быстро увеличивается).

Пучок электронов падает под заданным углом к поверхности исследуемого кристалла. В результате дифракции в приповерхностных слоях часть электронов вылетает из кристалла назад через эту же поверхность. Электрически заряженная задерживающая сетка пропускает лишь те электроны, к-рые не потеряли энергию на образование плазмонов, т. е. электроны, углубившиеся в кристалл не более чем на половину длины образования плазмона (что соответствует неск. атомным слоям). Дифракц. картина регистрируется на люминисцентном экране. Она характеризуется большим числом максимумов, положение к-рых определяется условными рассеяния на двумерных периодах структурах. При этом симметрия картины отражает симметрию расположения атомов в поверхностном слое, а интенсивности максимумов содержат информацию о межатомном взаимодействии.

В методе Д. м. э. измеряют угол распределения максимумов, зависимость распределения от нач. энергии электрона, изменение интенсивности максимумов в зависимости от температуры или наличия на поверхности адсорбиров. атомов. Измеряют также поляризацию света дифрагиров. электронов. Сравнение эксперим. данных с теоретич. расчётами разл. вариантов структуры позволяет установить истинную структуру приповерхностного слоя.

С помощью метода Д. м. э. обнаружено явление реконструкции поверхности полупроводников и металлов, состоящее в различии структуры параллельных внутриобъёмных и поверхностных кристаллографич. плоскостей. Так, внутри объёма кристаллич. золота плоскость (100) имеет квадратичную структуру, а поверхностная грань (100) — гексагональную. Реконструкция поверхности имеет место для всех граней кремния, причём поверхностная структура при разл. температурах различна.

Использование Д. м. э. для анализа плёнок на поверхностях кристаллов позволило непосредственно количественно изучать межатомное взаимодействие в адсорб. монослоях, что привело к появлению нового направления — физики двумерных поверхностных структур. Изучение двумерных фазовых переходов газ — жидкость — кристалл даёт ценную информацию о свойствах адсорбиров. атомов, измерение поляризации света при Д. м. э. — возможность изучения магн. свойств поверхности.

Лит.: Мозольков А. Е., Федянин В. К., Дифракция медленных электронов поверхностью, М., 1982; Ризанов М. И., Телин И. И., Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц, М., 1983; Исамова И. Р., Дифракция медленных электронов, в кн.: Спектроскопия и дифракция электронов при исследовании поверхности твёрдых тел,

М., 1985; Van Hove M. A., Tong S. Y., Surface crystallography, by LEED, В., 1979. М. И. Раikov. **ДИФФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ** — явление рассеяния нейтронов, в котором определяющую роль играют волновые свойства нейтрона (см. Корпускулярно-волновой дуализм). Длина волны λ и импульс p связаны соотношением де Бройля $\lambda = h/p$. Матем. описание Д. п., так же как

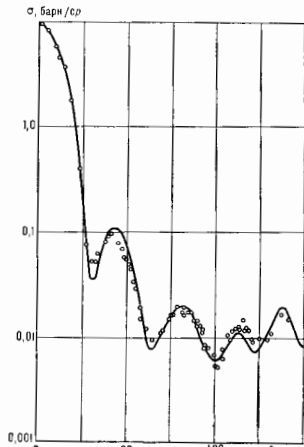
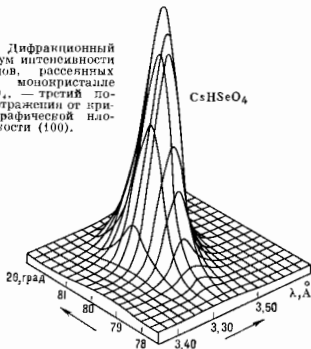


Рис. 1. Угловое распределение нейтронов с энергией 14 МэВ, рассеянных на ядре Sn; \circ — сечение рассеяния; θ — угол рассеяния.

и в случае др. волновых полей, следует из принципа Гюйгенса — Френеля и, в этом смысле, аналогично описанию дифракции света, рентг. лучей, электронов и др. микрочастиц (см. Дифракция волн). Согласно этому

Рис. 2. Дифракционный максимум интенсивности нейтронов, рассеянных на монокристалле CsHSO_4 . — третий порядок отражения от кристаллографической плоскости (100).



описанию, интенсивность рассеянного излучения в некоторой точке пространства зависит как от λ , так и от свойств рассеивающего объекта. Соответственно, Д. п. применяется как для исследования или формирования нейтронных пучков (нейтронные монохроматоры, ана-

лизатора), так и для исследований строения рассеивающего вещества.

В области энергий нейтрона $\varepsilon \sim 10^{-7}$ эВ ($\lambda \sim 10^{-12}$ см) Д. п. проявляется при рассеянии нейтронов на атомных ядрах (рис. 1). При $\varepsilon \sim 10^{-2}$ эВ ($\lambda \sim 10^{-8}$ см) Д. п. применяется для исследования атомной и магнитной структуры конденсиров. сред (кристаллы,

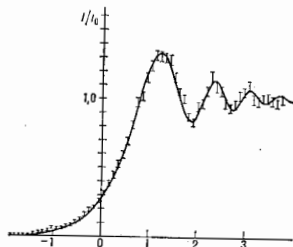


Рис. 3. Интенсивность пучка нейтронов после прохождения мимо поглощающего экрана с резким краем ($\lambda = 20 \text{ \AA}$). Одна единица по горизонтальной оси соответствует смещению приёмной щели (шириной 30 мкм) на расстояние 100 мкм.

жидкости, макромолекулы). Для нейтронов с $\lambda \sim 10^{-8}$ см кристалл представляет собой трёхмерную дифрак. решётку и Д. п. проявляется в виде максимумов интенсивности с резкой зависимостью от λ и угла рассеяния θ (рис. 2). При $\lambda \geq 10^{-7}$ см Д. п. реализована на краю непрозрачного экрана (рис. 3), щели и др. классич. объектах дифракции с целью эксперим. проверки некоторых положений квантовой механики.

Наиб. широко Д. п. применяется в нейтронографии. Отличия по сравнению с дифракцией рентгеновских лучей или с дифракцией электронов в том, что нейтроны в осн. взаимодействуют с атомными ядрами и магн. моментами элементарных оболочек атомов. Сферич. волна, рассеянная от ядра $[b/r \exp(ikr)]$; r — радиус-вектор точки, k — волновой вектор), характеризуется амплитудой рассеяния b , не зависящей для медленных нейтронов от длины т. н. вектора рассеяния $\mathbf{k} = k_0 - k$, ($k = k_0 = 2\pi/\lambda$), что связано с малостью размеров ядра ($\sim 10^{-12}$ см) по сравнению с λ ($\sim 10^{-8}$ см).

Когерентные длины рассеяния медленных нейтронов некоторыми элементами и изотопами ($\times 10^{-12}$ см)

Элемент, изотоп	$b_{\text{ког}}$	Элемент, изотоп	$b_{\text{ког}}$	Элемент, изотоп	$b_{\text{ког}}$
H	-0,3741	Se	1,23	Nb	0,7054
² H	-0,3742	Tl	-0,330	Mo	0,895
³ H	0,6674	V	-0,0382	Cd	0,51-
Li	-0,1409	Cr	0,3635	Tc	-0,161
⁶ Li	0,29-	⁵⁰ Cr	-0,450	In	0,406-
⁷ Li	-0,026 i	⁵² Cr	0,492	Sb	-0,341
Be	-0,222	⁵⁴ Cr	-0,420	Sn	0,6228
B	0,5304	⁵⁶ Cr	0,477	Ti	0,543
¹⁰ B	-0,021 i	Mn	-0,373	I	0,528
¹¹ B	0,01-	Fe	0,954	Cs	0,542
¹² B	0,665	Co	0,250	La	0,825
C	-0,1071	Ni	1,03	Ce	0,484
N	0,6648	⁵⁸ Ni	1,44	Pr	0,445
O	0,5805	⁶⁰ Ni	0,28	Nd	0,769
F	0,365	⁶² Ni	0,760	Ta	0,681
Na	0,363	⁶⁴ Ni	-0,87	W	0,477
Mg	0,5375	⁶⁶ Ni	-0,038	Re	0,92
Al	0,3449	Cu	0,7718	Os	1,10
Si	0,4149	Zn	0,5689	Ir	1,06
P	0,513	Ga	0,8193	Pt	0,963
S	0,2847	As	0,658	Au	0,763
Cl	0,3949	Se	0,7970	Hg	1,266
K	0,371	Br	0,679	Tl	0,879
Ca	0,499	Kr	0,789	Pb	0,940
		Rb	0,708	Bi	0,8526
		Zr	0,716	U	0,8417

Величина δ нерегулярно зависит от атомного номера ядра Z , его массового числа A и взаимной ориентации силовых ядра и нейтрона. Так как D . н. на кристаллах — результат суммирования амплитуд вторичных волн, рассеянных мн. ядрами, важную роль играет т. н. когерентная длина рассеяния $b_{\text{ког}} = (\delta)$, где усреднение идёт по силовым и изотопным состояниям структурно-эквивалентных ядер (см. *Нейтроннография структурная*; табл.).

В случае магн. взаимодействия амплитуда рассеяния отд. атома может быть вычислена, если известны электронные волновые ф-ции. Амплитуда магн. рассеяния зависит от величины и взаимной ориентации спина атома, спина нейтрона и μ . Это позволяет отделить магн. рассеяние от ядерного (см. *Магнитная нейтроннография*). Действит. и мнимая части $I_{\text{ког}}$ зависят от λ и даны при $\lambda = 10^{-8}$ см.

Лит.: Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика медленных нейтронов, М., 1965; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1981; Кэули Д. ж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Sears V. F., AECR — 8460, Chalk River, Ontario, 1984.

А. М. Балагуров, Ю. М. Остапичев.

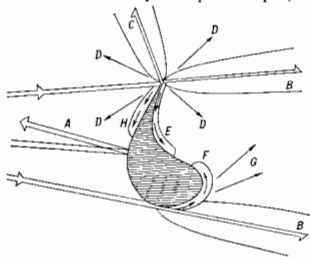
ДИФРАКЦИЯ РАДИОВОЛН — пространственное и временное перераспределение волнового поля при встрече радиоволн с препятствиями. Такими препятствиями могут быть неоднородности внутри объёмных резонаторов, нерегулярности коаксиальных и волноводных трактов, элементы приёмных и передающих антенн, естеств. (напр., метеорные следы) и искусств. неоднородности (возмущения) в атмосфере, земная поверхность и её неровности (горы, деревья, здания, волны на море и т. д.), а также самолёты, спутники и др. тела. Д. р. на к.-л. теле существенно зависит от его электрич. и магн. свойств, его формы, соотношения между длиной волны λ и линейными размерами тела l , от поляризации волны, взаимной ориентации тела и направления распространения (падения) волны. Поскольку радиодиапазон охватывает эл.-магн. колебания с λ от сотен км до долей мм, то при Д. р. встречаются любые значения параметра l/λ . Различают три характерные области: квазистатическую ($l/\lambda \ll 1$), промежуточную, или резонансную ($l/\lambda \sim 1$), и квазиоптическую ($l/\lambda \gg 1$), в каждой из к-рых Д. р. имеет свои особенности (см. также *Дифракция волн*).

В квазистатической области размеры тела много меньше длины волны ($l \ll \lambda$), что выполняется, напр., при рассеянии сантиметровых радиоволн на гидрометеорах (капельки дождя или тумана, снежинки и др.). Падающая волна вызывает в теле перераспределение электрич. зарядов и токов, характеризуемое дипольными (или мультипольными) электрич. и магн. моментами. Создаваемое ими рассеянное поле имеет вблизи тела квазистатич. характер. В каждый данный момент времени оно приближённо совпадает с полем статич. диполей, моменты к-рых равны мгновенным значениям моментов индуциров. диполей. Как правило, последние не зависят от частоты (хотя бывают и исключения, напр. в плазме). Вдали от тела рассеянное поле имеет вид расходящейся сферич. волны с амплитудой, пропорциональной λ^{-2} . При расчётах дифракц. поле обычно ищут в виде разложения в ряд по целым положит. степеням волнового числа $k = 2\pi/\lambda$ или частоты $\omega = ck$. Коэф. ряда являются неизвестные ф-ции пространств. координат, к-рые не зависят от частоты и находятся из решения рекуррентной системы задач теории потенциала. Практически удаётся вычислить лишь неск. первых членов соответствующих рядов. Найденное таким путём рассеянное поле представляет собой суперпозицию полей мультидиполей: диполя, квадруполя, октополя и т. д. В данной области частот эффективны также прямые численные методы решения граничных задач для ур-ний Максвелла и, в частности, численные методы решения интегр. ур-ний.

В промежуточной (или резонансной) области частот размеры тела сравнимы с

длиной волны ($l \sim \lambda$). Здесь существен. роль в формировании рассеянного поля могут играть т. п. собств. зл.-магн. колебания, возбуждаемые в теле падающей волной. Каждому телу присущ свой дискретный набор собств. колебаний. Частота этих колебаний комплексна. Её мнимая часть (т. е. коэф. затухания по амплитуде) определяется тепловыми потерями и объёме тела и потерями на излучение в окружающее пространство. Осн. вклад в рассеянное поле даёт излучение того собств. колебания, частота и поляризация к-рого ближе к частоте и поляризации падающей волны. При совпадении частот падающей волны с веществ. частью частоты одного из собств. колебаний наступает явление резонанса: амплитуда данного собств. колебания, а следовательно, и излучаемого им поля резко возрастает, если добротность колебания достаточно высока. Такие резонансные эффекты проявляются, напр., при Д. р. на тонких металлич. полуволновых вибраторах и легионных рассеивателях, к-рые используют, в частности, для создания помех радиолокат. системам. При низкой добротности колебаний (значит. коэф. затухания) резонансные свойства тела практически не проявляются, поскольку резонансная часть поля становится сравнимой с нерезонансной или даже меньше её. В данном диапазоне частот дифракц. поля находят с помощью аналитич. или численных методов решения соответствующих граничных задач для ур-ний Максвелла. К числу классич. задач Д. р., для к-рых получены строгие аналитич. решения и проведён их анализ, можно отнести задачи о дифракции на бесконечном однородном круговом цилиндре, однородном шаре, бесконечной щели в идеально проводящем и импедансном клине и бесконечной идеально проводящей ленте, открытым конце идеально проводящего волновода и др.

В квазиоптической области частот размеры тела намного превышают длину волны ($l \gg \lambda$). Такое соотношение между l и λ соблюдается, в частности, при дифракции дециметровых и сантиметровых радиоволн на самолётах и космич. кораблях, при дифракции миллиметровых радиоволн в квазиопт. линиях и т. п. (см. *Квазиоптика*). В отличие от квазистатической и промежуточной областей, где рассеянное поле формируется всем объёмом тела, здесь на первый план выступают локальные свойства тела и поля. При этом отходит вклад собств. колебаний в рассеянное поле, как правило, мал (исключение составляют системы типа открытых резонаторов). Большие



размеры тела и разнообразные искривления его границы дают простор для образования разл. типов рассеянных полей.

На рис. схематически изображены не-кремы типы полей, образующихся при дифракции волн на непрозрачном теле сложной формы. В освещённой части пространства осн. вклад в рассеянное поле вносят геометр. лучи A , отражённые от поверхности тела (см. *Геометрической оптики метод*). Вблизи границ падающих и отражённых лучей возникают полутеневые поля B, C .

Рёбра и вершины на поверхности тела порождают краевые волны, к-рые можно интерпретировать как дифракц. лучи D . На выпуклой стороне тела могут возбуждаться волны пенушей галереи E . Вблизи граница свет — тень на гладкой части поверхности тела образуются волны сооснальвания F , к-рые уходят вдоль *геобесических линий* на теневую сторону тела, испытывая при этом экспоненц. затухание из-за высвечивания G . При индуктивном излучении на поверхности тела могут возбуждаться поверхностные волны H , к-рые высвечиваются слабо и затухают практически только из-за тепловых потерь в самом теле. Реальная картина формирования рассеянного поля усложняется взаимной трансформацией разл. типов волн, напр. краевые волны могут породить волны сооснальвания и паоборт.

Расчёт дифракц. полей в квазиопт. области составляет предмет асимптотич. теории дифракции (АТД). К ней принадлежит, в частности, метод параболич. урния (МПУ), опирающийся на т. н. принцип поперечной диффузии лучевой амплитуды — диффузии амплитуды поперёк лучевых трубок (вдоль волновых фронтов). Этот метод используют при изучении открытых волноводов и резонаторов, при исследовании распространения волновых пучков в линейных и нелинейных однородных, регулярно и статистически неоднородных средах (напр., в атмосфере, ионосфере) и т. н. (см. *Леоновича параболическое уравнение, Параболическое уравнение приближение*). Одним из первых применений МПУ была классич. задача о распространении радиоволн вдоль поверхности Земли (асимптотич. решение Леоновича и Фока). К АТД относится также ряд приближённых подходов, опирающихся на принцип локальности и строгие решения модельных задач. В частности, для расчётов радиолокац. поперечников металлич. тел сложной формы используют геом. метод (ГОМ), физическую оптику (ФО) и метод (ФОМ), геометрическую теорию дифракции (ГТД) и метод краевых волн (МКВ). При помощи ГОМ и ФОМ определяют гл. члены асимптотич. разложения (при $\lambda \rightarrow 0$) для поля в освещённой области пространства. ГТД является обобщением ГОМ и даёт решетки построения краевых волн и волн сооснальвания. МКВ является обобщением ФОМ и позволяет вычислять краевые волны. И ГТД, и МКВ применительно, напр., к задачам дифракции на телах с рёбрами опираются на решение классич. задачи о дифракции на клине. Оба эти метода дают гл. члены асимптотич. разложения для каждой краевой волны, возникающей при многократной дифракции. Для определения след. членов этого асимптотич. разложения необходимо решение дополнит. модельных задач. Между упомянутыми методами существует тесная связь. Геометропич. выражение для рассеянного поля вытекает из асимптотич. оценки интегралов, описывающих это поле в приближении ФОМ. Точно так же выражения для краевых волн, постулируемых в ГТД, следуют из интегральных представлений рассеянного поля в МКВ.

В теории антенн используют апертурный метод расчёта диаграмм направленности, в основе к-рого лежит предположение о том, что распределение эл.-магн. поля в излучающей апертуре (раскрытие) соответствует невозмущённой возбуждающей волне. Такая аппроксимация тем лучше, чем больше параметр l/λ , где l — линейный размер апертуры. Поле, излучаемое антенной, вычисляют затем с помощью *Грина формул*. Такой метод представляет собой обобщение на задачи Д. р. известного в оптике и акустике *Кирхгофа метода*; он удовлетворительно описывает главный и первые боковые лепестки диаграмм направленности. Для расчёта дальних боковых лепестков необходимо принимать во внимание краевые волны, к-рые возникают при дифракции возбуждающей волны на краях апертуры.

Представляют интерес задачи Д. р. на телах, покрытых радиоглощающим материалом, на космич. аппаратах, входящих в атмосферу Земли со сверхзвуковой скоростью и окруженных неоднородной плазмой, на естеств. и искусств. неоднородностях ионизации в атмосфере и ионосфере; задачи распространения (линейного и нелинейного) радиоволн в разл. неоднородных средах, в частности в естеств. волноводных каналах (прежде всего, ионосферных), и, наконец, задачи диагностики разных сред и объектов с помощью радиоволн.

Лит.: У ф м д е в П. Я., *Метод краевых волн в физической теории дифракции*, М., 1962; Х е н л Х., М а у з А., В е с т ф а л К., *Теория дифракции*, пер. с нем., М., 1964; В а ш т е й н Д. А., *Открытые резонаторы и открытые волноводы*, М., 1966; Ф о к В. А., *Проблема дифракции и распространения электромагнитных волн*, М., 1970; Б о р о в и к о в В. А., К и н о б е р В. Е., *Геометрическая теория дифракции*, М., 1978; *Electromagnetic and acoustic scattering by simple shapes*, Amst., 1969; J a n e s G. L., *Geometrical theory of diffraction for electromagnetic waves*, Stevenage, 1976; *Electromagnetic scattering*, N. Y., 1978. П. Я. Уфимцев.

ДИФРАКЦИЯ РЕНТЕГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ — возникновение отклонённых (дифрагированных) лучей в результате интерференции уруго рассеянных электропми вещества вторичных волн. Д. р. л. обусловлена пространственно упорядоченным расположением атомов рассеивателя и большой величиной параметра прорастраиваемой дисперсии $\lambda/d \sim 5 \cdot 10^{-2} \div 4$ (λ — длина волны рентгеновского излучения, d — характерное межатомное расстояние в веществе). Она является осн. методом исследования атомной структуры веществ (см. *Рентгеновский структурный анализ, Рентгенография материалов, Рентгеновская томография, Рентгеновская спектроскопия*) [1—6].

Д. р. л. впервые наблюдалась М. фон Лауэ (M. von Laue) в В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping) (1912). Первая элементарная (т. н. килематич.) теория Д. р. л. предложена Лауэ в 1913; в том же году У. Л. Брэгг (W. L. Bragg) и Г. В. Вульф интерпретировали Д. р. л. как интерференц. отражение излучения от системы параллельных атомных плоскостей кристалла (см. *Брэгга — Вульфа условие*). В 1914 Ч. Дарвин (Ch. Darwin) сформулировал основы динамики теории Д. р. л., затем в 1917 П. Эвальд (P. Ewald) развил теорию самосогласованного взаимодействия точечных диполей среды и поля излучения. В 1931 Лауэ изложил теорию Д. р. л. как электродинамич. задачу распространения излучения в среде с непрерывной трёхмерной периодической поляризуемостью $\chi(r, \omega)$ (см. *Поляризуемость рентгеновская*).

Наиб. ярко Д. р. л. выражена в кристаллах, являющихся для рентгеновских лучей естеств. трёхмерными *дифракционными решётками*. Дифракц. максимумы в них возникают в направлениях, в к-рых вторичные (рассеянные атомами) волны распространяются с одинаковыми фазами. Для кристаллов это условие фазировки требует удовлетворения одновременно трёх условиям дифракции на одномерных дифракц. решётках:

$$a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = H\lambda; \quad b(\cos \beta - \cos \beta_0) = K\lambda; \\ c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = L\lambda, \quad (1)$$

где a, b, c — периоды решётки кристалла по трём осям; α_0, β_0 и γ_0 — углы, составляющие направление распространения падающей, а α, β и γ — рассеянной волнами с осями решётки кристалла; H, K и L — целые числа, пропорциональные индексам *кристаллографическим* системы атомных плоскостей, находящихся в отражающем положении. Ур-ния (1) (т. н. ур-ния Лауэ) можно представить в виде условия Брэгга — Вульфа. Т. к. углы $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ фиксированы, а α, β, γ не независимы, то система (1) обычно имеет крайне мало целочисленных решений, т. е. при рассеянии монокроматич. рентгеновского излучения на неподвижном кристалле число дифракц. максимумов мало.

Рассеивающие свойства кристалла зависят от его размера и строения. Рассеяние излучения идеальным мозаичным кристаллом (см. *Мозаичность кристаллов*) и поликристаллом со ср. размером зерна $l \leq 10^{-3}$ см описывается кинематич. приближением теории Д. р. л. [1, 5]. В кинематич. теории Д. р. л. предполагается, что интенсивность рассеянной кристаллом волны мала по сравнению с интенсивностью первичного поля. Такое приближение вполне допустимо для мн. кристаллов. Согласно классич. электродинамике, электрич. поле E_0 падающей на кристалл волны излучения с частотой ω и волновым вектором k_0 вызывает возникновение переменного дипольного момента атомов, в результате чего каждый атом становится источником вторичной сферич. волны, амплитуда к-рой определяется рассеивающей способностью атома, а фаза — его положением в кристаллич. структуре. Амплитуда вектора напряжённости электрич. поля, рассеянного одним атомом, равна:

$$E_j(s) = \frac{1}{R} [k_s [k_s E_0]] (\epsilon^2/m\omega^2) f(s) \exp [i(s \cdot r_j)],$$

где $f(s)$ — атомный фактор, в к-рый включён также и Дебая — Уоллера фактор; $r_j = ma + nb + pc$ — радиус-вектор положения j -го атома; m, n, p — целые числа; $s = k_s - k_0$ — вектор рассеяния, $s = 2\lambda \cos \theta / \lambda$; 2θ — угол между векторами k_0 и k_s (угол рассеяния; угол Фаз. углом Брэгга); двойное векторное произведение определяет поляризац. зависимость $E_j(s)$; R — расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения. Полная амплитуда рассеянного поля $E(s)$ равна сумме $E_j(s)$ по всем N атомам кристалла: $E(s) = \sum_{j=1}^N E_j(s)$.

Относит. интенсивность рассеянного в единичный телесный угол излучения равна:

$$\frac{I_s}{I_0} = \int |E(s)|^2 R^2 d\Omega = \sigma_e P(\theta) |f(s)|^2 \times \times \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \exp [i(s \cdot r_j - r_k)], \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность первичного излучения, $\sigma_e = (\epsilon^2/mc^2)^2$ — сечение рассеяния излучения электроном (e и m — его заряд и масса, c — скорость света); $P(\theta)$ — поляризац. множитель. Для неполяризованного излучения $P(\theta) = (1 + \cos^2 2\theta)/2$; $\sigma_e P(\theta) |f(s)|^2$ — сечение рассеяния атомом; оксponentы в (2) учитывают пространственные сдвиги фаз между волнами, рассеянными j -м и k -м атомами. Для кристаллов с иск. атомами в элементарной ячейке $f(s)$ в (2) следует заменить на структурный фактор $F(s)$, тогда r_j — радиус-вектор положения j -й элементарной ячейки.

Для идеального кристалла суммы в (2) являются геом. прогрессиями. Если кристалл имеет вид правильного параллелепипеда, содержит $N = N_a N_b N_c$ элементарных ячеек (N_a, b, c — число периодов вдоль векторов элементарных трансляций a, b и c), то суммирование (2) приводит к интерференц. ф-ции Лауэ:

$$\frac{\sin^2 [N_a (\pi a/2)]}{\sin^2 (\pi a/2)} \frac{\sin^2 [N_b (\pi b/2)]}{\sin^2 (\pi b/2)} \frac{\sin^2 [N_c (\pi c/2)]}{\sin^2 (\pi c/2)},$$

макс. значения к-рой (т. п. гл. дифракц. максимумы) равны $(N_a N_b N_c)^2$, т. е. $\sim V^2$ (V — объём кристалла), при значениях s, a, b, c , удовлетворяющих условиям, эквивалентным у-ниям Лауэ (1): $(\pi a) = 2\pi h, (\pi b) = 2\pi k, (\pi c) = 2\pi l$. Эти условия показывают, что вектор рассеяния s для дифракц. направления равен вектору обратной решётки g , так что $k_g = k_0 + g$. Угл. ширина дифракц. максимума в плоскости падения равна $2\pi/N_g$, где N_g — число периодов решётки кристалла вдоль вектора g . Если, напр., $N_g \sim 10^4$, то угл. ширина максимума $\sim 10^{-4}$ рад. При увеличении объёма кристалла интенсивность гл. дифракц. максимумов

возрастает $\sim V^2$, а их ширины уменьшаются $\sim V^{-1/2}$ (рис. 1).

Интегральная по углам рассеивающая способность кристалла при прохождении им отражающего подложки пропорциональна его объёму V , т. е. относит. интегральная интенсивность

$$I_s^0/I_0 = Q(s) V, \quad (3)$$

где $Q(s) = K \sigma_e P(\theta) L(\theta) |F(s)|^2 \lambda^3 / V_{\text{яч}}^2$ — уд. рассеяние в яч. с способностью кристалла; λ — длина волны излучения; $V_{\text{яч}}$ — объём элементарной ячейки; значения констант K и фактора интегральности

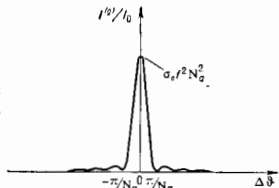


Рис. 1. Одномерная интерференция на яч. Фигура Лауэ; Φ — угловая острота от точного угла Брэгга.

$L(\theta)$ определяются схемой дифракции. Для кристалла с заметным поглощением в $Q(s)$ нужно учитывать экстинкционное ослабление проходящего и рассеянного лучей в объёме кристалла. При Д. р. л. в мозаичном кристалле имеет место явление вторичной экстинкции.

В случае кинематич. Д. р. л. кристаллов с нарушениями периодичности строения, а также в аморфных телах, стёклах и жидкостях интенсивности находят, усредняя (2) по всем возможным конфигурациям атомов в пространстве, вероятности реализации к-рых задаётся ф-цей корреляции $w(r_{jk})$ [8, 9]:

$$\begin{aligned} \langle I_s / (I_0 \sigma_e P(\theta) |f(s)|^2) \rangle &= \\ &= N + N(N-1) \int_0^V \int_0^V \exp [i(s \cdot r_j - r_k)] \frac{dv_j}{V} \frac{dv_k}{V} - \\ &- N(N-1) \int_0^V \int_0^V w(r_{jk}) \exp [i(s \cdot r_j - r_k)] \frac{dv_j}{V} \frac{dv_k}{V}. \end{aligned}$$

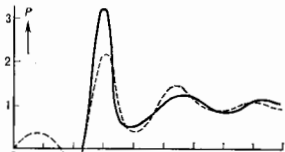
Член $\sim N$ описывает рассеяние излучения неупорядоченным скоплением, состоящим из N атомов. Второй член — квадрат модуля фурье-образа ф-ции кристалла — описывает Фраунгофера дифракцию на рассеянке в целом, к-рая приводит к очень слабой дифракц. разности прошедшего нукля излучения на угол $\Delta\theta \sim \sim \lambda/D$ (где D — диаметр рассеивателя), заметную лишь при рассеянии на микроскопич. и субмикроскопич. объектах (напр., блонд. молекулах, для к-рых $D \geq 10^{-3}$ м и $\Delta\theta \geq 10^{-3}$ рад), что используется для исследования их ф-ции (см. *Малогоугольное рассеяние*). Третий член определяется корреляцией в пространственном расположении атомов в рассеивателе и, следовательно, заключает в себе информацию о координатах атомов в элементарной ячейке кристалла (см. *Рентгеновский структурный анализ*). Этот механизм близок к рассеянию света на флуктуациях параметров среды. Нарушения периодичности строения кристаллов проявляются в уменьшении интенсивности осн. дифракц. максимумов по сравнению с их интенсивностью для идеального кристалла и появлению дополнит. ф-ции, являно зависящего от угла рассеяния (см. *Диффузное рассеяние рентгеновских лучей*). Исследование диффузного рассеяния позволяет установить характер искажений структуры кристалла [7].

Для искристаллич. объектов ф-ция $w(r_{jk})$ обычно изотропна, поэтому диффракционная интенсивность

аксиально симметрично относительно первичного пучка. Дифракц. максимумы имеют вид колец, интенсивность k -рых быстро ($\sim |\sin(\theta/\lambda)|^2$) падает при возрастании угла θ . В результате слабой корреляции в расположении атомов в пространстве эти кольца имеют вид широких размытых талов, угл. положение k -рых зависит от ср. межатомих (межмолекулярных) расстояний (рис. 2). Это позволяет найти функцию радиального распределения зарядовой плотности среды $\rho(r)$ [9].

Кинематич. приближение Д. р. л. представляет собой *брюгговское приближение* в решении ур-ния (5) (см. ниже); причём связь между дискретным [на основе атом-

Рис. 2. Парная корреляция $\rho(r)$ и функция $F(r)$ межатомих расстояний $O...O$ в жидкой воде, получаемая с помощью рентагеновского структурного анализа.



ного фактора $f(g)$ и континуальной [на основе поляризуемости $\chi(r, u)$ описаниями взаимодействия кристалла с излучением устанавливается соотношением: $\chi_g = -4\pi(e^2/m\omega^2)V_{\text{крит}}^{-1}F(g)$, где χ_g — фурье-компонента разложения $\chi(r, \omega)$ и ряд по векторам обратной решётки g . Используя это соответствие, интегральную рассеивающую способность (3) можно представить в виде:

$$\frac{I_g}{I_0} = \pi^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2 \sin^2 2\theta} |\chi_g|^2 \frac{V}{\lambda}. \quad (4)$$

Кинематич. приближение становится неприменимым, если линейные размеры идеального кристалла $L > 10^{-5}$ см. Д. р. л. в этом случае описывается в динамической теории n , согласно k -рой удельная и интегральная отражающие способности идеального кристалла и структура поля в его объёме полностью отличны от результатов кинематич. теории Д. р. л.

Динамич. теория Д. р. л. основана на более полном решении волнового ур-ния для вектора электрич. смещения $D(r, \omega)$ [11] с учётом обратного воздействия дифракц. луча на проходящий:

$$\Delta D + k^2 D \approx -\text{rot rot } (\chi D), \quad (5)$$

где правая часть представляет вторичные поля, наведённые в кристалле внеш. возмущением. Осн. методами решения (5) является метод Фурье, k -рый приводит к понятию *дисперсионной поверхности* [1; 5], и метод медленно меняющихся амплитуд (ур-ния Такаги) [11].

Особенности динамич. Д. р. л. проявляются уже в простейшем случае двух волн — входящей (0) и дифракционной (g). Наиб. важным случаем является дифракция плоской волны на кристаллич. пластине (рис. 3).

Решение ур-ния (5) резко различается для брэгговского отражения и лауэвского отклонения (см. *Брюгговское отклонение*).

Брюгговское отклонение. Его простейшим случаем является симметричное ($\varphi=0$) отклонение от полубесконечного centrosимметричного непоглощающего кристалла. Решение (5) для этого случая с соответствующими граничными условиями даёт след. выражение для относит. интенсивности рассеяния на поверхности кристалла ($z=0$):

$$\frac{I_g}{I_0} = \begin{cases} 1 & , \quad |\eta| < 1 \\ \frac{1}{(1 + |\eta| + \sqrt{1 - \eta^2})^2} & , \quad \eta < -1, \quad \eta > 1, \end{cases}$$

где $\eta = (\alpha_g + \chi_0)/\chi_g - \text{величина}$, пропорциональная углу отстройки $\Delta\theta$; $\alpha_g = -\sin 2\theta \cdot \Delta\theta$. Этот результат

показывает, что в области углов $(\chi_0 - \chi_g)/\sin 2\theta < \Delta\theta < (\chi_0 + \chi_g)/\sin 2\theta$ имеет место полное отражение падающей волны (рис. 4). Угл. ширина этой области $2\chi_g/\sin 2\theta \sim 10^{-5}$ рад и определяется только диэлектрич. свойствами кристалла. Вследствие преломления эта область сдвинута на угол $\chi_0/\sin 2\theta \sim 10^{-5}$ рад от точного угла Брэгга. В пределах этой области углов интенсивности проходящего I^0 и дифракц. I^g излучения внутри кристалла экспоненциально падают с глубиной z : $I^0, I^g \sim \exp(-z/l_{\text{ext}})$, где $l_{\text{ext}} = 2 \sin \theta k^{-1} \lambda \times (\chi_g \chi_g - \epsilon)^{-1/2} \sim 40^2 \times 10^8$ атомных периодов. Это затухание имеет чисто интерференц. природу и наз. и е р-



вичной экстинкции. Расстояние l_{ext} на k -ром $I^0, k(z)$ убывает в ϵ раз, наз. длиной первичной экстинкции. Интегральная рассеивающая способность [в отличие от (4)] пропорциональна первой степени $|\chi_g|$ и имеет нулю поляризац. зависимость:

$$\frac{I_g}{I_0} = a \frac{1 + |\cos 2\theta|}{2 \sin^2 2\theta} |\chi_g| \quad (6)$$

(коэф. $a = 8/3$).

Несмотря на существование области полного отражения, динамич. интегральная интенсивность в деск. десятков раз ниже кинематической (4) вследствие малой угловой ширины дифракц. максимума.

Рис. 4. Угловые зависимости интенсивностей дифракционных максимумов в случае непоглощающего centrosимметричного кристалла. 1. Симметричное ($\varphi=0$) Брюгговское отклонение от полубесконечного кристалла. Ширина области полного отклонения $2\chi_g/\sin 2\theta$. Её центр сдвинут из-за преломления на угол $\chi_0/\sin 2\theta$. 2. Симметричное ($\varphi=\pi/2$) лауэвское преломление. Максимальная интенсивность равна $1/2$. Форма максимума — лоренцовская, полуширина равна $\chi_g/\sin 2\theta$. Максимум расположен в точном угле Брэгга.

Лауэвское пропускание. Относит. интенсивность рассеянной волны в симметрич. случае Лауэ ($\varphi=\pi/2$) для непоглощающего кристалла

$$\frac{I_g(\eta)}{I_0} = \frac{1 - \cos[2\pi T(\eta)]}{2(1 + \eta^2)}$$

осциллирует с периодом $T(\eta) = \pi c g_0^2 l_{\text{ext}} (1 + \eta^2)^{-1/2}$, k -рый определяется длиной первичной экстинкции l_{ext} ; $\eta = \alpha_g/2\chi_g$. Дифракц. максимум расположен точно под углом Брэгга и имеет лоренцовскую форму (рис. 4) с шириной $2\chi_g/\sin 2\theta$. Если излучение падает на кристалл под углом Брэгга ($\eta=0$), то $I^g(0)/I_0$ меняется от 0 до 1 с периодом осцилляций $T(0) = \pi c g_0^2 \lambda \times l_{\text{ext}}$, т. е. вся интенсивность поля периодически сосредоточивается в дифракц. волне. Относит. интенсивность $I^g(0)/I_0$ осциллирует с тем же периодом, но с опережением по фазе на $\pi/2$. Поведение поля напоминает перекачку энергии при связанных колебаниях ма-

литников и наз. маятниковым решением. При некор. отстройке ($\alpha \neq 0$) от угла Брэгга θ перекачка неплотная, а при учёте поглощения она носит затухающий характер. Структура поля такова, что дифракц. и проходящий лучи образуют единую согласованную систему, так что разделение поля на прошедшую и дифрагировавшую волны происходит не внутри кристалла, а на его выходной поверхности. Для толстых кристаллов имеет место *алюминиевый протекания эффект*. Среднее по T значение интегральной интенсивности рассеянного излучения также определяется выражением (6) при $\alpha = \pi/2$.

Брэгтовское отражение и лазуэское пропускание широко используются для монохроматизации и получения слабо расходящихся ($\Delta\theta \sim 1^\circ$) интенсивных лучков рентгеновских лучей. Изучение Д. р. л. в совершенных кристаллах со слабыми искажениями позволяет получать информацию о типе и строении дефектов, их плотности и распределении по объёму [8] (см. *Рентгеновская томография*).

В рамках динамич. теории Д. р. л. решены задачи распространения рентг. излучения в совершенном кристалле с вост. градиентом деформаций, нарушенным приповерхностным слоем, в модулированных и многослойных кристаллах, что позволило решать обратные задачи восстановления строения кристаллов с однократным по дном искажением по данным Д. р. л. В целом решены задачи дифракции коллимированных и сферич. волн; рассмотрены некоторые многолучевые задачи, а также случаи резко асимметричной дифракции, когда заряду с дифракцией имеет место полное внеш. отражение. Детальное понимание интерференционной структуры поля излучения в кристалле при динамич. Д. р. л. позволило создать новые дифракц. методы исследования строения тонких приповерхностных слоёв монокристаллов [9].

При внеш. возбуждении или неупругих процессах рассеяния рентг. лучей атомы кристалла могут стать источниками вторичного излучения, некогерентного с падающим. При распространении этого излучения в кристалле наблюдаются спонтанная дифракция нейтронов — т. н. л. и л. К с с л [1].

Дифракция гамма-лучей, нейтронов, электронов описывается в основном теми же законами, что и Д. р. л., однако для каждого типа излучения имеются специфич. особенности, определяемые величиной взаимодействия с данной волной излучения (см. *Дифракция частиц, Дифракция электронов, Дифракция нейтронов*). Динамич. дифракция может наблюдаться и в оптич. диапазоне, напр. при распространении света в холерических [10] и коллоидных жидких кристаллах.

Лит.: 1) Д ж е й м с Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; 2) Д ж е й м с Р., Основы рентгеновского структурного анализа, М.—Л., 1940; 3) Г и в е А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; 4) Д о р а й-Н о ш и ц М. А., Практический курс рентгеноструктурного анализа, 2-е изд., М., 1960; 5) Д и н н о в а В. И., Р е в к о в и ч Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978; 6) С к р и ш е в с к и й А. Ф., Структурный анализ жидкостей и аморфных тел, 2 изд., М., 1960; 7) К р и в о г л а з М. А., Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в идеальных кристаллах, К., 1983; 8) А м е л и н с к с С., Методы прямого наблюдения дислокаций (кристаллов), пер. с англ., М., 1968; 9) А ф а н с е в А. М., А с к а н д р о в П. А., И м а м о в Р. М., Рентгеновская структурная диагностика в исследовании приповерхностных слоёв монокристаллов, М., 1986; 10) Б е л я к о в В. А., С о и н А. С., Оптика холерических жидких кристаллов, М., 1982; 11) П и н с к е р З. Г., Рентгеновская кристаллография, М., 1982. А. В. Кольцов.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА — в узком, но наиболее употребительном смысле — отгибание лучами света границы непрозрачных тел (закрание); проникновение света в область геом. тени. В широком смысле Д. с. — проявление волновых свойств света в предельных условиях перехода от волновой оптики к геометрической. Примерами Д. с., понимаемой в широком смысле, являются рассеяние света каплями тумана, формиро-

вне изображения оптич. системами (напр., микроскопом) и т. п. Наиб. рельефно Д. с. проявляется в области резкого изменения плотности потока лучей: вблизи *каустик*, фокуса линзы, границ геом. тени и др.

Д. с. как волновое явление, исчезающее в пределе $\lambda \rightarrow 0$, зависит от длины волны света λ . Красный свет сильнее дифрагирует (сильнее отклоняется границами тел), чем фиолетовый, т. е. разложение белого света в спектр, вызванное дифракцией, имеет обратную последовательность цветов по сравнению с получающейся при разложении света в призме. Это различие часто является решающим при выяснении природы многих атм. оптич. явлений.

Проникновение света в область геом. тени было известно уже в 16—17 вв., однако объяснено этому явлению дано лишь в 19 в. Тогда были выдвинуты и развиты две взаимно исключимые концепции Д. с. — Френеля (А. Fresnel, Д. с., по Френелю — результат интерференции вторичных волн (см. *Гюйгенс — Френель принцип*)). Несмотря на недостаточность своего фронта краевых волн, эта теория сохранила своё значение и служит основой расчётов дифракц. эффектов в инструментальной оптике.

В теории Френеля амплитуда u_P светового поля в точке наблюдения P (рис. 4) складается из парциальных амплитуд сферич. волн, испускаемых всеми элементами dS поверхности S , не закрытой экраном:

$$u_P = A \int_{(S)} dS u_S \exp(ikr) r^{-1} \cos(\hat{nr}), \quad (1)$$

где k — волновой вектор ($k=2\pi/\lambda$), \mathbf{n} — нормаль к dS , r — расстояние от P до dS , \hat{nr} — угол дифракции, u_S — значение поля на S и $A=i/\lambda$ — константа, опре-

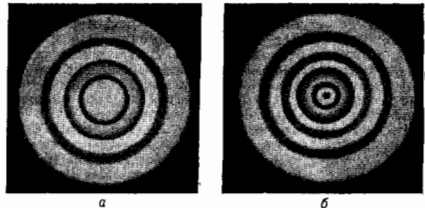


Рис. 2. Дифракция на круглом отверстии при открытом нечётном (а) и чётном (б) числе зон.

деляющая интенсивность дифрагированной волны. Френель предложил приближённый метод вычисления интеграла (1), заключающийся в разбиении поверхности S , совмещённой с фронтом падающей волны, на т. н. *Френелевы зоны*, расстояния от краёв к-рых до точки P отличаются на $\lambda/2$. Поэтому соседние зоны вносят в

поле u_p складывается из противоположных знаков, взаимно компенсирующие друг друга. Освещённость в точке P зависит от местоположения и размера диафрагмы. Эта зависимость определяется кол-вом зон, доступных ввиду из P : если открыто чётное число зон, то в центре дифракц. картины получается тёмное пятно (рис. 2, б), при нечётном числе зон — светлое (рис. 2, а). Метод Френеля также качественно объясняет причину засветивания в области геом. тени от круглого экрана: светлые пятнышко (т. н. пятно Пуассона) создается вторичными волнами первой кольцевой зоны Френеля, окружающей экран (рис. 3). Метод расчёта освещённости за системой экранов с использованием зон Френеля положен в основу теории *зонных пластинок*.

Метод зон Френеля эффективен, когда картину дифракции определяют лишь неск. зон (т. н. дифракция Френеля), или дифракция в сходящихся лучах. Учёт изменения фаз вторичных волн, пришедших в P от разл. точек зоны, уточняет дифракц. картину. Такое уточнение становится решающим, когда поверхность S составляет малую долю зоны или дифракция наблюдается вдали (в случае т. н. дифракции Фраунгофера). Единан для обоих случаев те-

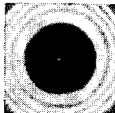


Рис. 3. Дифракционная картина от круглого экрана; в центре геометрической тени — светлое пятно (т. н. пятно Пуассона).

ория Д. с. в рамках принципа Гюйгенса — Френеля базируется на вычислении (1) при условии малости λ по сравнению (рис. 1) с поперечными размерами d экранов и диафрагм, по сравнению с радиусами кривизны L поверхности S и в случае малых дифракционных углов.

При вычислении (1) полагают S совпадающей с волновой поверхностью, пренебрегают медленными и малыми вариациями величины $r^{-1} \cos(\hat{nr})$ на S и разлагают фазу в экспоненте в ряд по обратным степеням удаления P от экрана, ограничиваясь лишь первым порядком малости. Т. о. (1) преобразуется к виду:

$$u_p \sim \int_{(S)} \exp[ik(r^2 - 2pr)/2R] dS, \quad (2)$$

где $\rho = R - r$, R — вектор, соединяющий середину экрана с P , и $|R| = \text{const}$. В практич. задачах, напр. встречающихся в дифракц. теории абберации, считается, что S близка к поверхности второго порядка, и это дополнительно упрощает вычисления (2).

При расчётах различают два альтернативных случая в зависимости от соотношения между R , L и d , соответствующих дифракции Фраунгофера и Френеля. Дифракция Фраунгофера имеет место, когда $kd^2/l \ll 1$, т. е. $d \ll \sqrt{2l\lambda}$, где $\frac{1}{l} = \frac{1}{R} + \frac{1}{L}$. При очень удалённом от экрана источнике света можно пренебречь кривизной фронта волны, считать её плоской ($L \rightarrow \infty$), тогда $d \ll \sqrt{2R\lambda}$. Т. о., дифракция Фраунгофера наблюдается в случае, если размер отверстия значительно меньше зоны Френеля. Картины дифракции в этом случае можно характеризовать угл. распределением интенсивности потока, расходящегося с углом расходимости $\phi \sim \lambda/d$. Картина дифракции Фраунгофера не меняется, если экраны превратить в диафрагмы, а последние — в экраны (*Бабине теорема*). Из этого следует, в частности, что маленький экран может служить фокусирующей системой в той же степени, что и отверстие в *камере-обскуры*.

Более сложный в матем. отношении случай дифракции Френеля $kd^2/l \gg 1$ вызывается изогнутостью дифрагирующего волнового фронта или связан с его относительно большими угл. размерами $d/R \gg \lambda/d$, воспринимаемыми из точки наблюдения P . Дифракция Френеля наблюдается, когда размер отверстия сравним с размером зоны Френеля $d \sim \sqrt{2R\lambda}$. Расчёт этого случая требует применения спец. фичий даже при простейшей геометрии обрезания волновых фронтов. В случае дифракции плоской волны, нормально падающей на экран-полуплоскости, распределение освещённости на расстоянии R за экраном имеет вид, представленный на рис. 4. Поле за экраном определяется интегралами:

$$u(x) = \frac{1-i}{2} u_0 [F(w_+) + F(w_-)], \quad (3)$$

где

$$F(w) = \int_0^w \exp(i\pi t^2/2) dt = C + iS. \quad (4)$$

Здесь $w = x\sqrt{\lambda R}/2$, x — расстояние до геом. тени, u_0 — световое поле в отсутствие экрана. C и S — Френелевские интегралы. В этом случае нет резкой границы между светом и тенью, в области геом. тени интенсивность света убывает монотонно по степенному закону: $I \sim u^2$, на освещённой части видны дифракц. полосы, интенсивность меняется по закону

$$I/I_0 = 1 \pm \sin(w^2 - \frac{\pi}{4})/\sqrt{\pi} w.$$

Освещённость по всей области в случае дифракции Френеля на полуплоскости удобно определить графически с помощью *Корню спиралей*. При Д. с. на полуплоскости ни при каких

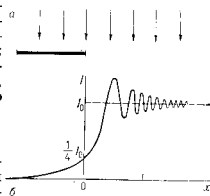


Рис. 4. Дифракция плоского волнового фронта на полуплоскости; а — графическое распределение интенсивности I ; б — дифракционная картина.

условий не реализуется случай дифракции Фраунгофера.

Дифракция плоской волны на щели (рис. 5) также описывается интегралами Френеля. При нормальном её падении поле определяется

$$u(x) \cdot \frac{1-i}{2} u_0 [F(w_+) - F(w_-)], \quad (5)$$

где $w_{\pm} = (x \pm d)/\sqrt{2\lambda R}$, d — ширина щели, x — отчитывается от плоскости симметрии. При переходе от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера происходит многократное исполнение затенения непря. картины. Наибольшее затенение (интенсивность $\approx 0,6$ падающей) получается при $d = 1,9\sqrt{2\lambda R}$ (рис. 5, а). При дифракции Фраунгофера доля света, приходящаяся на осн. максимум в центре картины, значительно иррелевантно освещённость всего остального (рис. 5, б). Следует отметить, что чем уже щель, тем больше дифракц. расходимость света. По этой причине картина Фраунгоферовой дифракции на прямоугольнике (рис. 6) сильнее вытянута вдоль его короткой стороны. Побочные максимумы вдоль осей симметрии появляются всегда при Д. с. на фигурах с углами и обуславливают явление «световых вееров», к-рые при наблюдении малых светящихся объектов выглядят радиальными лучиками.

Картини дифракции Френеля на круглых диафрагме и экране (рис. 2 и 3) в общем случае трудны для анализа. Однако об их особенностях можно судить по освещённости на осевой линии. За экраном на оси освещённости

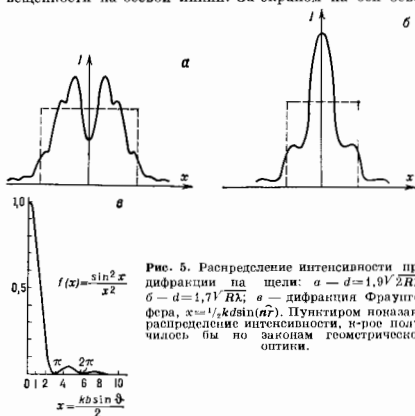


Рис. 5. Распределение интенсивности при дифракции на щели: а — $d=1,9\sqrt{V\lambda R}$; б — $d=1,7\sqrt{V\lambda}$; в — дифракция Фраунгофера, $x=1/2 kb \sin^2(\alpha)$. Пунктиром показано распределение интенсивности, которое было бы по законам геометрической оптики.

щённость монотонно возрастает по мере удаления от экрана и стремится к $1/4$ интенсивности падающего света. На оси за круглой диафрагмой имеется бесконечное

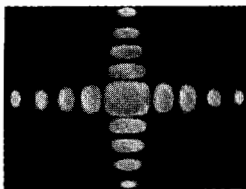


Рис. 6. Дифракция Фраунгофера на прямоугольной диафрагме.

число мест, где интенсивность достигает интенсивности падающего света и в промежутках между ними — бесконечное число мест с нулевой интенсивностью. Картина дифракции Фраунгофера на экране (диафрагме) представляет собой центральное яркое пятно, окружённое системой тёмных и светлых колец, на долю k -рых приходится малая часть дифрагированного света.

Сложную картину Д. с. представляет область фокуса линзы (рис. 7) с фокусным расстоянием f и апертурой a . Оси, световая энергия сосредото-

Рис. 7. Линии равной интенсивности (изофоты) вблизи фокуса линзы, дифрагировавшей на круглом отверстии.

точена в эллипсоиде вращения с центром в фокусе и полуосями $\lambda(f/a)^2$ — продольной и $(\lambda/2)(f/a)$ — поперечной. Вне эллипсоида имеются кольцеобразные области затемнения (кольца Эйри).

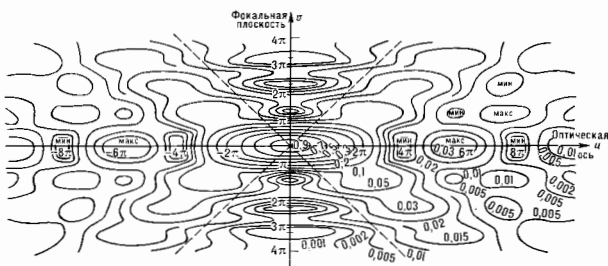
Теория Френеля полностью удовлетворяет требованиям практики, в первую очередь инструментальной оптики, однако она ограничена рамками эвристических принципов. Математически полное построение теории Френеля вывел Г. Р. Кирхгоф (G. R. Kirchhoff; 1882), применив интегральное соотношение Гельмголь-

$$4\pi u_P = \int_S dS \left[\frac{\exp(ikr)}{r} \nabla u_S - u_S \nabla \frac{\exp(ikr)}{r} \right], \quad (6)$$

где связывающее поле в точке P с его значением на произвольной поверхности, охватывающей P ; r — расстояние до поверхности S . Кирхгоф показал, что если экран считать незлучающим, т. е. поле в его нормальная производная на экране — нули, то (6) принимает вид дифракц. интеграла (1). Однако в теории Кирхгофа не учитываются векторный характер световых волн и свойства самого материала экрана.

В строгих методах Д. с. рассматривается как вид рассеяния света, а математически — как граничная задача рассеяния. Число таких задач, решённых точно, невелико. Среди них рёберная неров А. Зоммерфельдом (A. Sommerfeld; 1869) задача дифракции плоской волны на идеально проводящем клине. Решение этой задачи позволяет выяснить пределы применимости теории Френеля — Кирхгофа и даёт корректную матем. основу представлениям Юнга. Из этого решения следует, что свет проникает в область тени сильнее, чем предсказано (3). На открытой полуплоскости, дополняющей экран, там, где в теории Френеля — Кирхгофа поле при нормальном падении считается заданным и постоянным, решение Зоммерфельда предсказывает сильные осцилляции при произвольных удалениях от края экрана. Зависимость поля от r вдали от края в области тени такая же, как если бы край был линейным источником волны, т. е. $u \sim 1/\sqrt{kr}$, что согласуется с представлениями Юнга. На самом деле, край не бесконечно тонкий источник, хотя и при приближении к нему плотность потока неограниченно растёт. По этой причине глазу, аккомодированному на край, он кажется светящейся линией.

Развитие концепции излучающего края — граничной дифрагированной волны — и выяснение её связи с теорией Френеля — Кирхгофа выполнено Дж. А. Маджи (G. A. Maggi; 1888) и А. Рубиновичем (A. Rubiнович; 1917). Было показано, что интеграл Кирхгофа — Френеля по поверхности можно представить двумя слагаемыми. Первому соответствует поле, описываемое законами геом. оптики. Второе — интеграл по контуру края экрана (диафрагмы) — описывает дифрагированное поле, источником k -рого служит этот край. Теория граничной дифрагированной волны подробно описывает



область малых углов дифракции, потому что эта теория — строгое следствие френелевой. Граничной волной можно объяснить проникновение света в область геом. тени и представить это как результат своеобразного

отражения — преломления падающих лучей на грани экрана (дифракция).

Рассмотренные выше случаи относились к Д. с. на телах с острыми краями. Резкое обрезание волновых фронтов приводит к характерным для дифракц. картин структурам полос. Причем, несмотря на то, что радиусы закругления краёв реальных экранов велики по сравнению с λ , дифракц. картины почти не зависят от формы краёв и их размеров: даже стеклянная пластинка радиусом в несколько метров, изогнутого края k -рой касается световая волна, создаёт структуру того же вида, что и лезвие бритвы. В дифракц. картине наряду со структурированной составляющей присутствует медленно меняющийся фон. Среди явлений Д. с. имеются также, в k -рых эффекты границ можно пренебречь и в k -рых на первый план выступают плавные деформации светового поля (как, напр., расщепление пучка при его распространении и *дифракционная расходимость*). Среди световых пучков по сечению выделяют т. н. гауссовы пучки, у k -рых закон изменения поля по радиусу r

$$u(r, z) \sim \exp[-r^2/p^2(z)]$$

не меняется вдоль оси распространения z , а «радиус» пучка $r(z) = kz/b$ растёт линейно; b — параметр пучка. Расщепление пучков — характерное явление д. ф. ф. у з о и о й Д. с., в теории k -рой нашла воплощение юнгов концепция диффузии волновых фронтов. В этой теории считается, что амплитуда светового поля медленно меняется вдоль лучей на масштабе λ . Основ. урние диффузионной теории — урние параболич. типа — аналогично нестационарному урнию Шредингера. Задачи диффузионной Д. с. связаны с исследован. распространения света в средах с крупномасштабными (по сравнению с λ) неоднородностями диэлектрич. проницаемости, в турбулентных средах, в голографич. системах, при Д. с. на ультразвуке и др. В этих случаях Д. с. часто неотделима от сопутствующей ей рефракц. света.

Д. с. играет в оптике и физике вообще исключительно важную роль: ею определяются, напр., предельные возможности оптич. приборов, разрешающая сила микроскопов и телескопов, добротность открытых резонаторов и др. Появление лазеров определило новый круг задач и явлений, связанных с Д. с. К ним относятся вопросы *дифракции частично когерентных полей* или явления *самодифракции* в нелинейных оптич. средах (см. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1978; Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953; Хейл Х., Мейз А., Вестфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Сивуха и др. В. Общ. курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985; Вайнов Р. В., Каденеллоба В. Б., Основы теории дифракции, М., 1982.

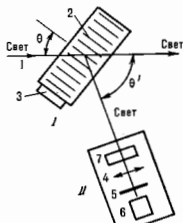
ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ (акустооптическая дифракция) — совокупность явлений, связанных с отклонением от законов прямолинейного распространения света в среде в присутствии УЗ-волны. В результате периодич. изменения показателя преломления света под действием звуковой волны в среде возникает структура, аналогичная *дифракционной решётке*. Если в такой структуре распространяется пучок монохроматич. света, то в ней, помимо основного, возникают пучки отклонённого (дифрагированного) света. Поскольку дифракция происходит на движущейся решётке, то в результате *Доплера эффекта* частота дифрагированного света оказывается сдвинутой по отношению к частоте ω падающего света: для m -го порядка дифракции

$$\omega_m = \omega \pm m\Omega, \quad (1)$$

где ω_m — частота дифрагированного света, Ω — частота звука. Частота света, отклонённого в сторону распространения УЗ-волны, увеличивается, а отклонённого в противоположную сторону — уменьшается.

Наблюдать Д. с. на у. можно, посылая лазерный луч I (рис. 1) на образец 2, и k -ром излучатель звука Z возбуждает УЗ-волну. Линза 4 собирает дифрагированный свет, идущий по разным направлениям, в разл. точках экрана 5. В отсутствие УЗ на экране видно световое пятно от проходящего света; при включении УЗ справа и слева от него появляются пятна, создаваемые дифрагированным светом разл. порядков. Помещая вместо экрана дифрагму, можно выделить соответствующий порядок дифракции. Регистрирующая система, содержащая фотоприёмное устройство 6 и поляризац. анализатор 7, позволяет измерять интенсивность дифрагированного излучения, его угол и поляризац. характеристики.

Рис. 1. Схема наблюдения дифракции света на ультразвуке: 1 — акустооптический элемент, 2 — регистрирующая система.



Теоретич. описание Д. с. на у. основано на решении *Максвелла уравнений* в среде, диэлектрич. проницаемость k -рой ϵ содержит периодич. возмущение, вызванное акустич. волной:

$$\epsilon(k, t) = \epsilon_0 - \epsilon^2 p_0 \cos(Kr - \Omega t), \quad (2)$$

где ϵ_0 — диэлектрич. проницаемость невозмущённой среды, $p = (\epsilon_0 - \epsilon)/\epsilon_0^2 S$ — уругоуплнщ. постоянная, S_0 — амплитуда деформации в звуковой волне, K и Ω —

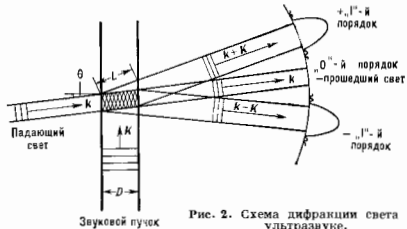


Рис. 2. Схема дифракции света на ультразвуке.

волновой вектор и частота звука. В первом приближении электрич. поляризация, обусловленная одновременным воздействием на среду падающего светового волна и звука, является источником рассеянного светового излучения, содержащего две компоненты с частотами $\omega \pm \Omega$. Компонента с суммарной частотой выходит из объёма взаимодействия по направлению световой суммы $(k+K)$, а с разностной — по направлению $(k-K)$, где k — волновой вектор света (рис. 2). Т. о., посредством взаимодействия падающего излучения с УЗ обуславливается лишь 1-й порядок дифракции: более высокие порядки возникают при взаимодействии со звуком света, уже отклонённого в 1-й порядок.

Дифракция имеет место при любом угле падения света на акустич. пучок. В общем случае интенсивность дифрагированного света I_m много по сравнению с интенсивностью падающего I_0 . Поскольку эл.-магн. волны, испускаемые разл. частями области акустооптич. взаимодействия, интерферируют, взаимно гасят друг друга. Лишь при опред. условиях излучение рассеивается в n и s есть дифракция и $\eta = I/I_0$ возрастает на много порядков — возникает явление т. н. резонанса

на своей дифракции. Интенсивность отклоненного в результате дифракции света I увеличивается как с ростом интенсивности звука $I_{зв}$, так и с возрастанием размера области акустооптики. взаимодействие в направлении распространения дифрагированного света — длины взаимодействия L : $I \sim p^2 I_{зв} L^2$. При достаточной длине L значение I становится сравнимым с I_0 и дифракционная картина определяется характером взаимодействия с УЗ-света, уже отклоненного в 1-й порядок. Резонансная дифракция возникает, если выполняется условие синфазности рассеянного излучения:

$$\left| k \pm K \right| - \frac{\omega \pm \Omega}{c \cdot n} \left| L \ll 1, \quad (3)$$

где n — показатель преломления света в среде.

Если рассмотреть резонансную дифракцию как процесс поглощения (искусства) акустик. фотона K , Ω фотоном k , ω , приводящий к образованию рассеянного фотона с частотой ω' и волновым вектором k' , то условие (3) эквивалентно закону сохранения энергии — импульса:

$$\omega' = \omega \pm \Omega, \quad k' = k \pm K. \quad (4)$$

Условие возникновения и характер резонансной Д. с. на у. зависит от соотношения между длинами волн

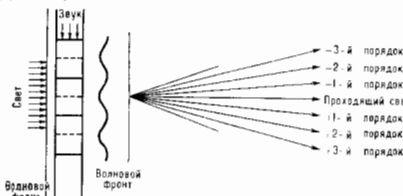


Рис. 3. Схема дифракции Рамана — Ната.

света λ и звука Λ . Для низкочастотного звука, длина волны k -рого удовлетворяет условию $\lambda L / \Lambda^2 \ll 1$, резонансная дифракция имеет место при нормальном падении света на звуковой пучок — это т. н. дифракция Рамана — Ната. В этом случае световая волна проходит сквозь звуковой пучок не отражаясь, а периодически изменяет n под действием УЗ приводит к модуляции фазы прошедшей волны. Такая волна эквивалентна значительному числу плоских волн, распространяющихся под малыми углами θ_k к проходящему световому пучку (рис. 3). При выходе из области акустооптик. взаимодействия световой пучок разбивается на серию лучей с частотами $\omega_m = \omega + m\Omega$, $m=0, \pm 1, \dots$, направления k -рых определяются соотношением:

$$\sin \theta'_m = m\lambda / \Lambda.$$

Интенсивность света в m -м дифракц. максимуме равна

$$I_m = I_0 J_m^2 \left(\frac{\pi p n^2 S_0}{-2\lambda_0} L \right) = I_0 J_m^2 \left(\frac{nI}{\gamma_0} \sqrt{\frac{1}{2}} M_2 J_{зв} \right), \quad (5)$$

где J_m — функция Бесселя 1-го рода m -го порядка, λ_0 — длина световой волны в вакууме. Величина $M_2 = p^2 n^2 / (\rho c_{зв})$ (ρ — плотность материала, $c_{зв}$ — скорость звука в нём) наз. акустооптическим качеством материала и является осн. характеристикой его акустооптик. свойств. С увеличением L или S_0 интенсивности как проходящего света, так и света, отклоненного в разл. порядки дифракции, осциллируют (рис. 4), причём амплитуда осцилляций постепенно уменьшается, т. к. энергия падающего излучения перераспределяется среди всё возрастающего числа диф-

ракц. максимумов. Дифракция Рамана — Ната наблюдается при рассеянии света на звуковых волнах с частотами от неск. десятков МГц и ниже. С уменьшением ширины звукового пучка интервал акустик. частот,



Рис. 4. Зависимость интенсивности света, отклоненного в различные порядки при дифракции Рамана — Ната, от длины взаимодействия L или амплитуды деформации S_0 в звуковой волне.

для k -рых возможен этот вид дифракции, расширяется в область более высоких частот.

Резонансная дифракция света на высокочастотном звуке, длина волны k -рого удовлетворяет условию $\lambda L / \Lambda^2 > 1$, наз. дифракцией Брэгга или брэгговской дифракцией. Она представляет собой частичное отражение волны от звуковой решетки (рис. 5).

Эффективная дифракция имеет место, если волны, отраженные от соседних максимумов показателя преломления, имеют разность оптич. хода, равную λ . Это происходит, если свет падает под определ. углом, т. н. углом Брэгга θ_B . При брэгговской дифракции свет отклоняется только в один из максимумов 1-го поряд-

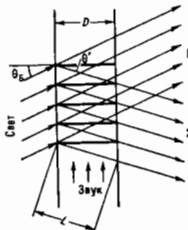


Рис. 5. Схема дифракции Брэгга в изотропной среде: 1 — проходящий свет; 2 — дифрагированный свет.

ка. В зависимости от того, какой угол — тупой или острый образуют векторы k и K , частота дифрагированного света равна $\omega + \Omega$ (+1-й порядок) или $\omega - \Omega$ (-1-й порядок).

В изотропной среде угол Брэгга определяется лишь длинами волн света и звука:

$$\theta_B = \arcsin \left(\frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda} \right). \quad (6)$$

Угол рассеяния θ' , под k -рым выходит дифрагированный свет, равен $\theta' = \theta_B$. Для данной длины световой волны λ существует предельная звуковая частота $\Omega_{зр} = 4\pi c_{зв} / \lambda$, выше k -рой брэгговская дифракция невозможна. Эта частота отвечает рассеянию света точно в обратном направлении. Энергия падающего излучения распределяется между проходящим и дифрагированным лучами. Интенсивность дифрагированного света I_1 возрастает с увеличением интенсивности звука $I_{зв}$ и длины взаимодействия L до тех пор, пока весь падающий свет не окажется дифрагированным. При дальнейшем увеличении $I_{зв}$ или L часть отклоненного света, вновь дифрагируя на звуковой решетке, выходит из акустик. пучка по направлению падающего излучения. В результате возникает периодич. зависимость интенсивности проходящего I_0 и дифрагированного I_1 света от $I_{зв}$ и L :

$$\begin{aligned} I_0 &= I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{M_2 J_{зв}} L / \lambda_0 \right), \\ I_1 &= I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{M_2 J_{зв}} L / \lambda_0 \right). \end{aligned} \quad (7)$$

В анизотропной среде свет с разной поляризацией имеет разл. скорости распространения. Поэтому ус-

ловия (4) выполняются при разл. углах падения света в зависимости от того, сохраняет дифрагированный свет поляризацию падающего или нет. Если поляризация не меняется, то угол θ_B по-прежнему определяется выражением (6), а $\theta' = \theta_B$. Дифракция с изменением плоскости поляризации (т. е. анизотропная дифракция) имеет место, когда свет падает под углом

$$\theta_B = \arcsin \left\{ \frac{1}{2n_0} \left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} + \Lambda (n_0^2 - n_1^2) \right] \right\}, \quad (8)$$

где n_0 — показатель преломления падающего света, n_1 — дифрагированного. Угол рассеяния θ' при анизотропной дифракции равен

$$\theta' = \arcsin \left\{ \frac{1}{2n_1} \left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \Lambda (n_0^2 - n_1^2) \right] \right\} \quad (9)$$

и меняется в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ (рис. 6). Он, особенно анизотропной дифракции следующие. 1) При неизменном угле падения света на акустич. пучок дифракция имеет место при двух разл. значениях частоты звука, к-рым соответствуют разл. углы отклонения дифрагированного света (рис. 7). 2) Если плоскость рассеяния не проходит через оптич. ось кристалла, то существует мин. значение частоты звука $\Omega_{\text{мин}} = c_{\text{ЗВ}} / \lambda_0 - n_1 / \lambda_0$, ниже к-рого анизотропная дифракция невозможна (рис. 6).

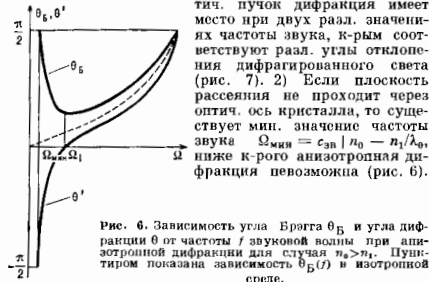


Рис. 6. Зависимость угла Брэгга θ_B и угла дифракции θ' от частоты f звуковой волны при анизотропной дифракции для случая $n_0 > n_1$. Пунктиром показана зависимость $\theta_B(f)$ и изотропной среде.

3) При $n_0 > n_1$ (рис. 8) существует мин. значение угла падения:

$$\theta_{\text{мин}} = \arcsin \sqrt{\frac{2(n_0 - n_1)}{n_0}},$$

при к-ром анизотропная дифракция ещё наблюдается. Если свет падает на звуковой пучок под углом $\theta_{\text{мин}}$,



Рис. 7. а — схема дифракции Брэгга в анизотропной среде с поворотом плоскости поляризации: 0 — падающий луч света; 1 и 2 — дифрагированные звуки, соответствующие двум различным частотам звука; а и б — направления электрических колебаний световых волн указываются на лучах стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками в круглых скобках (колебания, перпендикулярные плоскости рисунка); б — векторная диаграмма.

то дифракция с поворотом плоскости поляризации наблюдается на частоте звука

$$\Omega_1 = \frac{c_{\text{ЗВ}}}{\lambda_0} \sqrt{2n_0(n_0 - n_1)}.$$

При изменении акустич. частоты вблизи значения Ω_1 угол θ_B меняется незначительно, а угол θ' — существенно. Дифрагированный луч при $\theta = \theta_{\text{мин}}$ выходит из области дифракции под разным углом к направлению распространения звука (рис. 8). Если же $n_1 > n_0$ (рис. 9), то анизотропная дифракция имеет место при любых

углах падения света, однако возможные значения θ' ограничены:

$$\theta' \geq \arcsin \sqrt{\frac{2(n_1 - n_0)}{n_1}}.$$

Наименьшее значение угла рассеяния соответствует нормальному падению света на акустич. пучок.

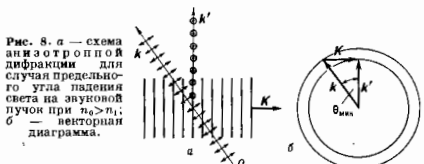


Рис. 8. а — схема анизотропной дифракции для случая предельного угла падения света на звуковой пучок при $n_0 > n_1$; б — векторная диаграмма.

4) Возможна коллиминарная дифракция, при к-рой направление распространения падающего и дифрагированного света совпадают (рис. 10). Она имеет место, если частота звука равна $\Omega_{\text{диф}}$.

Применение акустооптической дифракции. Д. с. на у. позволяет определять по изменению интенсивности света в дифракц. спектрах характеристики звуковых

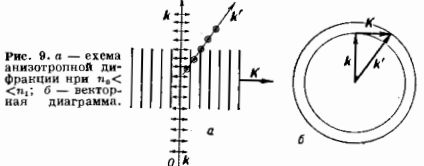


Рис. 9. а — схема анизотропной дифракции при $n_0 < n_1$; б — векторная диаграмма.

полей, практически не возмущая поля. С помощью Д. с. на у. измеряют поглощение и скорость УЗ в диапазоне частот от неск. МГц до десятков ГГц, модули уругости 2-го и 3-го порядков, уругооптич. свойства материалов. Возможности спектрального анализа звукового сигнала акустооптич. методами позволяют исследовать отклонение формы профиля звуковой волны от синусоидальной из-за нелинейных искажений. Д. с. на у. при-



Рис. 10. а — схема анизотропной коллиминарной дифракции; б — векторная диаграмма: векторы K, K' и K'' — коллинеарны.

меняется для модуляции и отклонения света в разл. устройствах акустооптики (модуляторы, дефлекторы, фильтры). Используется Д. с. на у. при оптико-акустич. обработке сигналов, для приёма сигналов в УЗ-линиях задержки и др.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мозона и Р. Терстопа, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 3; Тейвер Д. М., Рэмплтон В., Гиперзвуки в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1975; Гуляев Ю. В., Пронлов В. В., Шердлин Г. И., Дифракция света на звуке в твёрдых телах, ФФН, 1978, т. 124, с. 61. ДИФРАКЦИЯ ЧАСТИЦ — уругое когерентное рассеяние микрочастиц объектами (т. е. рассеяние, происходящее без изменения рассеивающего объекта), при к-ром из луч. пучка частиц возникают отклонённые от него дифракц. лучи. Д. ч. имеет место при рассеянии нейтронов, электронов, атомов, молекул; рассеивающими объектами являются кристаллы, молекулы жидкостей и газов. Направление и интенсивность дифракц. пуч-

ков зависит от строения (атомного состава и структуры) и размера рассеивающего объекта, а также длины волны де Бройля частиц.

Д. ч. — следствие их волновой природы. Идея Л. де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме материи впервые получила эксперим. подтверждение с открытием дифракции электронов (1927); позднее наблюдалась также дифракция атомов, молекул, нейтронов, протонов.

Поведение микрочастиц подчиняется квантовым законам и описывается Шрёдингера уравнением (в нерелятивистском приближении):

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x, y, z)] \psi = 0, \quad (1)$$

где ψ — волновая ф-ция частицы, E и U — её полная и потен. энергии.

В соответствии с общей постановкой задачи дифракции решение этого ур-ния представляет собой сумму двух ф-ций: $\psi_0 + \psi_s$, где ф-ция ψ_0 свободного движения частицы ($U=0$) имеет вид плоской волны:

$$\psi_0 = A \exp(ik_0 z), \quad (2)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, а длина волны $\lambda = 2\pi\hbar/mv = 2\pi\hbar/\sqrt{2mE}$, т. е. определяется массой m и энергией E (или импульсом mv , v — скоростью) частицы, а ψ_s — ф-ция дифрагировавших (рассеянных) частиц, не содержащая в себе волны, идущих из бесконечности (причинности причин). Нач. волна ф-ция взаимодействует с объектом, характер этого взаимодействия и строение объекта описываются ф-цией $U(x, y, z)$. Решение ур-ния (1) даёт описание дифракц. картины в реальном координатном пр-ве, причём $|\psi_s|^2$ определяет вероятность попадания рассеянной частицы в данную точку.

При дифракции частиц того или иного сорта проявляется физ. специфика их взаимодействия с веществом. Так, рассеяние электронов определяется эл.-статич. потенциалом атомов $\varphi(\mathbf{r})$, так что $U = e\varphi(\mathbf{r})$, где e — заряд электрона; при рассеянии нейтрона осн. вклад в потен. энергию U вносит их взаимодействие с ядром, а также с магн. моментом атома (см. Дифракция электронов, Дифракция нейтронов, Дифракция атомов и молекул). Тем же менее явления Д. ч. всех типов, а также дифракции рентгеновских лучей очень сходны и описываются одинаковыми или очень близкими ф-лами, различающимися множителями — атомными амплитудами. Мн. явления дифракции света также находят аналоги в Д. ч.

Д. ч. используется в структурном анализе вещества (см. Нейтронграфия, Электронная микроскопия, Электрография).

Лит.: Тартаковский П. С., Экспериментальные основания волновой теории материи, Л.—М., 1932; Пинский З. Г., Дифракция электронов, М.—Л., 1949; Вайнштейн Б. К., Структурная электрография, М., 1956; Каули Д. ж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Лаче М. о. n., Materiewellen und ihre Interferenzen, 2 Aufl., Grlz., 1948. Б. К. Вайнштейн.

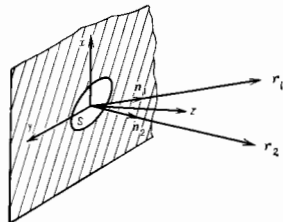
ДИФРАКЦИЯ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫХ ПОЛЕЙ — спец. случай дифракции (в оптике, радиоволне, акустике), когда падающая волна является частично когерентной (см. Когерентность). Флуктуациям падающей волны приводят к аналогичным флуктуациям дифрагированной волны и влияют на её статистич. характеристики, такие как распределение ср. интенсивности, ср. диаграмма направленности, ср. размеры дифракц. пятен в фокусах линз и т. д. Если, напр., в оптич. системе регистрируются средине по времени величины, к-рые при наличии эргодичности совпадают со срединными по статистическому ансамблю, то частичная когерентность падающей волны может изменять (как уменьшать, так и увеличивать) пределы разрешения такой системы.

Осн. черты Д. ч. к. п. наглядно видны на простейшем примере дифракции случайного монохроматич. поля u_0 на отверстии S в плоском экране (рис.). Пусть

ср. значение $\langle u_0 \rangle = 0$ и поле u_0 в плоскости $z=0$ характеризуется ф-цией когерентности

$$\Gamma^0(\rho_{\perp}) = \langle u_0(\mathbf{r}_{\perp} + \rho_{\perp}) u_0^*(\mathbf{r}_{\perp}) \rangle$$

(\mathbf{r}_{\perp} — нонеречан относительно z компонента \mathbf{r} , $*$ — комплексное сопряжение). Вырази дифрагированное поле u при $z > 0$ через u_0 в приближении Кирхгофа



(см. Кирхгофа метод), для ср. интенсивности I дифрагированного поля вдали от отверстия получим:

$$I = \langle |u(\mathbf{r})|^2 \rangle \sim \int M(\mathbf{R}_{\perp} + \rho_{\perp}/2) M(\mathbf{R}_{\perp} - \rho_{\perp}/2) \Gamma^0(\rho_{\perp}) \times \exp(2\pi i \lambda^{-1} \mathbf{n} \rho_{\perp}) d\mathbf{R}_{\perp} d\rho_{\perp}. \quad (*)$$

Здесь λ — длина волны, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ — единичный вектор, определяющий угловое распределение I , $M(\mathbf{R}_{\perp})$ — ф-ция пропускания отверстия, равная единице на S и нулю — вне S , и опускается медленно уменьшающийся коэф. пропорциональности.

В случае когерентной падающей волны, когда характерный размер отверстия a мал по сравнению с радиусом коррелиции падающего поля l_k [характерный масштаб спадаения $\Gamma^0(\rho_{\perp})$], в ф-де (*) $\Gamma^0(\rho_{\perp}) \approx \Gamma^0(0)$, и ср. интенсивность равна

$$I \sim \Gamma^0(0) \left| \int M(\mathbf{R}_{\perp}) \exp(2\pi i \lambda^{-1} \mathbf{n} \mathbf{R}_{\perp}) d\mathbf{R}_{\perp} \right|^2,$$

откуда видно, что угловое распределение I определяется формой отверстия S , как это имеет место при дифракции регулярной плоской волны. В противоположном предельном случае некогерентного освещения, $a \gg l_k$, можно пренебречь ρ_{\perp} по сравнению с \mathbf{R}_{\perp} , тогда

$$I \sim S \int \Gamma^0(\rho_{\perp}) \exp(2\pi i \lambda^{-1} \mathbf{n} \rho_{\perp}) d\rho_{\perp},$$

где S — площадь отверстия. При этом угловое распределение I определяется ф-цией Γ^0 , т. е. характером неоднородности u_0 , и не зависит от формы отверстия. Поэтому если в отверстие поместить фокусирующую линзу с фокусным расстоянием F , то характерный размер фокального пятна будет в среднем равен $\lambda F/l_k$, а не $\lambda F/a$, как в случае когерентного освещения.

Корреляц. свойства излучения характеризуются степенью когерентности $\gamma = \langle u(\mathbf{r}_1) u^*(\mathbf{r}_2) \rangle \cdot \langle I_1 I_2 \rangle^{-1/2}$. В случае когерентной падающей волны $\gamma = 1$. Для частично когерентного освещения $|\gamma| \leq 1$, при малых l_k величина γ пропорциональна фурье-образованию от распределения интенсивности по отверстию S (см. Ван-Диптерта — Лернике теорема).

Лит.: Бюри М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973, гл. 10; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Тартаковский В. И., Случайные поля, М., 1978, § 10, 11; Ахмедиев С. А., Динков Ю. В., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981, гл. 4, § 5. Д. А. Андреев.

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ — упругое рассеяние электронов на кристаллах или молекулах жидкостей и газов, при к-ром из выпяченного пучка образуются от-

клонённые на определ. углы дополнит. пучки электронов. Углы отклонения от нач. направления и интенсивности таких пучков определяются структурой рассеивающего объекта. Д. э., открытая в 1927 К. Дэвиссоном (С. Davisson) и Л. Джермером (L. Germer), подтвердила справедливость гипотезы Л. де Бройля (L. de Broglie, 1923) о волновых свойствах частиц.

В соответствии с квантовой механикой, представляющей движение электрона с массой m и импульсом $p = mv$ (v — его скорость) описывается плоской монокроматич. волной, длина λ -ой определяется соотношением де Бройля:

$$\lambda = h/p = h/mv. \quad (1)$$

В ускоряющем электрич. поле кинетич. энергия $mv^2/2$ сравнительно медленно движущегося электрона с зарядом e равна приобретенной им энергии eE , где E — пройденная разность потенциалов. Следовательно, $v = (2eE/m)^{1/2}$. Подставляя в (1) выражение для v и численные значения констант, получим:

$$\lambda \approx \frac{1,226}{\sqrt{E}} \text{ (нм)}. \quad (2)$$

При скоростях электрона, сопоставимых со скоростью света c , учитывая зависимость m от v ($m = m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$, m_0 — масса покоя), получим:

$$\lambda = \frac{1,226}{E^{1/2}(1+0,9788 \cdot 10^{-4}E)^{1/2}} \text{ (нм)}. \quad (3)$$

Релятивистская поправка (выражение в скобках) существенна для $E > 10^5$ В. Ниже приведены значения λ для разл. E :

E , В	1	50	100	10^2	$4 \cdot 10^4$	$0 \cdot 10^4$	10^5	10^6
λ , нм	1,226	0,174	0,12	0,039	0,060	0,0045	0,0037	0,0004

Для электронов с энергией от десятков до сотен эВ λ того же порядка, что и длина волны рентгеновского излучения, такие электроны наз. медленными и м.и. Электроном с энергией в несколько десятков кэВ соответствуют длины волн γ -излучения (десятые доли нм). Электроны таких (и выше) энергий наз. быстрыми и в.и. Электроном с энергией 100—150 эВ соответствует значению λ порядка размеров атомов или межатомных расстояний в кристаллах. Такие медленные электроны с энергией ок. 100 эВ и использовали Дэвиссон и Джермер в своих экспериментах. Тонкий пучок электронов падал на грань (111) монокристалла никеля нормально к её поверхности (рис. 1). Распреде-

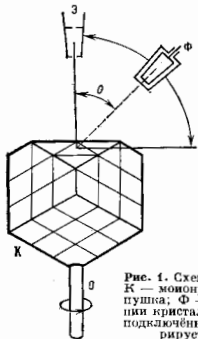


Рис. 1. Схема опыта Дэвиссона и Джермера: К — монокристалл никеля; Э — электронная пушка; Ф — цилиндр Фарадея. При вращении кристалла вокруг оси Φ гальванометр, подсоединённый к цилиндру Фарадея, регистрирует дифракционные максимумы.

ление рассеянных электронов регистрировалось в опыте под разными углами θ с помощью гальванометра, подсоединённого к цилиндру Фарадея. При этом были зафиксированы чёткие максимумы (рис. 2), положение λ -рых соответствовало условию:

$$a \sin \theta = n\lambda,$$

где a — межатомное расстояние в Ni (111), полученное

ранее с помощью рентгенографич. исследований, а значение λ вычислялось по ф-ле (2). Вскоре после опытов Дэвиссона и Джермера Дж. П. Томсон (G. P. Thomson) (и независимо П. С. Тартаковский) осуществил дифракцию быстрых электронов.

Наряду с двумерной Д. э. (рассеянием на поверхности кристалла) в опытах Дэвиссона и Джермера были зафиксированы и максимумы, отвечающие трёхмерной

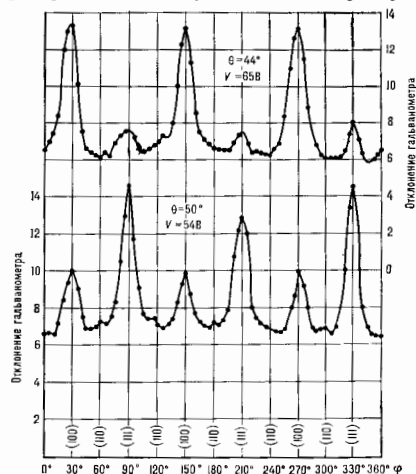


Рис. 2. Дифракционная картина, полученная в опыте Дэвиссона и Джермера при различных углах θ поворота кристалла для двух ускоряющих напряжений V , двух значений угла θ , определяющих положение гальванометра. В скобках указаны индексы кристаллографических плоскостей, на которых наблюдались дифракции.

дифракции, λ -рую обычно рассматривают как отражение первичного пучка электронов от системы параллельных атомных ячеек. В этом случае дифракц. максимумы появляются в направлениях, отвечающих Брэгга — Вульфа условию:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (4)$$

где d — межплоскостное расстояние, а θ — угол, под к-рым наблюдается дифракц. максимум. Анализ положения соответствующих максимумов показал, что условие (4) выполняется не совсем точно. Это объясняется существованием внутрикристаллич. поля, под влиянием к-рого энергия электронов и, следовательно, длина волны λ_0 , с к-рой электроны входят в кристалл, несколько изменяются, т. е. на поверхности кристалла электронная волна испытывает преломление, причём покажется предположения $n = \lambda_0/\lambda$ определяется ср. потенциалом Φ_0 внутрикристаллич. поля:

$$n = \left(1 + \frac{\Phi_0}{E}\right)^{1/2}.$$

Обычно $\Phi_0 \sim 10$ —20 В и для быстрых электронов n лишь немного больше единицы: при $\Phi_0 = 20$ В и $E = 100$ кВ $n = 1 + 10^{-4}$. Однако для медленных электронов n может быть заметно больше единицы.

Теория Д. э. Теория Д. э. строилась по аналогии с теорией дифракции рентгеновских лучей, однако физ. природа этих явлений существенно различна. В от-

лучей от рентгеновских лучей, к-рые рассеиваются на электронной плотности атомов, рассеяние электронов, обладающих зарядом, определяется их взаимодействием с электростатич. полем атома, создаваемым как по отношению зарядным ядром, так и электронной оболочкой атома. Т. о., рассеивающая способность атома зависит от его строения и у разных хим. элементов различна. Количественно она характеризуется атомной амплитудой рассеяния $f_a(\theta)$, пропорциональной атомному номеру элемента Z:

$$f_a(\theta) = \frac{\pi a_0^2}{2\lambda^2} \left(\frac{\lambda}{\sin \theta} \right)^2 (Z - f_p),$$

где $\pi a_0^2/2\lambda^2 = 2,38 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, f_p — атомная амплитуда рассеяния рентгеновских лучей. С ростом θ значение f_a быстро падает: $f_a \sim (\sin \theta)^{-2}$ (рис. 3). Атомная амплитуда рассеяния характеризуется интенсивностью рассеянного пучка, к-рая $\sim f_a^2$.

Электроны взаимодействуют с атомами в миллионы раз сильнее, чем рентгеновское излучение (и тем более

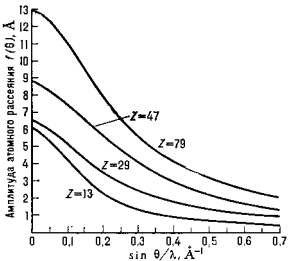


Рис. 3. Атомные амплитуды рассеяния электронов $f_a(\theta)$ для Al, Cu, Ag и Au.

нейтроны), и амплитуда рассеяния электронов более чем на три порядка превышает амплитуду рассеяния рентгеновских лучей. Соответственно интенсивность рассеянного пучка электронов на 6–7 порядков выше, чем рентгеновского. Вследствие интенсивного взаимодействия электронов с атомами дифракц. эксперименты проводят в высоком вакууме, а в качестве образцов используют плёнки толщиной ~ 10 – 50 нм (в опытах

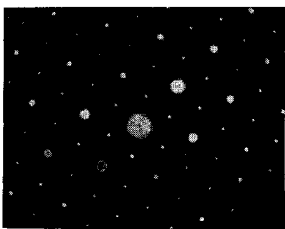


Рис. 4. Дифракционная картина, полученная при прохождении пучка электронов ($E = 75 \text{ кВ}$, $\lambda = 0,05 \text{ А}$) сквозь монокристаллическую плёнку ZnSe с ориентацией (111).

на прохождении) либо применяют метод отражения, в к-ром рассеяние происходит в тончайшем поверхностном слое кристалла ~ 1 – 10 нм .

Зная значения атомных амплитуд рассеяния и расположение атомов в рассеивающем объекте, можно рассчитать дифракц. картину, т. е. определить простран-

венное распределение дифракц. максимумов и их интенсивности. Наиб. ярко Д. э. проявляется при рассеянии на кристаллах (рис. 4), т. к. в них атомы расположены упорядоченно в виде трёхмерной дифракц. решётки. При рассеянии пучка электронов на газах, жидкостях или аморфных телах, где сохраняется лишь ближний порядок, обычно наблюдается лишь несколько размытых ореолов.

Д. э. на кристаллах. Д. э. играет важную роль в исследовании структуры кристаллов. Так, симметрия дифракц. картины содержит информацию о типе кристаллич. решётки вещества. Для более подробного анализа структуры необходим расчёт интенсивностей рассеянных электронных волн с помощью динамич. теории дифракции электронов, к-рая идентична динамич. теории дифракции рентгеновского излучения в толстых кристаллах. Невозможность использования кинематич. теории для расчёта интенсивностей связана с большой величиной атомной амплитуды для электронов, вследствие чего даже в очень тонких образцах велика вероятность многократного рассеяния электронов, к-рое не учитывает кинематич. теория.

Для исследования структуры неорганич. веществ и биол. объектов служит метод просвечивающей электронной микроскопии, в к-ром используют дифракцию электронов с энергией 10^4 – 10^8 эВ . Более высокие ($\sim 10^8 \text{ эВ}$) ускоряющие напряжения применяют в электронной микроскопии высокого разрешения, позволяющей анализировать структуру веществ вплоть до атомных масштабов.

До 1964 в структурных исследованиях использовали лишь дифракцию быстрых электронов. Однако для анализа поверхностных структур более эффективным оказалось использование дифракции медленных электронов с энергией 10–100 эВ. Метод дифракции медленных электронов основан на выборочной регистрации электронов, не испытавших неупругого рассеяния в веществе. Поскольку все электроны, проникающие в кристалл глубже чем на $\sim 1 \text{ пм}$, терпят часть энергии, определение упруго отражённых частиц даёт информацию о структуре тончайшего приповерхностного слоя. С помощью этого метода исследованы структуры атомарно-чистых поверхностей разл. кристаллов (Ge, Si, GaAs, Au, Mo, W, PbS и т. д.), адсорбированных слоёв, нач. стадий окисления, эпитаксии и т. д. Наиб. интересный результат этих исследований — открытие реконструкции поверхности полупроводников, т. е. преобразования структуры при отжиге (Ge, Si) или при изменении хим. состава (GaAs, InSb), при к-ром происходит образование поверхностных сверхструктур. Точный количеств. анализ данных по дифракции медленных электронов требует громоздких расчётов на ЭВМ в рамках динамич. теории.

Эффекты интерференции электронных волн в кристалле проявляются не только в виде образования характерных дифракц. картин. Дифракция внутри самого кристалла изменяет также характер неупругих процессов, происходящих при столкновениях быстрого электрона с атомами вещества (см. *Аномального пропускания эффект*). Анализ зависимости вероятности неупругих процессов от ориентации падающего на кристалл пучка электронов лежит в основе спектроскопии характеристических потерь энергии электронов, спектроскопии рентгеновского излучения.

Лит.: Пини с с е р З. Г. Дифракция электронов, М. — Л., 1949; В а й н ш т е й н В. К. Структурная электрография, М., 1956; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 1, М., 1979; К а у л и Д. ж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; М о з о л ь к о в А. Е., Ф е д ь я н и й В. К. Дифракция медленных электронов поверхностью, М., 1982; Т о м а с Г. Р., Г о р и н д ж. М. Д. ж., Просвечивающая электронная микроскопия материалов, пер. с англ., М., 1983.

С. А. Семилетов.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ФОРМА — алгебраич. функция от дифференциалов координат. Используется в матем. анализе и дифференц. геометрии, а также в их приложениях. В физ. приложениях дифферен-

циал координаты, dx^i , понимают как «бесконечно малое приращение» и заменяют конечным, но достаточно малым приращением Δx^i . Поэтому Д. ф. оказывается функцией, зависящей от разностей координат двух «бесконечно близких» точек. Д. ф. можно определить в любом многообразии.

Важнейшим примером Д. ф. является метрика (квадрат расстояния между двумя бесконечно близкими точками в римановом пространстве) $ds^2 = \sum g_{ij}(x^1, \dots, x^n) dx^i dx^j$, определяемая метрическим тензором g_{ij} (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование, n — размерность многообразия). Произвольная симметричная Д. ф. степени r имеет вид $\omega = \omega_{i_1 \dots i_r}(x^1, \dots, x^n) dx^{i_1} \dots dx^{i_r}$ и определяется симметричным ковариантным тензорным полем ранга r (см. Тензор). Несимметричное ковариантное тензорное поле также определяет Д. ф. В этом случае входящие в определение формы дифференциалы (приращение) координат, $dx^{i_1}, dx^{i_2}, \dots$ различны: $\omega = \omega_{i_1 \dots i_r}(x^1, \dots, x^n) dx^{i_1} \dots dx^{i_r}$. Напр., антисимметричный дискриминантный тензор $\eta_{i_1 \dots i_n}$ определяет в n -мерном евклидовом пространстве форму степени n вида $\omega = \eta_{i_1 \dots i_n} dx^{i_1} \dots dx^{i_n} = \det \| dx^{i_j} \|$ — элемент объема (это объем параллелепипеда, вдоль j -й стороны k -рого приращение координат равно dx^{i_j}).

При переходе к др. системе координат дифференциалы dx^i и коэф. Д. ф. $\omega_{i_1 \dots i_r}$ меняются согласованно, так что сама форма ω остается неизменной (инвариантной).

Особенно важны т. н. внешние Д. ф., определяемые тензорами, антисимметричными по всем индексам. Для внешней Д. ф. степени (ранга) r используют запись

$$\omega = \omega_{i_1 \dots i_r}(x^1, \dots, x^n) dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_r}, \quad (*)$$

где $dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_r}$ (т. н. внешнее произведение дифференциалов) — формальное выражение, антисимметричное по всем индексам. Коэф. $\omega_{i_1 \dots i_r}$ не обязательно антисимметричны, но в Д. ф. ω даёт вклад лишь антисимметричная часть, $\omega_{[i_1 \dots i_r]}$. Выражение (*) нригодно лишь в том случае, если всё многообразие покрывается одной системой координат. В противном случае Д. ф. следует представить в виде суммы Д. ф., каждая из k -рых обращается в нуль за пределами одной координатной окрестности, т. е. представляема в виде (*). Внешнюю Д. ф. ранга r обычно наз. r -формой. Внешняя Д. ф. не может иметь ранг выше n (иначе она обращается в нуль). Формой ранга 0 по определению является ф-ция на многообразии (тензор нулевого ранга).

Каждой r -форме ω вида (*) можно сопоставить $(r+1)$ -форму $d\omega = (\partial \omega_{i_1 \dots i_r} / \partial x^j) dx^j \wedge dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_r}$, k -рая наз. внешней производной или внешней дифференциалом формы ω . Вторичное применение операции d обращает в нуль любую внешнюю Д. ф., т. е. $dd = 0$. Внешняя производная 0-формы, т. е. ф-ция, совпадает с её дифференциалом, $d\varphi = (\partial \varphi / \partial x^i) dx^i$, поэтому

$$d\omega = (d\omega_{i_1 \dots i_r}) \wedge dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_r}.$$

Внешняя Д. ф. ω наз. замкнутой ф., если $d\omega = 0$, и точной ф., если существует такая форма σ , что $\omega = d\sigma$. В силу свойства $dd = 0$ всякая точная форма является замкнутой. Обратное справедливо не всегда, напр. это так на многообразии, покрываемом одной системой координат. Поэтому классы замкнутых форм, отличающихся на точные формы, можно использовать для характеристики топологии многообразия.

Для r -формы ω и s -формы σ определена $(r+s)$ -форма $\omega \wedge \sigma = \omega_{i_1 \dots i_r} \sigma_{j_1 \dots j_s} dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_r} \wedge dx^{j_1} \wedge \dots \wedge dx^{j_s}$,

наз. их внешним произведением и удовлетворяющая соотношениям:

$$\sigma \wedge \omega = (-1)^{rs} \omega \wedge \sigma, \\ d(\omega \wedge \sigma) = (d\omega) \wedge \sigma + (-1)^r \omega \wedge (d\sigma).$$

В n -мерном евклидовом (евклидово-евклидовом) пространстве, где при помощи метрич. тензора можно поднимать тензорные индексы, для внешних Д. ф. определяются операции перехода к дуальным Д. ф. (см. также Дуальные тензоры):

$$\ast \omega = \frac{1}{(n-r)!} \omega^{i_1 \dots i_r} \eta_{i_1 \dots i_r} j_1 \dots j_{n-r} dx^{j_1} \wedge \dots \wedge dx^{j_{n-r}},$$

переводящая r -форму в $(n-r)$ -форму.

В римановом пространстве внеш. производную можно выразить через ковариантные производные:

$$d\omega = (\nabla_{i_1} \omega_{i_2 \dots i_r}) dx^i \wedge dx^{i_2} \wedge \dots \wedge dx^{i_r},$$

т. к. в силу симметричности Кристоффеля символы члены, отличающие ковариантную производную от обычной, не дают вклада в $d\omega$. Дуальная форма в римановом пространстве определяется как

$$\ast \omega = \frac{1}{(n-r)!} \omega^{i_1 \dots i_r} e_{i_1} \dots e_{i_r} j_1 \dots j_{n-r} dx^{j_1} \wedge \dots \wedge dx^{j_{n-r}},$$

где индексы подняты при помощи метрич. тензора, а вместо дискриминантного тензора использован тензор (точнее, тензорная плотность) Леви-Чивиты

$$e_{i_1 \dots i_n} = |\det \| g_{ij} \| |^{1/2} \eta_{i_1 \dots i_n}.$$

Оператор \ast в этом случае наз. оператором Ходжа. В римановом пространстве вводит также операцию внешнего ко дифференциала, понижающего ранг формы:

$$\delta \omega = -r \eta^{i_1} \omega_{[i_1 \dots i_{r-1}]_i} dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_{r-1}}.$$

Эти операции обладают след. свойствами:

$$d\delta = \delta d = 0, \quad \ast \ast \omega = (-1)^{r(n-r+1)} \omega, \\ \ast \delta \ast \omega = -(\omega_1)^{r(n-r+1)} \delta \omega, \\ \ast \delta \ast \omega = (-1)^{r(n-r+1)} d\omega, \quad (r - \text{ранг } \omega).$$

На ориентируемых многообразиях корректно определён интеграл от внешней Д. ф. макс. ранга. Если n — размерность многообразия, то

$$dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_n} = \eta^{i_1 \dots i_n} dx^1 \wedge \dots \wedge dx^n,$$

и поэтому n -форму ω можно представить в виде

$$\omega = \omega_{i_1 \dots i_n} dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_n} = \sigma dx^1 \wedge \dots \wedge dx^n,$$

где $\sigma = \omega_{i_1 \dots i_n} \eta^{i_1 \dots i_n} = \omega_1 \dots \omega_n$ (последнее равенство справедливо лишь в случае, когда величина $\omega_{i_1 \dots i_n}$ антисимметрична по всем индексам). При замене координат величина σ преобразуется по закону $\sigma'(x^1, \dots, x^n) = \det(dx^i/\partial x^j) \sigma(x^1, \dots, x^n)$,

совпадающему с законом преобразования плотности, если яacobian, $\det(dx^i/\partial x^j)$, положительен. Поэтому величина σ ведёт себя как плотность для ориентируемых многообразий. Для такого многообразия интеграл от формы ω равен

$$\int \omega = \int \sigma(x^1, \dots, x^n) dx^1 \dots dx^n = \\ = n! \int \omega_{i_1 \dots i_n}(x^1, \dots, x^n) dx^1 \dots dx^n,$$

где фигурирует система координат положительной ориентации.

Если ω — некая форма макс. ранга на ориентируемом многообразии, то умножая её на произвольную

ф-цию ω , можно получить новую форму ω , к-рую также можно интегрировать. Поэтому форму ω можно использовать как меру, чтобы интегрировать по этой мере любые ф-ции на многообразии. В частности, на риманово ориентируемом многообразии можно использовать форму $\omega = \sqrt{g} dx^1 \wedge \dots \wedge dx^n$ (риманову меру).

Интегрирование форм является мощным инструментом в приложениях гл. обр. потому, что для интегралов от форм справедлива теорема, обобщающая *Стокса формулу* из обычного векторного анализа в \mathbb{R}^n .

В общем случае теорема Стокса выражается ф-лой $\int_M d\omega = \int_{\partial M} \omega$, где через ∂M обозначена граница M .

Для M . Для многообразия M размерности n ранг формы ω равен $n-1$ и совпадает с размерностью многообразия ∂M . Ориентация многообразия ∂M в теореме Стокса согласуется с ориентацией многообразия M . Для этого в M (в окрестности нек-рой граничной точки его) выбирается такая система координат $\{x^1, \dots, x^{n-1}, x^n\}$, в к-рой граница ∂M определяется условием $x^n = 0$, а внутр. точкам многообразия M соответствуют значения $x^n > 0$. Тогда совокупность чисел $\{x^1, \dots, x^{n-1}\}$ может служить системой координат на ∂M .

Частными случаями сформулиров. теоремы являются не только обычная ф-ла Стокса, во и ф-ла Гаусса—Остроградского, и целый ряд других интегр. соотношений, применяемых в физике, в частности в теории поля.

На примере электродинамики видно, как естественно выражаются физ. законы в терминах выпш. форм и интегралов от них: 4-вектор тока I_i ($i=0, 1, 2, 3$) определяет 1-форму $I = I_i dx^i$, а тензор напряженности эл.-магн. поля $F_{ij} = -2$ -форму $F = (1/2) F_{ij} dx^i \wedge dx^j$ в пространстве-времени ($t^0 = ct$). В этих терминах нерван нара ур-ний Максвелла (к-рая в обычных 4-мерных обозначениях записываются как $F_{ij,k} + \dots + F_{jk,i} + F_{ki,j} = 0$) принимает вид $dF = 0$, в вторая $(\partial_i F^{ij} = 4\pi c^{-1} I^j)$ выражается через дуальные формы в виде $d^*F = 4\pi c^{-1} *I$. С помощью теоремы Стокса из этих ур-ний легко выводятся соотношения (интегр. форма ур-ний Максвелла) $\int_{\partial V} F = 0$, $\int_V *F = 4\pi c^{-1} \int_V *I$,

где V —любая 3-мерная гиперповерхность в 4-мерном пространстве-времени. Напр., если V —чисто пространство, то е. область на гиперплоскости пост. времени), то первое соотношение означает обращение в ноль магн. потока через любую замкнутую поверхность, а второе утверждает, что поток электрич. поля через замкнутую поверхность пропорционален полному заряду, находящемуся внутри нее.

Лит.: Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1978; Дубровин И. В., А. Н. Новиков С. П., Формы и интегралы, М., Современная теория. Методы и приложения, 2 изд., М., 1985; Зорич В. А., Математический анализ, т. 1—2, М., 1981—84; Шутц Б., Геометрические методы математической физики, пер. с англ., М., 1984.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ОПЕРАТОР — оператор, заданный дифференц. выражением и действующий в пространстве ф-ций. Дифференц. выражение обобщает понятие производной. Обыкновенное дифференц. выражение строится след. образом. Пусть $F(x, y_0, y_1, \dots, y_n)$ — вещественная ф-ция ($n+2$) переменных, определенная для значений своих аргументов в прямоугольной области $\Delta = I \times J_0 \times J_1 \times \dots \times J_n$, где I, J_0 — отрезки числовой оси (возможно, уходящие на ∞). Отвечающее ей дифференц. выражение $F(x, u, du/dx, \dots, d^2u/dx^2)$ определено на ф-циях $u(x)$ с необходимыми свойствами дифференцируемости в Δ : для x из I все $d^k u/dx^k$ существуют и принимают значения из J_k при $0 \leq k \leq n$. Макс. порядком производной наз. порядком дифференц. выражения. Дифференц. выражение наз. квазилинейным, если F линейно по y_n , и линейным, если она линейна по всем y_k , $0 \leq k \leq n$. Все остальные диф-

ференц. выражения наз. нелинейными. Для дифференц. выражений с частными производными независимые переменные $x = x_1, \dots, x_n$ пробегают область в \mathbb{R}^n , а остальными аргументами F являются ф-ция $u(x)$ и ее частные производные $D^\alpha u = \partial^{|\alpha|} u / \partial x_1^{\alpha_1} \dots \partial x_n^{\alpha_n}$. Квазилинейность дифференц. выражения с частными производными означает линейность F по всем производным макс. порядка, а его линейность — линейность F по всем производным и самой ф-ции u . Вся эта терминология автоматически переносится на Δ .

Помимо дифференц. выражения Δ о. определяется классом ф-ций, в к-ром оно действует. С метром. точки зрения разл. классам ф-ций (с разными свойствами гладкости и разными граничными условиями) отвечают разл. Δ о. Это различие имеет и физ. интерпретацию.

В большинстве физ. примеров Δ о. линейны. Важнейшие из них — операторы квантовой механики. Напр., операторы импульса \hat{p}_j , орбитального момента \hat{M}_j , гамма-латина \hat{H} для волновых функций $\psi(q_j)$ в координатном представлении реализуются как \hat{D} о.: $\hat{p}_j = -i\hbar \partial / \partial q_j$, $\hat{M}_j = -i\hbar (q_k \partial / \partial q_l - q_l \partial / \partial q_k)$, $\hat{H} = -(\hbar^2/2m) \sum_j (\partial^2 / \partial q_j^2) + V(q)$ (здесь j, k, l — циклич. перестановки индексов 1, 2, 3, m — масса, V — потенц. энергия частицы). Физ. интерпретация их собств. значений требует, чтобы эти Δ о. были самосопряженными операторами. Но даже в тривиальной физ. ситуации одномерного свободного движения на полуоси $0 \leq q < \infty$ гамма-латина $\hat{H} = -(\hbar^2/2m) \partial^2 / \partial q^2$ будет самосопряженным Δ о. лишь для волновых ф-ций $\psi(q)$, удовлетворяющих граничным условиям $\psi(0) + a\psi'(0) = 0$ с вещств. a . Такие ф-ции можно представить как суперпозицию $\exp(-ikq) + \alpha \exp(ikq)$ приходящей и уходящей плоских волн с импульсом k , где $\alpha = (ik - a)/(ik + a)$ описывает изменение фазы при отражении в точке $q=0$. Т. о., разные граничные условия описывают разные законы отражения и, следовательно, разные физ. ситуации.

С помощью дифференц. выражений формулируют и дифференц. ур-ния. Поэтому вопросы существования, единственности, зависимости от нач. данных для решений дифференц. ур-ний естественно ставятся на языке свойств Δ о. как вопросы об области определения, ядре, непрерывности обратного оператора. Напр., теоремы существования решений доказываются с помощью метода сжатых отображений — классич. метода теории операторов. Существенную информацию дают исследование спектра Δ о. и свойств его резольвенты, разложение не но его собств. ф-ции, изучение возмущений Δ о. Наиб. развита теория линейных Δ о., к-рые вообще являются важнейшим примером неограниченных операторов (см. *Линейный оператор*). В дифференц. геометрии и физ. приложениях особую роль играет класс Δ о., не меняющихся или меняющихся спец. образом при действии на дифференц. выражение преобразований из нек-рой группы (см., напр., *Ковариантная производная*, *Лапласа оператор*). Δ о. служат для описания структуры ряда матем. объектов. Напр., *общественную функцию* медленного роста можно представить как результат действия Δ о. на непрерывную ф-цию степенного роста.

Лит.: Наймарк М. А., Линейные дифференциальные операторы, 2 изд., М., 1969; Хёрманндер Л., Линейные дифференциальные операторы с частными производными, пер. с англ., М., 1983; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., М., 1982. В. П. Павлов.

ДИФФЕРЕНЦИРУЮЩАЯ ЦЕЛЬ — устройство, предназначенное для дифференцирования по времени электрич. сигналов. Выходная реакция D_c и $u_{\text{вых}}(t)$ связана со входным воздействием $u_{\text{вх}}(t)$ соотношением $u_{\text{вых}} = \tau_0 du_{\text{вх}}/dt$, где τ_0 — наст. величина, имеющая размерность времени. Реализуют пассивные и активные D_c . п. Пассивные D_c применяют в импульсных и цифровых устройствах для укорачивания импульсов. Ак-

тивные Д. ц. используют как дифференциаторы и аналоговые вычислит. устройства. Простейшая пассивная Д. ц. показана на рис. 1, а. Ток i_C через ёмкость пропорционален производной приложенного к ней напряжения $i_C = du_C/dt$. Если параметры Д. ц. выбраны т. о.,

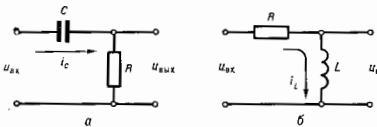


Рис. 1. Схемы пассивных дифференцирующих цепей: а — ёмкостной RC, б — индуктивной RL.

что $u_C = u_{вх}$, то $i_C = C du_{вх}/dt$, а $u_{вых} \approx RC du_{вх}/dt = -\tau_0 du_{вх}/dt$. Условие $u_C = u_{вх}$ выполняется, если на самой верхней частоте ω_0 спектра входного сигнала $R \ll (\omega_0 C)^{-1}$. Вариант пассивной Д. ц. показан на рис. 1, б. При условии $R \gg \omega_0 L$ имеем $i_L \approx u_{вх}/R$ и

$$u_{вых} \approx L di_L/dt = LR^{-1} du_{вх}/dt = \tau_0 du_{вх}/dt.$$

Следовательно, при заданных параметрах Д. ц. дифференцирование тем точнее, чем ниже частота, на

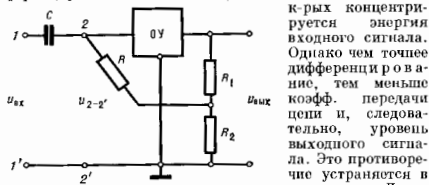


Рис. 2. Схема активной дифференцирующей цепи.

сочетается с процессом усиления. В активных Д. ц. используют *операционные усилители* (ОУ), охватываемые отрицательной обратной связью (рис. 2). Входное напряжение $u_{вх}(t)$ дифференцируется цепочкой, образованной последоват. соединением ёмкости C и $R_{вх}$ — эквивалентного сопротивления схемы между зажимами 2—2', а затем усиливается ОУ. Если подать напряжение на инвертирующий вход ОУ, то при условии, что его

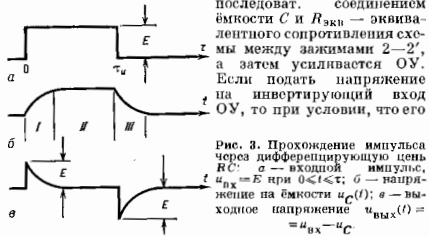


Рис. 3. Прохождение импульса через дифференцирующую цепь RC: а — входной импульс; $u_{вх} = E$ при $0 \leq t \leq \tau_0$; б — напряжение на ёмкости $u_C(t)$; в — выходное напряжение $u_{вых}(t) = u_{вх} - u_C$.

коэффициент усиления $k \gg 1$, $R_{вх} \rightarrow 0$, получим $u_{2-2'} \approx CR_{вх} du_{вх}/dt = \tau_{вх} du_{вх}/dt$, а $u_{вых} = ku_{2-2'}$.

Для сравнит. оценки активных и пассивных Д. ц. при прочих равных условиях можно использовать отношение $\tau_{вх}/\tau_0$. При прохождении через Д. ц. импульсных сигналов происходит уменьшение их длительности, отсюда понятие о Д. ц. как об укорачивающих. Временные диаграммы, иллюстрирующие прохождение импульса прямоугольной формы через пассивную Д. ц., приведены на рис. 3. Предполагается, что $\tau_0 \ll \tau_{вх}$,

источник входного напряжения характеризуется нулевым внутр. сопротивлением, а Д. ц. — отсутствием паразитных ёмкостей. Наличие внутр. сопротивления приводит к уменьшению амплитуды напряжения на входных клеммах и, следовательно, к уменьшению амплитуд выходных импульсов; наличие паразитных ёмкостей — к затягиванию процессов нарастания и спада выходных импульсов. Аналогичным укорачивающим действием обладают также активные Д. ц.

Лит.: Гончаровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 4 изд., М., 1986. М. А. Троица.

ДИФФУЗИИ УРАВНЕНИЕ — дифференциальное уравнение с частными производными 2-го порядка, описывающее процесс *диффузии* в случае, когда перенос вещества вызван лишь градиентом его концентрации (в отличие от *термодиффузии* и т. п.). Д. у. чаще всего записывают в виде

$$du/dt = \text{div} (D \text{ grad } u) - qu + F, \quad (1)$$

где $u(x, t)$ — концентрация вещества в точке $x = (x_1, x_2, x_3)$ среды в момент времени t , D — коэф. диффузии, q — коэф. поглощения, а F — интенсивность источников вещества. Величины D , q и F обычно являются ф-циями x и t , а также могут зависеть от концентрации $u(x, t)$. В последнем случае ур-ние (1) становится нелинейным. В анизотропной среде коэфф. диффузии D является тензорным полем.

Наиб. полно исследовано линейное Д. у., когда коэф. диффузии D и поглощения q — пост. величины. В этом случае ур-ние (1) является ур-нием параболич. типа, для к-рого в матем. физике разработаны разл. методы решения: метод разделения переменных, метод источников или функций Грина (см. также *Винерский функциональный интеграл*), метод интегр. преобразований и т. д. Для выделения единств. решения линейного ур-ния (1) необходимо также задать нач. и граничные условия (если диффузирующее вещество заполняет конечный объём V , огранич. боковой поверхностью S). Обычно рассматривают след. линейные граничные условия для Д. у.: 1) на границе S поддерживается заданное распределение вещества $u_0(x, t)$; $u(x, t)|_S = u_0(x, t)$; 2) на S поддерживается заданная плотность потока вещества, входящего в V через S :

$$-D \text{ div } u(x, t) |_{\partial V} |_{S} = u_1(x, t),$$

где n — внутр. нормаль к поверхности S ; 3) S полупроницаема, и диффузия во внутр. среду с заданной концентрацией $u_0(x, t)$ через S происходит по линейному закону

$$k \text{ div } u(x, t) |_{\partial V} + h [u(x, t) - u_0(x, t)] |_{S} = 0.$$

Простейше Д. у.

$$\text{div } u(x, t) |_{\partial V} = D \Delta u |_{\partial V}; \quad t > 0, \quad (2)$$

с нач. условием $u(x, 0) = \varphi(x)$, $-\infty < x < \infty$, имеет решение вида

$$u(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x, x', t) \varphi(x') dx',$$

$$G(x, x', t) = (4\pi Dt)^{-1/2} \exp \{ -(x-x')^2/4Dt \} -$$

Фундам. решение Д. у. (2).

Методы решения Д. у. с перем. коэф. диффузии менее развиты. В нек-рых частных случаях, напр. если D зависит только от концентрации u , можно аналитически найти точные решения Д. у. с перем. D .

Нелинейные матем. модели диффузии и теплопроводности (ур-ние и граничные условия) условно делят на след. классы: 1) от концентрации u зависит D или q (нелинейность 1-го рода); 2) нелинейность содержится в граничных условиях (нелинейность 2-го рода); 3) нелинейность возникает вследствие зависимости мощностей внутр. источников F от концентрации u

(плотности 3-го рода, см. *Диссипативные структуры*).

Одномерные нелинейные Д. у. можно решить разл. приближенными аналитич. методами. Двухмерные и трехмерные нелинейные Д. у. при сложной конфигурации границ области и сложных законах изменения характеристик среды, внеш. и внутр. источников вещества, перем. границ тела, где происходит диффузия, поддаются решению только числ. методами с применением ЭВМ. С матем. точки зрения Д. у., являясь частным случаем дифференц. ур-ния, описывающего процесс установления равновесного распределения, совпадают с ур-нием теплопроводности и аналогично *Нанье — Стокса уравнению* для ламинарного потока несжимаемой жидкости и т. д.

Лит.: Владимирова В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981; Козлоба С. А., Методы решения нелинейных задач теплопроводности, М., 1975; Райчман О. А. И., Математическая теория диффузии в приложениях, К., 1981; Сгапк К. J., The mathematics of diffusion, 2 ed., Oxf., 1975.

ДИФФУЗИОННАЯ ДЛИНА в полупроводниках — расстояние, на к-ром плоский диффузионный поток неравновесных носителей заряда (в отсутствие электрич. поля) уменьшается в e раз. Д. д. L имеет смысл ср. расстояния, на к-рос смещаются носители заряда в полупроводнике вследствие диффузии за время τ их жизни: $L = \sqrt{D\tau}$, где D — коэф. диффузии носителей заряда в полупроводнике.

Метод измерения Д. д. состоит в генерации неравновесных носителей (обычно светом, путем проецирования ярко освещенной щели на поверхность образца) и их регистрации на нек-ром расстоянии r от места генерации. Коллектором неравновесных частиц может служить электронно-дырочный переход или контакт металл-полупроводник. Изменяя r (расстояние между световой щелью и коллектором) и сигнал, снимаемый с коллектора, можно определить стационарное распределение концентраций неравновесных носителей. Зная зависимость концентрации от отношения r/L , определяют L .

В нек-рых чистых полупроводниках, напр. в Ge, Д. д. может достигать неск. мм.

Лит. см. при ст. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*.

ДИФФУЗИОННАЯ ЕМКОСТЬ. Если к p — n -переходу приложено ВЧ-напряжение, то инерционность процессов диффузии электронов и дырок приводит к аналогично напряжению на p — n -переходе относительно тока. Это эквивалентно появлению в электрич. схеме p — n -перехода т. н. Д. ё., включённой параллельно *барьерной ёмкости*.

ДИФФУЗИЯ (от лат. diffusio — распространение, растекание, рассеивание) — равновесный процесс, вызываемый молекулярным тепловым движением и приводящий к установлению равновесного распределения концентраций внутри фаз. В результате Д. происходит выравнивание хим. потенциалов компонентов смеси. В однофазной системе при пост. темп-ре и отсутствии внеш. сил Д. выравнивает концентрацию каждого компонента фазы по объёму всей системы. Если темп-ра не постоянна или на систему действуют внеш. силы, то в результате Д. устанавливается пространственно неоднородное равновесное распределение концентраций каждого из компонентов (см. *Термодиффузия*, *Электродиффузия*).

Д. — частный случай *переноса явлений*, относится к явлениям массопереноса. Она является одним из наиб. общих кинетич. процессов, происходящих в газах, жидкостях и твёрдых телах, протекающих в них с разл. скоростью. Диффундировать могут также взвешенные малые частицы посторонних веществ (вследствие *броуновского движения*), а также собств. частицы вещества (*самодиффузия*). Диффузия — необратимый процесс, один из источников диссипации энергии в системе.

Скорость Д. (диффузионный поток) в бинарной смеси при малой концентрации диффундирующего вещества пропорциональна градиенту концентрации ∇C и имеет противоположное ему направление:

$$j_1 = -\rho D \nabla C_1 - D \nabla \rho_1 \quad (1)$$

(j_1 — диффузионный поток, т. е. поток массы 1-го компонента через единичную площадку в единицу времени, D — коэф. Д., ρ — полная плотность бинарной смеси, ρ_1 — парциальная плотность 1-го компонента). Выражение (1) наз. 1-м законом Фика (открыт А. Фиком (A. Fick) в 1855).

В табл. приведены данные для сравнения коэфф. Д. в бинарной смеси для газов, жидкостей и твёрдых тел при атм. давлении:

Диффундирующее вещество	Основной компонент	Температура, °C	D, м ² /с
Водород (газ)	Кислород (газ)	0	0.70 · 10 ⁻⁴
Пары воды	Воздух	0	0.23 · 10 ⁻⁴
Поваренная соль	Вода	20	1.1 · 10 ⁻⁹
Золото (сплав)	Свинец (твёрдый)	30	4 · 10 ⁻¹⁴
Свинец (твёрдый)	Свинец (твёрдый)	385	7 · 10 ⁻¹⁸

Диффузионный поток первого компонента бинарной смеси при наличии градиента темп-ры ∇T и градиента давления ∇p определяется ф-лой

$$j_1 = -\rho D \left(\nabla C_1 + \frac{K_T}{T} \nabla T + \frac{K_p}{p} \nabla p \right) \quad (2)$$

где K_T — коэф. термодиффузии,

$$K_p = p \left(\frac{\partial \nu}{\partial C} \right)_{p, T} / \left(\frac{\partial \mu}{\partial C} \right)_{p, T},$$

μ — разность хим. потенциалов μ_1 и μ_2 компонентов; величина $K_p D$ наз. коэф. бародиффузии.

При стремлении концентрации к нулю коэф. Д. стремится к конечной постоянной. Из условия сохранения массы 1-го компонента в случае малой концентрации следует *диффузионное уравнение*

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C \quad (3)$$

(2-й закон Фика). Матем. теория ур-ния Д. совпадает с теорией *теплопроводности уравнения*.

Для смеси m компонентов диффузионный поток каждого компонента j_k , согласно термодинамике необратимых процессов [1, 2], определяется градиентами хим. потенциалов μ_k всех n компонентов смеси:

$$J_i = - \sum_{k=1}^{n-1} L_{ik} \frac{\nabla(\mu_k - \mu_n) T}{T} \quad (4)$$

где L_{ik} — кинетич. коэф. Онсагера, имеющие тензорный характер и пропорциональные коэф. Д. компонентов смеси (индекс означает, что рассматривается Д. i -го компонента относительно k -го). Градиенты хим. потенциалов берутся при фиксиров. темп-ре T . Выражение (4) есть частный случай линейных соотношений Онсагера между термодинамич. силами Д. $\nabla(\mu_k - \mu_n) T / T$ и диффузионными потоками. Согласно принципу Онсагера (см. *Онсагера теорема*), в отсутствие магн. поля симметрии $L_{ik} = L_{ki}$.

Среди градиентов хим. потенциалов лишь $n - 1$ независимых, их можно выразить через градиенты концентрации с помощью *Гиббса — Дюгема уравнения* и представить диффузионный поток в виде

$$J_i = -\rho \sum_{k=1}^{n-1} D_{ik} \nabla C_k \quad (5)$$

где D_{ik} — тензор коэф. Д. Его диагональные элементы определяют прямые процессы Д., а недиагональные — перекрёстные диффузионные процессы. Соотно-

шения Ойсагера для D_{ik} имеют более сложный характер, чем для L_{ik} [1, 2]. Для бинарной смеси коэф. D_{11} связан с коэф. Ойсагера L_{11} соотношением

$$D_{11} = \frac{L_{11} \mu_{11} C}{\rho C_A T}, \quad \text{где } \mu_{11} = \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial C_1} \right)_{PT}.$$

В процессе D . происходит возрастание энтропии, причём *производство энтропии* в единицу времени равно:

$$\sigma = -\frac{1}{T} \sum_{k=1}^{n-1} I_k \nabla (\mu_k - \mu_n) T \geq 0. \quad (6)$$

Если на смесь компонентов действуют внеш. силы F_k (напр., гравитационные и инерциальные), то явление D . существенно меняется. Поскольку градиент давления $\nabla p = \sum_k \rho_k F_k$ зависит от внеш. сил F_k , то термодинамика.

Броуновское движение вазенных частиц в жидкостях можно рассматривать как D . Ср. квадрат расстояния r , на к-рое удалится броуновская частица за время t , пропорционально её коэф. D : $\bar{r}^2 = 6Dt$. Коэф. D вазенных частиц определяется их подвижностью b (коэф. пропорциональности между постоянной внеш. силой и скоростью), причём $D = kTb$ (соотношение Эйнштейна, установленное в 1905).

Диффузия в газах. В газах D . определяется ср. длиной свободного пробега \bar{l} молекул, к-рая значительно больше ср. расстояния между ними. Коэф. D . для газа $D \approx \frac{1}{3} \bar{v} \bar{l}$, где \bar{v} — ср. скорость теплового движения частиц. Коэф. D . обратно пропорционален давлению газа (т.е. $\bar{l} \sim 1/p$) и пропорционален \sqrt{T} (т.к. $\bar{v} \sim \sqrt{T}$). Более детальные расчёты коэф. D . в газах даёт решение *кинетического уравнения Больцмана* для неоднородного состояния газовой смеси при заданных градиентах концентраций для спец. моделей межмолекулярных сил *Чепмена — Энскога методом [3, 4]*.

В бинарной смеси газов, молекулы к-рых взаимодействуют как твёрдые сферы с диаметрами σ_1 и σ_2 , коэф. D . равен

$$D = \frac{3}{8n\sigma_{12}^2} \left(\frac{kT}{2\pi m'} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $\sigma_{12} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$ — ср. диаметр частиц; m' — приведённая масса: $\frac{1}{m'} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$, где m_1 и m_2 — массы частиц.

Для D . лёгкого газа в тяжёлом ($m_1 < m_2$) $D = \frac{T}{3p} < v/\sigma_{TP}$, где v — скорость лёгких атомов, $\sigma_{TP} = \int (1 - \cos \theta) d\sigma$ — транспортное сечение столкновения, θ — угол между траекториями частиц, $d\sigma$ — дифференц. эффективное сечение. Усреднение $\langle \dots \rangle$ ведётся по распределению Максвелла лёгких частиц.

Для диффузии тяжёлого газа в лёгком

$$D = 3T^2/m_2^2 p < \sigma_{TP}^2 \rangle.$$

Т.о., коэф. D . связан с транспортным эффективным сечением.

Для газа заряд. частиц, напр. носителей заряда в полупроводниках, необходимо учитывать влияние объёмного заряда и связанного с ним электр. поля и

свойства квазинейтральности (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*).

Для *диффузии частиц в плазме* существенно влияние электрич. и магн. полей. В плазме возможно возникновение разл. неустойчивостей, меняющих процесс D ., существенно увеличивая коэф. D . Если магн. поле в плазме велико, коэф. D . может быть очень малым (см. *Замкнутая плазма*), что важно для осуществления УТС.

Диффузия в жидкостях. Кинетич. теория D . в жидкостях значительно сложнее, чем в газах, т.к. в жидкостях ср. расстояние между молекулами того же порядка, что и радиус сил взаимодействия между ними, и силы взаимодействия не столь малы, как в газах. Помимо свободного пробега для жидкостей не имеет смысла, и для них не удаётся построить достаточно обоснованного кинетич. ур-ния. Теория D . в жидкостях (как и др. процессов переноса) развивалась на двух разл. уровнях. Один из них основан на аналогии между структурой жидкости и твёрдого тела [5–6], другой, более фундаментальный исходит из общих принципов статистич. физики и представления о локальном равновесии [7].

В теориях первого типа предполагается существование в жидкости ближнего порядка и процесс D . определяется скачками молекул из «соседних» состояний в соседние вакантные состояния, что связано с преодолением потенциального барьера. Каждый скачок происходит при сообщении молекуле энергии, достаточной для разрыва её связей с соседними молекулами и переходом в окружение др. молекул. Время «соседой жизни» во вращённом положении равновесия между активац. скачками $\tau \sim \tau_0 \exp(W/kT)$, где W — энергия активации, τ_0 — ср. период колебаний молекулы в «соседом» состоянии ($\tau_0 \sim 10^{-12}$ с). Коэф. D . в жидкостях по порядку величины равен:

$$D \approx \frac{d^2}{6\tau} = \frac{d^2}{6\tau_0} \exp(-W/kT), \quad (8)$$

где d — ср. расстояние между молекулами. С ростом темп-ры сильно уменьшается τ и несколько увеличивается d , поэтому D сильно возрастает. Экспоненциальная зависимость D жидкости от темп-ры подтверждается экспериментально.

В более строгом варианте элементарной теории D . приписывается, что структура жидкости отлична от структуры твёрдых тел и размер вакансий изменяется (теория свободного объёма), так что перескок возможен лишь начиная с нек-рого критич. размера вакансии.

Более фундам. теория D . в жидкостях основана на том, что плотность числа молекул каждого из компонентов $n_i(x)$ есть гидродинамич. переменная, медленно меняющаяся в пространстве и во времени. Ей соответствует нек-рая макроскопич. плотность числа $\hat{n}_i(x)$ молекул i -й компоненты, зависящей от координат её частиц и являющейся медленно меняющейся динамич. переменной. Поэтому статистич. равновесие устанавливается в два этапа: сначала в макроскопич. малых объёмах устанавливается локально равновесное распределение ρ_e , подобное большому каноническому распределению, соответствующему заданному неравновесному распределению концентраций смеси, а затем оно медленно стремится к состоянию равновесия пропорционально градиентам концентраций.

Локально равновесное распределение имеет вид

$$\rho_e = Z^{-1} \exp \left\{ -\frac{1}{kT} \left(H - \sum_{i=1}^n \int \mu_i(x, t) m_i \hat{n}_i(x) dx \right) \right\}, \quad (9)$$

где H — гамильтониан системы, Z — нормировочная функция, зависящая от времени. Распределение ρ_e можно получить (в случае классич. статистич. механики),

если для каждого малого элемента объема ΔV с числом частиц $\Delta N_i = \int \hat{n}_i(x) dx$ и энергией $\Delta H = \int U_i(x) dx$ построить большое канонич. распределение и перемножить эти распределения. Более строгий метод получения ρ_e основан на экстремуме информации энтропии (см. Энтропия в теории информации) при заданных $\langle \hat{n}_i(x) \rangle$. Распределение (9) при постоянных μ_i переходит в большое канонич. распределение Гиббса

$$\rho_0 = Z_0^{-1} \exp \left(\sum_{i=1}^n \mu_i M_i - H \right) \quad (10)$$

$[M_i = m_i \int \hat{n}_i(x) dx - \text{масса } i\text{-й компоненты}]$, к-рое удовлетворяет Лиувилля уравнению. В случае малого отклонения системы от состояния статистич. равновесия можно принять ρ_e за 1-е приближение и найти к нему поправку, к-рая определяет неравновесный диффузионный поток, пропорциональный термодинамич. силам $\nabla(\mu_i - \mu_{i0})/T$ с коэф. Онсагера L_{ik} , к-рый выражается через временную корреляц. ф-цию динамич. переменных $J_i(x)$, соответствующих плотностям потоков компонентов:

$$L_{ik} = \frac{1}{3V} \int_0^\infty \langle \hat{J}_i(x) \cdot \hat{J}_k(x', t) \rangle dt dx', \quad (11)$$

где усреднение ведётся по локально равновесному состоянию, $\hat{J}_k(x', t)$ — значение $\hat{J}_k(x)$ в момент t при движении частиц i -й компоненты согласно Гамильтона уравнению. Выражение L_{ik} через корреляторы потоков Д. есть частный случай Грина — Кубо формула для

Д. В случае самодиффузии $D = 1/3 \int_0^\infty \langle v \cdot v(t) \rangle dt$,

где v — динамич. перемещающая скорость молекулы. Расчёт коэф. Д. с помощью ф-лы Грина — Кубо очень сложен, однако он возможен с помощью ЭВМ. При выводе ф-лы Грина — Кубо для Д. не делается к-л. предположений о характере теплового движения, поэтому она справедлива для жидкостей, газов и твёрдых тел.

В жидкостях и газах возможен эффект выравнивания пассивных примесей (не меняющих заметно обычного коэф. Д. и коэф. вязкости) в турбулентном потоке (см. Турбулентная диффузия).

Диффузия в твёрдых телах. Процесс Д. в твёрдых телах может осуществляться с помощью неск. механизмов: обмен местами атомов кристаллич. структуры с её вакансиями, перемещение атомов по междоузлиям (см. Междоузельный атом), одновременное циклическое перемещение неск. атомов, обмен местами двух соседних атомов. При образовании твёрдых растворов замещения преобладает обмен местами атомов и вакансий.

Коэф. Д. в твёрдых телах очень зависит от дефектов структуры, увеличиваясь с ростом их числа. Для Д. в твёрдых телах характерна экспоненц. зависимость от темп-ры с энергией активации, большей, чем у жидкостей. Коэф. Д. для цинка в медь возрастает в 10^4 раз при повышении темп-ры от 30°С до 300°С.

Микроскопич. теория Д. атомов, основанная на механике нерескоко по вакансиям, была развита Я. И. Френкелем [5]. Замещение атомом кристаллич. структуры вакансии связано с возможностью перехода его через потенц. барьер. Предполагается, что после перехода атома в вакансию он благодаря сильному взаимодействию его с соседними атомами успевает отдать часть энергии ΔE прежде, чем вернётся на своё прежнее место. Время пребывания данного атома в

соседнем с вакансией узле равно

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/kT),$$

где τ_0 — время порядка периода колебаний атомов кристаллич. структуры, соответствующих частоте акустич. спектра ($\tau_0 \approx 10^{-13}$ с). Тогда коэф. самодиффузии будет иметь вид

$$D = \frac{a^2}{\tau_0} \exp(-W/kT), \quad (12)$$

где $W = U + \Delta E$ — энергия активации, a — постоянная решётки, U — энергия образования вакансии. Для разл. решёток W отличаются не очень сильно (напр., для свинца $W \approx 26$ ккал/г-атом, для меди $W \approx 60$ ккал/г-атом), а τ_0 в ф-ле (12) могут сильно отличаться. Коэф. Д. в твёрдых телах можно оценить также с помощью теории Эйринга скоростей реакций, что приводит также к экспоненц. зависимости от темп-ры с энергией активации. Аналогичная теория была развита для Д. в неупорядоченных сплавах замещения, она позволила учесть влияние внедрённых атомов на самодиффузию металла, когда Д. уже не описывается одной экспонентой, т. к. на узлах с разл. конфигурацией атомов нужно преодолевать разл. потенц. барьеры. В том случае, когда Д. идёт путём обмена с вакансиями или одновременно перемещению по замкнутому контуру, причём коэф. Д. компонент D_1 и D_2 различны, появляется результирующий поток вещества в направлении вещества с большим парциальным коэф. Д., пропорциональный $(D_1 - D_2) \partial C_i / \partial x$ (К и ркендалла эффект).

Явление переноса нейтронов в конденсиров. среде, сопровождаемое многократным рассеянием, описывается кинетич. ур-нием, к-рое, вообще говоря, не сводится к ур-нию Д., однако диффузионное приближение оказывается часто полезным и при рассмотрении диффузии нейтронов.

При очень низких темп-рах в конденсиров. средах возможна квантовая диффузия атомов, к-рая определяется квантовым подбарьерным туннельным движением атомов, в отличие от классич. Д., к-рая определяется надбарьерными переходами атомов [9, 10]. Сущест. отличие квантовой Д. состоит в том, что коэф. квантовой Д. отличен от нуля при стремлении темп-ры к нулю, его значение на мн. порядков больше, чем коэф. классич. Д. при тех же темп-рах.

Другие виды диффузии. К диффузионным процессам относят также не-кревые явления, не связанные с переносом частиц. Так, в оптике имеет место явление переноса излучения в неоднородной среде при многократных процессах испускания и поглощения фотонов, к-рое наз. диффузией излучения, однако это явление существенно отлично от Д. частиц, т. к. ур-ние баланса для плотности потока фотонов описывается интегр. ур-нием, к-рое не сводится к дифференц. ур-нию Д. В спиновых системах в магн. поле возможен процесс выравнивания ср. магн. момента в пространстве под влиянием спин-спиновой взаимодельности — спиновая диффузия.

Лит.: 1) Гроот С. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 11; 2) Халеза Р., Термодинамика сорбционных процессов, пер. с нем., М., 1967, гл. 4; 3) Ченгел С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1969, гл. 10, 14; 4) Френкель Д. Ж., Кансер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1978; 5) Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1979; 6) Гиршфельдер Д. Ж., Кертикс Ч., Берар П., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1965, гл. 8; 7) Грэй П., Кинетическая теория явлений переноса в простых жидкостях, в кн.: Физика простых жидкостей. Статистическая теория, пер. с англ., М., 1971; 8) Смирнов А. А., Моделирование кинетики теории металлов, М., 1965, гл. 8; 9) Андреев А. Ф., Лишин И. М., Квантовая теория дисперсии в кристаллах, «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 2057; 10) Каган Л. У., Кипегер М. I., Theory of quantum diffusion of atoms in crystals, J. Phys. Chem., 1974, т. 78, p. 2704; 11) Лишин И. М., Пятаевский Л. И., Физическая кинетика, М., 1979, гл. 11, 12; 12) Ландау Л. Д., Лишин И. Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986, с. 59.

Л. П. Зубарев.

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ — распространение излучения в среде при наличии процессов многократного поглощения и последующего некогерентного испускания фотонов. Д. и. характерна для молекулярных и атомарных систем, в к-рых имеется полное или частичное перекрытие спектров поглощения и испускания, типичное в случае рефлексии излучения. Примером среды, в к-рой лучистый перенос энергии осуществляется путём Д. и., может служить оптически плотная газовая плазма (см. *Излучение плазмы*). В ней кванты резонансного излучения многократно неренноглощаются и нерезлучаются, прежде чем покидают излучающий объём.

Независимость направления спонтанного испускания кванта от направления распространения кванта, приведшего к фотовозбуждению атома среды, ещё в нач. 20-х гг. [А. Комптон (A. Compton)] привела к попытке рассмотреть перенос излучения в условиях переноса как процесс, аналогичный диффузии классич. частиц. В рамках этой аналогии приближённая связь потока I_V квантов заданной частоты ν с их плотностью N_V даётся выражением $I_V = -D_V \Delta N_V$, где $D_V = l_V c/3$ — коэф. «диффузии» квантов, аналогичный коэф. диффузии атомов и молекул; c — скорость «движения» квантов, l_V — длина их пробега в веществе.

Условие применимости диффузионного приближения при рассмотрении лучистого переноса энергии, как и в случае диффузии частиц, является малость изменения плотности излучения на масштабах порядка длины пробега l_V . При выполнении этого условия диффузионное приближение даёт неплохие результаты и используется, напр., при рассмотрении *лучистого теплообмена* в среде при небольших отклонениях от термодинамич. равновесия [1].

В действительности аналогия между Д. и. и диффузией частиц не является точной. Важная особенность распространения фотонов в среде состоит в том, что после поглощения кванта заданной частоты в месте поглощения может быть испущен новый квант др. частоты и в произвольном направлении. Более строгое рассмотрение процесса Д. и. проводится с учётом распространения всех фотонов, относящихся к данной спектральной линии вещества. В этом случае ослабление лучка фотонов, распространяющихся в среде, уже не удовлетворяет обычному экспоненциальному *Зугера — Ламберта — Бера закону*, а описывается интегральным выражением вида

$$I = I_0 \int \omega_\nu \exp(-k_\nu l_\nu) d\nu,$$

где ω_ν — вероятность испускания фотона частоты ν , k_ν — коэф. поглощения на данной частоте. Строгая теория Д. и. приводит к интегродифференциальному уравнению для определения распространяющегося потока квантов [2, 3]; при этом ядро ур-ния есть медленно убывающая с расстоянием ф-ция, вид к-рой определяется типом уширения спектральной линии. Разработаны методы расчёта задач Д. и. в строгой постановке [3, 4], дающие хорошие результаты при интерпретации данных о распределении поля и распространении излучения в резонансных средах.

Иногда термин «Д. и.» применяется при описании распространения излучения в неоднородных (рассеивающих) средах, однако это употребление не общепринято.

Лит.: 1) Зельдович Я. Б., Райзас Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических течений, М., 1963; 2) Вильерман Я. М., К теория диффузии резонансного излучения, «Изв. АН УССР», 1947, т. 17, с. 418; 3) Преломляемость и Н. Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы, Новосибир., 1971; 4) Вильерман Я. М., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982.

ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ — распространение нейтронов в веществе, сопровождающееся многократным

изменением их энергии и направления движения в результате столкновений с атомными ядрами. Д. и. аналогична *диффузии* атомов и молекул в газах и подчиняется тем же закономерностям. Важнейшими характеристиками столкновений нейтронов с атомными ядрами, определяющими Д. и., являются длины свободного пробега до рассеяния $l_s = 1/n\sigma_s$ и до поглощения $l_p = 1/n\sigma_p$ (n — число атомов среды в 1 см³, σ_s и σ_p — сечения рассеяния и поглощения нейтронов) и ср. косинус угла рассеяния (в лаб. системе) $\cos \bar{\theta}$. Величина $l_{tr} = l_s(1 - \cos \bar{\theta})$, называемая *транспортной длиной свободного пробега*, равна ср. расстоянию, проходимому нейтроном в направлении первоначального движения (в среде, не поглощающей нейтроны). Величинами $D = l_{tr} v/3$ и $T = l_p v/(v - \text{скорость})$ наз. коэф. диффузии и средним временем жизни в среде.

Быстрые нейтроны (с энергией, во много раз большей энергии теплового движения частиц среды) при диффузии отдают энергию среде и замедляются (см. *Замедление нейтронов*). В слабопоглощающих средах значит. доля нейтронов замедляется до тепловой энергии — *теплового* и *улетает*. Тепловой нейтрон (ТН) диффундирует в среде, пока не поглотится одним из атомных ядер или не выйдет за её границу (*бета-распад нейтрона* крайне редок в конденсированной среде).

Оси. параметры диффузии ТН — усреднённый по *Максвелла распределению* их скоростей (соответствующему темп-ре среде) коэф. диффузии D_T и ср. квадрат расстояния между точками образования и поглощения ТН в безграничной однородной среде, равный $6L^2$, где $L = \sqrt{D_T T}$ — т. н. *длина диффузии* и T (T — ср. время жизни ТН в среде). Соответственно ср. квадрат расстояния между точками образования быстрого нейтрона (в ядерной реакции) и его поглощения равен $6M^2 = 6(\tau + L^2)$, где τ — т. н. *возраст* ТН; величина M наз. *длинной миграции* и *градиент* нейтронов.

Параметры диффузии тепловых нейтронов для некоторых веществ

Параметры	Вещество				
	H ₂ O	D ₂ O	Be	BeO	Графит (плотность 1,6)
L , см	2,76	160	20,8	32,7	51
$D_T \cdot 10^{-4}$, см ² /с	3,6	20	12	12	21
l_s^* , см	0,29	2,2	1,16	1,32	2,6

* Усреднённая по спектру тепловых нейтронов.

Осп. закономерности диффузии ТН можно рассмотреть с помощью ур-ния диффузии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla(D_T \nabla \rho) - \frac{\rho}{T} + S, \quad (1)$$

где $\rho(r, t)$ — число ТН в 1 см³ вблизи точки r в момент времени t , S — т. н. *плотность* замедления и нейтронов (число нейтронов в 1 см³, пересекающих за 1 с данное значение энергии при движении по энергетич. шкале) до тепловой энергии. В случае ограниченной среды (в отсутствие потоков ТН извне) граничное условие для ур-ния (1): $\rho = 0$ на границе, удалённой от истинной границы среды на расстояние $l_0 = 0,71 l_{tr}$. В случае импульсного источника нейтронов и ограниченного объёма среды при $t \rightarrow \infty$ $\rho \sim \exp(-\lambda t)$, где $\lambda = 1/T + D_T B^2$, B^2 — т. н. *геом. параметр* [для куба со стороной a $B^2 = 3\pi^2/(a+2l_0)^2$]. Это свойство диффузии ТН используется для измерения D_T и T . Величину L можно измерять непосредственно: на большем расстоянии z от плоского стационарного источника $\rho \sim \exp(-z/L)$.

Особенности Д. и обусловлены большой $I_3 (\geq 1)$ даже в конденсиров. средах, а в случае сред, не содержащих водород, — также малым относит. изменением их энергии при одном столкновении. Поэтому нейтроны медленно приходят в тепловое равновесие со средой, и если среда неоднородна или поглощает нейтроны разных энергий неравномерно, то распределение их по скоростям может заметно отличаться от максвелловского.

Д. и. играет существен. роль в работе ядерных реакторов, а также при использовании нейтронов для неразрушающего элементного и структурного анализа (см. *Активационный анализ*), в частности в геохимии для нейтронного каротажа скважин. В этой связи часто требуется рассчитать потоки нейтронов как ф-ции координат и скоростей (а иногда и времени). Эти потоки описываются кинетическими уравнениями Больцмана. Наиб. универсальный метод их численного расчёта — *Монте-Карло метод*.

Лит.: Бекurts, К., Вирти, К. Нейтронная физика, пер. с англ., М., 1968; Марчук, Г. И., Дзбедев, В. И., Численные методы в теории переноса нейтронов, 2 изд., М., 1981; Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов, под ред. В. В. Орлова, Э. А. Стумбура, М., 1972; Селов, В. В. Лекции по теории переноса нейтронов, 2 изд., М., 1978; Шапиро, Ф. Л., Собр. трудов, кн. 1 — Физика нейтронов, М., 1976; Франк-Каменецкий, Я. Д., Моделирование траекторий нейтронов при расчёте реакторов методом Монте-Карло, М., 1974; М. В. Назаровский.

ДИФФУЗИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ — перемещение носителей заряда (электронов проводимости и дырок) в *полупроводнике*, обусловленное неоднородностью их концентраций. Количественной мерой Д. и. в. в п. являются коэф. диффузии электронов и дырок D_n , D_p — коэф. пропорциональности между градиентом концентрации и диффузионным потоком соответствующих носителей (обычно $D_n > D_p$). Плотность тока проводимости, создаваемого в полупроводнике носителями каждого типа, складывается из плотности дрейфового и диффузионного токов:

$$j_n = e\mu_n n E + e D_n \text{ grad } n;$$

$$j_p = e\mu_p p E - e D_p \text{ grad } p.$$

Здесь e — абс. величина заряда электрона, E — напряжённость электр. поля, n и p — концентрации электронов и дырок, μ_n , μ_p — их подвижности. Вблизи состояния термодинам. равновесия коэф. диффузии носителей в невырожденном полупроводнике связаны с подвижностями соотношением Эйнштейна:

$$D_{n,p} = \mu_{n,p} k T / e, \quad (1)$$

где T — абс. темп-ра. Вдали от равновесного состояния соотношение Эйнштейна может нарушаться. Д. и. з. в п. обладает рядом особенностей, отличающих её, напр., от *диффузии* нейтральных частиц в газе. Прежде всего, перенос заряда при Д. и. з. в п. приводит к возникновению объёмного заряда и электр. поля, к-рое необходимо учитывать в выражениях для плотности тока. В полупроводниках с монополярной (примесной) проводимостью нарушение зарядовой нейтральности происходит на расстояниях порядка дебаевской длины экранирования.

Др. особенность Д. и. з. в п. определяется наличием носителей двух знаков в полупроводниках с биполярной проводимостью. Объёмный заряд, возникающий при диффузии носителей одного типа, может компенсироваться носителями др. типа. Обычно коэф. диффузии носителей разного знака различны. Поле объёмного заряда замедляет более подвижные и ускоряет менее подвижные носители. В результате происходит совместное перемещение носителей заряда обоих знаков, имеющее характер диффузии (биполярная, или *мбиполярная*, диффузия). Диффузионные потоки электронов и дырок при биполярной диффузии пропорциональны градиентам концентрации носителей

ответствующих носителей, причём коэф. пропорциональности (коэф. биполярной диффузии) равен:

$$D = \frac{n+p}{n/D_n + p/D_p}. \quad (2)$$

Для полупроводника n -типа ($n \gg p$) $D \approx D_p$, для полупроводника p -типа ($p \gg n$) $D \approx D_n$, т. е. в обоих случаях D совпадает с коэф. диффузии неосновных носителей. Это связано с нейтрализацией возникающего объёмного заряда осн. носителями. Для совств. полупроводника ($n=p=n_i$) $D = 2D_n D_p / (D_n + D_p) = D_i$. При $D_n > D_p$ выполняется неравенство $D_n < D_i < D_p$.

Д. и. з. в п. сопровождается *рекомбинацией носителей заряда* в полупроводниках. В результате при биполярной диффузии неравновесных носителей диффузионный поток проникает на расстояния порядка *диффузионной длины* носителей от источника неравновесных носителей.

Распределение концентрации неравновесных носителей носителей (дырок в полупроводнике n -типа) в отсутствие внеш. полей описывается ур-нием диффузии:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_n \nabla^2 p - \frac{p}{\tau_d} + Q_d, \quad (3)$$

где τ_d — время жизни дырок, $Q_d(t, r)$ — мощность источника неравновесных дырок, r — пространств. координата точки (от точки генерации). Аналогичное ур-ние имеет место для неравновесных электронов в полупроводнике p -типа.

Д. и. з. в п. может осложниться процессами захвата носителей на т. н. уровни прилипания. Биполярная Д. и. з. в п. является причиной *Дембера эффекта*, *Фотомажелектрического эффекта* и др. Она определяет работу ряда полупроводниковых приборов — *вакуумного диода*, *транзистора* и др.

Лит.: Боч-Березкин, В. Л., Калашников, С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Калашников, С. Г., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977.

ДИФФУЗИЯ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ — самопроизвольное направленное движение компонент плазмы, стремящейся выровнять пространственные распределения концентраций. В слабоионизованной плазме — это, напр., диффузия электронов и ионов в газе нейтральных частиц (к стенкам). В полностью ионизованной плазме в магн. поле Д. ч. в. заключается во взаимном проникновении заряд. частиц во внеш. области окружающего магн. поля и, наоборот, магн. поля в плазму. Классич. (столкновит.) диффузии заряд. частиц в магн. поле резко анизотропна. Причина заключается в различии продольного и поперечного коэф. диффузии, определяемых разл. шагом случайных блужданий. Вдоль магн. поля (как и без поля) шаг равен свободному пробегу частиц и продольный коэф. диффузии электронов $D_{e\parallel}$ значительно больше ионного $D_{i\parallel}$.

Поперечный коэф. диффузии, определяемый циклотронным радиусом частиц, для ионов ($D_{i\perp}$) оказывается значительно больше (в неполностью ионизов. плазме) электронного ($D_{e\perp}$). При Д. ч. в. и. число заряд. частиц разного знака, уходящих из каждого элемента объёма, должно быть одинаковым (равенство дивергенций потоков). Поэтому резкая анизотропия коэф. диффузии приводит к возникновению самосогласованного электр. поля и во мн. случаях протеканию под его воздействием вихревых токов. Такие токи усложняют и ускоряют процесс выравнивания концентраций заряд. частиц (см. *Автомобильная диффузия*). К существ. увеличению поперечных коэф. Д. ч. в. и. по сравнению с классическими приводит неустойчивости плазмы (т. н. *турбулентная диффузия*). См. также *Переноса процессы* в плазме.

А. П. Жильчик.
ДИФФУЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ — рассеяние света по всевозможным направлениям. Различают две осн. формы Д. о.: рассеяние света на микронеровности поверхности (поверхностное рассеяние) и рассеяние в объёме тела, связанное с присутствием

мелкодисперсных частиц (объемное рассеяние). Свойства диффузно отражённого света зависят от условий освещения, оптич. свойства рассеивающего вещества и микрорельефа отражающей поверхности (см. *Отражение света*). Идеально рассеивающая поверхность имеет яркость во всех направлениях одинаковую, но зависящую от условий освещения. Для оценок светорассеивающих характеристик реальных объектов вводится коэф. Д. о., к-рый определяется как отношение светового потока, отражённого от данной поверхности, к потоку, отражаемому идеальным рассеивателем. Структурный состав, коэф. Д. о. и индикатриса яркости Д. о. света реальных объектов зависят от обеих форм рассеяния — поверхностного и объёмного.

В. М. Золотарёв.

ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ РЕЙТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ — рассеяние рентгеновских лучей веществом в направлениях, для к-рых не выполняется Брэгга — Вульфа условие.

В идеальном кристалле уругое рассеяние волн атомами, находящимися в узлах периодич. решётки, вследствие интерференции происходит только при определ. направлениях дифракц. вектора Q , совпадающих с направлениями векторов обратной решётки G : $Q = k_2 - k_1$, где k_1 и k_2 — волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно. Распределение интенсивности $I_0(Q) \sim \delta(Q - G)$ рассеяния в пространстве обратной решётки представляет собой совокупность δ -образных пиков Лауэ — Брэгга в узлах обратной решётки. Смещения атомов на узлов решётки нарушают периодичность кристалла, и интерференц. картина меняется. В этом случае в распределении интенсивности рассеяния, наряду с максимумами (сохраняющимися, если в искажённом кристалле можно выделить усреднённую периодич. решётку), выявляются плавная составляющая $I_1(Q)$, соответствующая Д. р. л. на несовершенствах кристалла.

Наряду с упругим рассеянием, Д. р. л. может быть обусловлено неупругими процессами, сопровождающимися возбуждением электронной подсистемы кристалла, т. е. комптоновским рассеянием (см. *Комптонов эффект*) и рассеянием с возбуждением плазменных колебаний (см. *Плазма твердотельная*). С помощью расчётов или спец. экспериментов эти составляющие можно исключить, выделив Д. р. л. на несовершенствах кристалла. В аморфных, жидких и газообразных веществах, где отсутствует дальний порядок, рассеяние только диффузное.

Распределение интенсивности $I_1(Q)$ Д. р. л. кристаллом в широкой области значений Q , соответствующих всей элементарной ячейке обратной решётки или нескольким ячейкам, содержит детальную информацию о характеристиках кристалла и его несовершенствах. Экспериментально $I_1(Q)$ может быть получено с помощью метода, использующего монохроматич. рентгеновое излучение и позволяющего поворачивать кристалл вокруг разных осей и изменять направление волновых векторов k_1, k_2 , варьируя, т. о., Q в широком интервале значений. Менее детальная информация может быть получена Дебая — Шеррера методом или Лауэ методом.

В идеальном кристалле Д. р. л. обусловлено только тепловыми смещениями и *узловыми колебаниями* атомов решётки и может быть связано с процессами испускания и поглощения одного или неск. фононов. При небольших Q осн. роль играет однофононное рассеяние, при к-ром возбуждаются или исчезают только фононы с волновым вектором $q = Q - G$, где G — вектор обратной решётки, ближайший к Q . Интенсивность такого рассеяния $I_{1r}(Q)$ в случае одноатомных идеальных кристаллов определяется ф-лой

$$I_{1r}(Q) = N f^2 \exp(-2M) \sum_{j=1}^3 (Q e_{qj})^2 \frac{1}{\omega_{qj}} \operatorname{cth} \frac{\hbar \omega_{qj}}{2kT},$$

где N — число элементарных ячеек кристалла, f — структурная амплитуда, $\exp(-2M)$ — Дебая — Уоллера фактор, m — масса атома, ω_{qj} и e_{qj} — частоты и поляризации, векторы фононов j -й ветви с волновым вектором q . При малых q частоты $\omega_{qj} \sim q$, т. е. при приближении к узлам обратной решётки $I_{1r}(Q)$ возрастает как $1/q^2$. Определив $I_{1r}(Q)$ для векторов q , параллельных или перпендикулярных направлениям [100], [110], [111] в кубических кристаллах, где e_{qj} однозначно задаются соотношениями симметрии, можно найти частоты колебаний ω_{qj} для этих направлений.

В неидеальных кристаллах дефекты конечных размеров приводят к ослаблению интенсивности правильных отражений $I_0(Q)$ и к Д. р. л. $I_1(Q)$ на статич. смещениях $u_{s\alpha}$ и изменённых структурных амплитуд $\Psi_{s\alpha}$, обусловленных дефектами (s — номер ячейки вблизи дефекта, α — тип или ориентация дефекта). В слабо искажённых кристаллах с невысокой концентрацией дефектов $c_\alpha = N_\alpha/N$ (N_α — число дефектов α в кристалле) и $|Q u_{s\alpha}| \ll 1$ интенсивность Д. р. л.

$$I_1(Q) = N \exp(-2M) \sum_{\alpha} c_{\alpha} |f Q a_{q\alpha} - \Delta f_{\alpha}(Q)|^2,$$

где $f a_{q\alpha}$ и $\Delta f_{\alpha}(Q)$ — компоненты Фурье $u_{s\alpha}$ и $\Psi_{s\alpha}$.

Смещения $u_{s\alpha}$ убывают с расстоянием r от дефекта как $1/r^2$, вследствие чего $f a_{q\alpha} \sim q^{-1}$ при малых q и вблизи узлов обратной решётки $I_1(Q)$ возрастает как $1/q^2$. Угл. зависимость $I_1(Q)$ качественно различна для дефектов разного типа и симметрии, а величина $I_1(Q)$ определяется величиной искажений вокруг дефекта. Исследование распределения $I_1(Q)$ в кристаллах, содержащих точечные дефекты (напр., междоузельные атомы и вакансии в облучённых материалах, примесные атомы в слабых твёрдых растворах), даёт возможность получить детальную информацию о типе дефектов, их симметрии, положении в решётке, конфигурации атомов, образующих дефект, тензорах дипольн. сил, с к-рыма дефекты действуют на кристалл.

При объединении точечных дефектов в группы интенсивность I_1 в области малых q сильно возрастает, но оказывается сосредоточенной в сравнительно небольших областях пространства обратной решётки вблизи её узлов, а при $q \gg R_0^{-1}$ (R_0 — размеры дефекта) быстро убывает.

Изучение областей интенсивного Д. р. л. даёт возможность исследовать размеры, форму и др. характеристики частиц второй фазы в стареющих растворах, дислоках, петлях малого радиуса в облучённых или деформированных материалах.

При значит. концентрациях крупных дефектов кристалл сильно искажен не только локально вблизи дефектов, но и в целом, так что в большей части его объёма $|Q u_{s\alpha}| > 1$. Вследствие этого фактор Дебая — Уоллера $\exp(-2M)$ и интенсивность правильных отражений I_0 экспоненциально убывают, а распределение $I_1(Q)$ качественно перестраивается, образуя несколько смещённых из узлов обратной решётки уширенные пики, ширина к-рых зависит от размеров и концентрации дефектов. Экспериментально они воспринимаются как уширенные брэгговские пики (квазилинии на дебаевграмме), а в иск-рых случаях наблюдаются дифракц. дублеты, состоящие из нар пиков I_0 и I_1 . Эти эффекты проявляются в стареющих сплавах и облучённых материалах.

В концентриров. растворах, однокомпонентных упорядочивающихся кристаллах, сегнетоэлектриках неидеальность обусловлена не отд. дефектами, а флуктуациями неоднородности концентрации и внутр. параметров и $I_1(Q)$ удобно рассматривать как рассеяние на q -й флуктуациях волне этих параметров ($q = Q - G$). Напр., в бинарных растворах А — В с одним атомом в **691**

ячейке в иррелевантном рассеянии на статич. смещении

$$I_1(Q) = N(f_A - f_B)^2 [c(1-c) + \sum_{a \neq 0} \varepsilon(a) \cos(qa)],$$

где f_A и f_B — атомные факторы рассеяния атомов А и В, c — концентрация, $\varepsilon(a) = P_{AA}(a) - c^2$ — параметры корреляции, $P_{AA}(a)$ — вероятность замещения пары узлов, разделённых вектором решётки a , атомами А. Определив $I_1(Q)$ во всей ячейке обратной решётки и проведя преобразование Фурье функции $I_1 N^{-1} \frac{1}{2} (A - f_A) - 2$, можно найти $\varepsilon(a)$ для разл. координац. сфер. Рассеяние на статич. смещениях исключается на основании данных об итегсивности $I_1(Q)$ в пещ. ячейках обратной решётки. Распределения $I_1(Q)$ могут быть использованы также для исследований, определения энергий упорядочения раствора для разных a в модели парного взаимодействия и его термодинамик. Характеристик. Особенность Д.р.р.л. металлич. растворов позволили развить дифракц. метод исследования ферми-поверхности сплавов.

В системах, находящихся в состояниях, близких к точкам фазового перехода 2-го рода и критич. точкам на кривых распада, флуктуации резко возрастают и становятся крупномасштабными. Они вызывают интенсиные критич. Д. р. р. л. в окрестностях узлов обратной решётки. Его исследование позволяет получить важную информацию об особенностях фазовых переходов и поведении термодинамик. величин вблизи точек перехода.

Диффузное рассеяние тепловых нейтронов на статич. неоднородностях аналогично Д. р. р. л. и описывается подобными ф-лами. Изучение рассеяния нейтронов даёт возможность исследовать также динамику характеристик колебаний атомов и флуктуац. неоднородностей (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*). Лит.: Д. и в. Д. и Р. — *Оптические явления дифракции рентгеновских лучей*, пер. с англ., М., 1950; Ивернова В. И., Ревкевич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978; Ивернова В. И., Казаньский А. А., Блеский порядок в твёрдых растворах, М., 1977; Каули Дж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1978; Криволаз М. А., Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах, К., 1983; его же, Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов на флуктуационных неоднородностях в неидеальных кристаллах, К., 1984. М. А. Криволаз.

ДИФФУЗИОННЫЙ РАЗРЯД — *электрический разряд в газе* в виде широкого равномерного светящегося столба, не имеющего чётко выраженной пространственной структуры. Диффузионный может быть любой разряд (напр., *тлеющий разряд* или *дуговой разряд*) в зависимости от условий, к-рые должны соответствовать теории Шотки *положительного столба* (отсутствие рекомбинации в объёме; длина свободного пробега значительно меньше межэлектродного промежутка). Часто термин «Д.р.» употребляется как противопоставление *коинтегрированному разряду*.

ДИФФУЗОР в гидродинамике — участок проточного канала (трубопровода), в к-ром происходит торможение потока жидкости или газа. Поперечное сечение Д. может быть круглым, прямоугольным, кольцевым, эллиптическим, а также несимметричным. По назначению и геом. форме Д. — устройство, обратное *соулу*. Вследствие падения ср. скорости v давление p в направлении течения растёт (см. *Бернулли уравнение*) и кинетич. энергия потока частично преобразуется в потенциальную. В отличие от соула, преобразование энергии в Д. сопровождается заметным возрастанием энтропии и уменьшением полного давления. Газность полных давлений на входе и выходе Д. характеризует его гидравлич. сопротивление и наз. потерями. Потерянная часть кинетич. энергии потока затрачивается на образование и затухание вихрей, совершает работу против сил трения и необратимо переходит в теплоту.

Движение жидкости (газа) против возрастающего давления, т. е. существование положит. градиента

давления в направлении течения, — ос. отличит. свойство Д., поэтому и др. виды течений жидкостей и газов, обладающие этим свойством, относят к диффузорным течениям.

В случае несжимаемой жидкости, а также при дозвуковой скорости газа v_1 перед входом в Д. ($v_1 < a$, где a — скорость звука) площадь поперечного сечения канала в силу *неразрывности уравнения* должна увеличиваться в направлении течения, поэтому дозвуковой Д. имеет форму расширяющегося канала (рис. 1). При

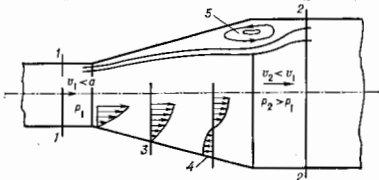


Рис. 1. Дозвуковой диффузор круглого сечения: 1 — сечение перед входом в диффузор; 2 — сечение за диффузором; 3 — профиль скорости; 4 — возвратное течение; 5 — циркуляционное течение.

сверхзвуковой скорости перед входом в Д. ($v_1 > a$) он имеет форму сходящегося или цилиндрич. канала, в к-ром после торможения ср. скорость становится дозвуковой. Дальнейшее торможение дозвуковой скорости осуществляется в расширяющемся дозвуковом Д., присоединённом к сверхзвуковому (рис. 2).

Вязкость оказывает решающее влияние на течение в Д. В *пограничном слое* скорость под действием вязкости быстро убывает, обращаясь в нуль на стенке

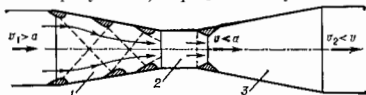


Рис. 2. Сверхзвуковой диффузор прямоугольного сечения: 1 — сходящаяся часть; 2 — горловина (цилиндрический участок); 3 — расширяющаяся часть.

Д. Кинетич. энергия в пограничном слое меньше, чем в остальной части потока, а статич. давление в данном поперечном сечении почти постоянно. Т. к. ср. скорость по длине Д. падает, а давление растёт, то в сечении, расположенном на нек-ром расстоянии от входа в Д., кинетич. энергия потока вблизи стенки недостаточна для того, чтобы переместить жидкость или газ против сил давления, возрастающих в направлении потока. Вблизи этого сечения начинается отрыв потока от стенки и возникает возвратное течение. В результате вблизи стенки Д. образуются области циркуляц. движения (рис. 1). Поверхность раздела между отрывающимся от стенки и основным потоками неустойчива, она периодически свёртывается в вихри, к-рые смещаются вниз по потоку. Место расположения отрыва в Д. зависит от толщины пограничного слоя, от величины положит. градиента давления, определяемого геом. формой Д., от профиля скорости и уровня турбулентности перед входом в Д.

В случае сверхзвуковой скорости перед входом в Д. торможение осуществляется в *ударных волнах*, взаимодействующих между собой и отражающихся от стенок Д. (пунктир на рис. 2). Давление в потоке, прошедшем через ударную волну, резко увеличивается, и под воздействием большого положит. градиента давления в местах отражения ударных волн от стенок может происходить отрыв пограничного слоя (штриховка на рис. 2). Потери полного давления при торможении сверхзвукового потока в Д. намного больше, чем при торможении дозвукового потока. Площадь горловины

(наиб. узкого поперечного сечения) сверхзвукового Д. оказывает решающее воздействие на течение и потери в Д.

Д. применяются в технике и промышленности во всех случаях, когда необходимо затормозить поток жидкости или газа с наим. потерями. Они используются в газопедфте и воздухопроводах, в гидравлич. магистралях, турбомашинах всех типов, в воздушно-реактивных двигателях, электрорах, аэродинамических трубах, стеллах для высотных испытаний ракетных двигателей и др.

Теория течения в Д. недостаточно разработана, его осн. характеристики и оптим. форму определяют на основании расчётов приближёнными методами, результатов эвнерис. исследований и их теоретич. обобщения.

Лит.: Абрамович Г. И., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Идельчик И. Е., Гидравлические сопротивления, М., 1954; Делякин М. Е., Зарянин и А. Е., Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин, М., 1970. С. Л. Вишневский.

ДИХРОИЗМ — разл. поглощение вещества света в зависимости от его поляризации (анизотропия поглощения). Поскольку поглощение зависит также и от длины волны, дихроичные вещества оказываются различно окрашенными при наблюдениях по разным направлениям, откуда и назв. «Д.» (от греч. dichroos — двухцветный); более правлен термин «плеохроизм» (от греч. pleon — больше и chroa — цвет), хотя он и менее употребителен. Д. был открыт П. Кордье (P. Cordier) в 1809 на минерале, названном кордиеритом.

Различают: **линейный Д.** — разл. поглощение света двух взаимно перпендикулярных линейных поляризаций; **круговой Д.** — разл. поглощение света с правой и левой круговой поляризацией; в общем случае — **эллиптический Д.** — разл. поглощение света с правой и левой эллиптич. поляризацией. Д. ведёт за собой и различие в поглощении *естественного света* в зависимости от его направления распространения в веществе.

За меру Д. обычно принимается отношение $D = (K_{\max} - K_{\min}) / (K_{\max} + K_{\min})$, где K_{\max} и K_{\min} — наиб. и наим. коэф. поглощения; для линейного Д. удобно принять $D = (K_{\parallel} - K_{\perp}) / (K_{\parallel} + K_{\perp})$, где поляризации (\parallel и \perp), для к-рых измеряются коэф. поглощения, определяются относительно выделенных направлений — оптич. или кристаллографич. осей, осей молекулы, направлений ориентирующего поля и т. п. Мера кругового Д. определяется как $D = (K_{-} - K_{+}) / (K_{-} + K_{+})$, где K_{+} и K_{-} — коэф. поглощения света соответственно с правой и левой круговой поляризацией. Д. могут обладать как вещества в конденсированных фазах, так и ота. свободные молекулы.

Поглощение света молекулой может быть обусловлено переходами между разл. электронными уровнями σ , π и др. (см. *Молекулярные спектры*). Каждый переход моделируется поглощающим осциллятором, ориентированным разл. образом или расположенным в разных местах большой молекулы, в частности, имеющей цепь сопряжения (направление, в к-ром чередуются единичные и кратные связи в молекуле). Соответствующие полосы поглощения обладают разл. Д. Полосы поглощения $\sigma \rightarrow \sigma^*$ -переходов обычно Д. не имеют из-за симметрии их волновых ф-ий; $\pi \rightarrow \pi^*$ -переходы моделируются линейным электр. дипольным осциллятором, причём более сильное поглощение происходит для света, поляризованного в направлении цепи сопряжения. Для этого направления (или для длинной оси молекулы) принято обозначение K_{\parallel} . Переходы $\pi \rightarrow \pi^*$ (π — орбитали, не участвующие в хим. связи) чаще дают более сильное поглощение перпендикулярно этой цепи (K_{\perp}). Соответственно для $\pi \rightarrow \pi^*$ и $\pi \rightarrow \pi^*$ -переходов наблюдается линейный Д., в первом случае положительный, во втором — отрицательный. Примером может служить краситель конго красный (рис. 1). Здесь для двух длинноволновых полос (~500 и 540 нм, рис. а, б) поглощающий осциллятор расположен вдоль

цепи сопряжения OO молекулы; две полосы в области 330—390 нм относятся к нафталиновым группам, осн к-рых расположены по CC [1].

Д. может наблюдаться не только на электронных, но и на колебательных переходах молекулы, однако значительно меньший. Если данный переход сопровождается одномерным изменением электр. p и магн. m дипольных моментов, возникает круговой Д. Такая молекула наз. оптически активной (см. *Оптическая активность*). Круговым Д. обладают лишь нецентросимметричные молекулы [2]. Д. вещества, состоящего из анизотропных молекул, зависит от их относительного расположения. В газах или разреженных парах, где все ориентации равновероятны (идеальный беспорядок), а межмолекулярные взаимодействия слабы, Д.

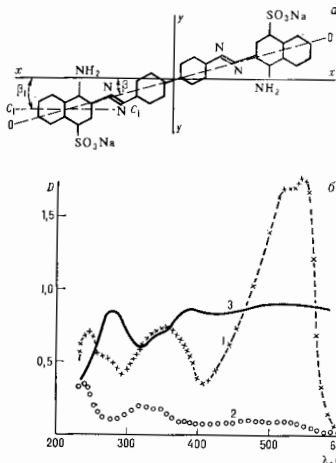


Рис. 1. а — Структура молекулы красителя конго красного; x, y — соответственно длинная и короткая оси молекулы, OO — ориентация осциллятора длинной цепи сопряжения, CC — ориентация осциллятора нафталиновой группы; б — спектр поглощения молекулы конго красного: 1 — $\pi \rightarrow \pi^*$, 2 — $\pi \rightarrow \pi^*$, 3 — линейный дихроизм.

линейный Д. отсутствует, наблюдается круговой Д., описываемый скалярным произведением (pm). При упорядоченной ориентации анизотропных молекул появляется и линейный Д., круговой Д. описывается векторным произведением (pm). В конденсированных средах анизотропное поглощение может возникать по двум причинам: во-первых, оно может быть следствием определённой упорядоченной ориентации анизотропных молекул; во-вторых, в кристалле появляются ювие, т. н. кристаллич., структурные связи, обусловленные коллективными эффектами, напр. экситонные переходы в молекулярных кристаллах (см. *Молекулярные экситоны*), *межзонные переходы* в полупроводниках и т. д. [2, 3]. Примерами сильно плеохроичных кристаллов с упорядоченно ориентированными центрами являются кристаллы турмалина (одноосные) и укусункойской меди (двуосные). По второй причине сильный линейный Д. наблюдается в кристалле графита, линейный и круговой — в кристаллах селена и теллура.

Характер и величина Д. в кристаллах зависит от симметрии кристалла и направления распространения света. В кристаллах есть выделенные направления (оптич. оси), по к-рым свет определ. поляризации рас-

прозрачается без двойного лучепреломления. Это может быть т. н. изотропные оси, пропускающие без двойного преломления свет любого направления поляризации, и т. н. круговые, пропускающие без двойного преломления свет определ. знака круговой поляризации; в этих направлениях является соответственно линейный и круговой Д. В др. направлениях имеет место эллиптич. двойное преломление (появление двух волн с правой и левой вращением, поляризации) и эллиптич. Д. (т. е. разное поглощение в этих волн). Кол-во, свойства и ориентация осей в поглощающем кристалле определяются его симметрией. Кубич. кристаллы оптически изотропны, одноосные кристаллы имеют одну изотропную ось, кристаллы иных сингоний имеют и изотропные, и круговые оси [4]. В кристаллах, не имеющих центра симметрии, Д. может быть обусловлен также наличием в них пространственной дисперсии первого порядка — *ахиротропия* [2, 3], возникающей вследствие особенностей его структуры и внутрикристаллич. поля. В подобных кристаллах в области резонансов наблюдается круговой Д.: в изотропных средах (напр., германит кривоуг. в) по всем направлениям; в др. направлениях — эллиптич. Д.; в двухосных (судайфит натрия, витрит натрия) по всем направлениям имеет место эллиптич. Д.

В центросимметричных кристаллах может возникать линейный Д. вследствие наличия в них пространственной дисперсии второго порядка, напр. кубич. кристаллы могут вследствие этого стать анизотропными и линейно дихроичными [3] (см. *Дисперсия пространственная*). Сильными Д. обладают также многие полимеры, в частности биологические. Д. отд. полимерной сильно зависит от их конформации, а Д. полимерной среды — также и от степени и характера упорядоченности этой среды.

Линейный Д. в конденсированных средах может быть создан искусственно мн. способами. Напр., в пленках полимеров при их растяжении полимерные цепочки

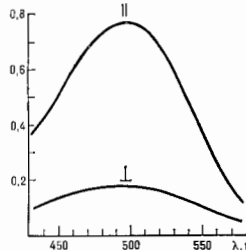
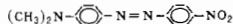


Рис. 2. Линейный дихроизм молекулы (формула сверху), введенной в ориентированный нематический кристалл. По оси ординат — поглощение света, поляризованного I и II направлениями ориентации.

ориентируются обычно вдоль направления растяжения; если при этом полимерные молекулы обладают анизотропией поглощения, возникает Д. пленки. Д. появляется также при введении анизотропных (дихроичных) молекул в прозрачную полимерную пленку с ориентированными цепями [5, 6], в прозрачный обычный кристалл или структурноупорядоченный нематический жидкий кристалл (рис. 2). В жидких кристаллах [7] и коллоидах Д. часто может возникать в результате ориентации молекул в НЧ и постоянных электрич. и магн. полях (см. *Электрооптика, Магнитооптика*). Сильные з.д. магн. поля оптич. диапазона (лазерные) также оказывают ориентирующее действие на невозбужденные молекулы. Возможно также нек-рое изменение конформации молекулы, приводящее к изменению ориентации молекулярного осциллятора относительно осей молекулы и соответственно к изменению Д. При возбуждении линейно поляризованным светом ориентация возбужденных молекул анизотропна и возникает Д. на возбужденных состояниях. В лазерах это исполь-

зуется для создания реал. усиления света разной поляризации. Линейный и круговой Д. появляется при деформации молекулы или ее электронной оболочки внутрен. смесью. Так, линейный Д. возникает на полосках поглощения ионов, введенных в гематический жидкий кристалл. Круговой Д. индуцируется полем хирального растворителя, хиральной кристаллич. матрицы.

Деформация электронной оболочки молекулы при охлаждении или нагреве приводит к Д., зависящему от температуры (рис. 3).

Круговой Д. при возбуждении в электронную оболочку атома или молекулы постоянным или НЧ внеш. магн. поля наз. *магнитным круговым дихроизмом*.

Явления Д. используются в прикладной кристаллооптике и в минералогии (для определения минералов и горных пород), в химии и биохимии для определения структуры молекул. Линейный Д. применяется для получения *поляридов*. Элементы с управляемым Д. используются как модуляторы световых потоков, устройства индикации, отображения и хранения информации, элементы памяти и т. п.

Лит.: 1) Гале сенов В. А., Саржевский А. М., Анизотропия поглощения и люминесценции многоатомных молекул, Минск, 1986; 2) Кизель В. А., Вурков В. И., Гиротрония кристаллов, М., 1980; 3) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория акситонов, 2 изд., М., 1979; 4) Федоров Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; 5) Theilstrup E. W., Aspects of the linear and magnetic circular dichroism of planar organic polycyclic, В., 1980; 6) Илюков К. Р., Платонов А. И. В., Дихроизм полос поглощения плоских молекул, ориентированных в пленках провараемых полимеров, «Ж. прикл. спектроскопии», 1978, т. 29, с. 747; 7) Виноград П. М., Электрич. и магнитооптика жидких кристаллов, М., 1978. В. А. Кизель.

ДИЭЛЕКТРИКИ — вещества, относительно плохо проводящие электрич. ток (по сравнению с проводниками). Термин «Д.» (от греч. διά — через и англ. electric — электрический) введен М. Фарадеем (М. Faraday) для обозначения сред, через к-рые проникает эл.-статич. поле (в отличие от металлов, экраняющих эл.-статич. поле). Создаваемое внеш. источниками и поддерживаемое в веществе пост. электрич. поле вызывает направленное перемещение зарядов, т. е. электрич. ток, а также приводит к перераспределению электрич. зарядов и появлению (или изменению) электрич. дипольного момента в любом объеме вещества, т. е. к его поляризации. В зависимости от того, поляризация или электропроводность определяет электрич. свойства среды, принято деление веществ на Д. (изоляторы) и проводники (*металлы, электролиты, плазма*). Электропроводность Д. по сравнению с металлами очень мала. Их уд. сопротивление $\sim 10^8\text{--}10^{17}$ Ом·см (у металлов $\sim 10^{-8}\text{--}10^{-4}$ Ом·см). Существует и промежуточный класс — *полупроводники*.

Различия в электропроводности Д. и металлов классич. физика объясняет тем, что в металлах есть свободные электроны (см. *Другие теории металлов*), а в Д. все электроны связаны, т. е. принадлежат отд. атомам, и электрич. поле не отрывает, а лишь слегка смещает их,

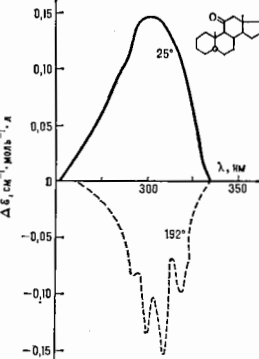


Рис. 3. Изменение кругового дихроизма $\Delta \epsilon = K - K_0$ вследствие изменения конформации молекулы при понижении температуры.

т. е. поляризуется Д. Фактически следует говорить не об отделе электрона, связанном с ядром, а об электронном облаке, окружающем все ядро вещества. Согласно *зонной теории* твёрдого тела, в кристаллах Д. при $T = 0\text{K}$ все ниж. разрешённые энергетич. зоны полностью заполнены электронами, а все вышележащие пусты (в металлах верхняя из разрешённых зон, содержащих электроны, заполнена лишь частично). Полупроводники отличаются от Д. лишь шириной запрещённой зоны $\epsilon_{\text{з}}$. К ним принято обычно относить вещества с $\epsilon_{\text{з}} \sim 0,2^{\circ} - 3$ эВ, а к Д. с $\epsilon_{\text{з}} > 2 - 3$ эВ.

В нек-рых случаях приближение зонной теории оказывается недостаточным для решения вопроса о том, является вещество Д. или проводником. Взаимодействие электронов при определ. условиях приводит к тому, что вещество с незаполненной достаточно узкой разрешённой зоной является Д. (см. *Переход металл — диэлектрик*).

Электрические характеристики диэлектриков. Класс Д. охватывает большое кол-во веществ в твёрдом, жидком и газообразном состояниях. Твёрдыми Д. являются мн. кристаллы и аморфные вещества (стёкла, смолы). Все газы состоят в основном из нейтральных атомов и молекул и поэтому в обычных условиях не проводят электрич. тока, т. е. являются Д. С повышением темп-ры Т атомы и молекулы ионизируются и газ превращается в плазму.

В рамках макроскопич. теории, рассматривающей Д. как сплошную среду (континуальное приближение), для описания электрич. состояния Д. используются понятия дипольн. заряда, заряда $\rho(r)$ (r — пространств. координата точки), усреднённого по малому объёму, содержащему достаточно большое число атомов. Под действием внеш. электрич. поля в Д. возникает плотность заряда $\rho(r)$ и в результате — дополнительное к внешнему электрич. полю. Для описания электрич. состояния Д. наряду с ρ удобно вводить вектор поляризации (электрич. дипольный момент единицы объёма Д.) \mathcal{P} , связанный с ρ соотношением:

$$\rho = -\text{div } \mathcal{P}.$$

Распределение плотности заряда $\rho(r)$ и электрич. поля E в Д. можно найти, решая систему *Максвелла уравнений* для статич. полей:

$$\text{div } E = 4\pi\rho; \quad \text{rot } E = 0,$$

дополненную зависимостью $\mathcal{P}(E)$ (ур-ние состояния Д.). Зависимость $\mathcal{P}(E)$ характеризует электрич. свойства Д. Она различна для разных веществ и даже для разных образцов одного вещества, т. к. зависит от однородности, степени чистоты материала, содержания дефектов в нём и т. в.

Для большинства Д. в широком интервале полей E справедлива линейная зависимость \mathcal{P} от E , выражаемая для изотропных веществ и кубич. кристаллов соотношением:

$$\mathcal{P} = \chi E. \quad (1)$$

В системе единиц СИ $\mathcal{P} = \epsilon_0 \chi E$, где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Коэф. пропорциональности $\chi = \mathcal{P}/E$ в соотношении (3) наз. диэлектрич. восприимчивостью Д. Вместо вектора \mathcal{P} часто пользуются вектором D , наз. электрической индукцией:

$$D = \epsilon E = E + 4\pi \mathcal{P} \quad (\text{в СИ } D = \epsilon_0 E + \mathcal{P} = \epsilon \epsilon_0 E). \quad (2)$$

Величина ϵ наз. диэлектрической проницаемостью. Очевидно, что:

$$\epsilon = 1 + 4\pi \chi \quad (\text{в СИ } \epsilon = 1 + \chi).$$

В вакууме $\chi = 0$ и $\epsilon = 1$ (в системе СГСЗ); для любого Д. $\epsilon > 1$. Величины χ и ϵ являются осн. характеристиками электрич. свойств Д. Сила взаимодействия двух точечных электрич. зарядов, помещённых в безграничный Д., в ϵ раз слабее, чем для тех же зарядов в вакууме. Введение D не даёт дополнит. информации о поведении Д. в электрич. поле и целесообразно лишь для удобства записи ур-ний Максвелла.

Для *анизотропных сред* вместо (2) справедливо более общее соотношение: $D_i = \epsilon_{ik} E_k$, где ϵ_{ik} — тензор диэлектрич. проницаемости. Это симметричный тензор второго ранга ($\epsilon_{ik} = \epsilon_{ki}$), определяемый шестью величинами. В анизотропном Д. \mathcal{P} и E не параллельны друг другу, т. к. \mathcal{P} зависит от ориентации вектора E относительно осей симметрии кристалла.

В ограниченном Д., помещённом в однородное внеш. электрич. поле, поляризация и поле однородны лишь в том случае, когда образец имеет форму эллипсоида. В этом случае удаётся найти аналитически поле, обусловленное зарядами, возникающими при поляризации Д. Внутри эллипсоида это поле противоположно по направлению внеш. полю и наз. внутренним деполяризационным полем. Его величина определяется по ф-де $E_i = -N_{ik} \mathcal{P}_k$, где N_{ik} — тензор деполяризующих факторов. Для шара N_{ik} сводится к скаляру: $N_{ik} = (4\pi/3)\delta_{ik}$.

Осн. задача микрооскопич. теории Д. — расчёт ϵ , исходя из сведений о структуре вещества.

Поляризация газов. Простейший случай — разреженный инертный газ, где дипольный момент появляется у атомов в результате смещения электронов относительно ядра (деформация электронного облака) в электрич. поле. Такой механизм поляризации наз. электронным. В этом случае (если пренебречь взаимодействием между атомами) ϵ выражается ф-лой:

$$\epsilon = 1 + 4\pi N \alpha, \quad (3)$$

где N — число атомов в единице объёма Д., α — поляризуемость атома (коэф. пропорциональности между дипольным моментом атома и электрич. полем, действующим на него). Ф-ла (3) справедлива при условии $\epsilon - 1 \ll 1$.

При увеличении давления в газе необходимо учитывать взаимодействие между атомами. Дальнейшее действие диноль-дипольные взаимодействия приводят к отличию локального электрич. поля, действующего на атом $E_{\text{лок}}$, от приложенного поля E :

$$E_{\text{лок}} = E + \frac{4\pi}{3} \mathcal{P} = E + E_{\text{Д}} \quad (4)$$

Здесь $E_{\text{Д}}$ — т. н. поле Лоренца. В этом случае ϵ описывается *Клаузиуса — Моссотти формулой*:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha. \quad (5)$$

Ф-ла (3) справедлива и для разреженных молекулярных газов, если α — поляризуемость молекулы. Последняя определяется распределением плотности электронов и ядер в молекуле, обусловленной характером химической связи. В молекулах с ионной связью (электроны распределены так, что можно выделить отдельные ионы) поляризуемость является результатом смещения ионов противоположного знака относительно друг друга (и она я поляризация) и деформации электронных оболочек ионов (электронная поляризация). Поляризуемость α молекулы в этом случае является суммой электронной и ионной поляризуемостей. В молекулах с ковалентной связью поляризация обусловлена в основном электронами, осуществляющими хим. связь. В газах из полярных молекул (обладающих электрич. динольными моментами, к-рые ориентированы в отсутствие электрич. поля хаотически) под действием поля молекулы ориентируются вдоль него. В этом случае преобладает ориентационная поляризация. Ориентационная поляризуемость молекул сильно зависит от темп-ры, т. к. тепловое движение молекул оказывает разориентирующее воздействие на систему увороченных диполей. Поэтому вклад ориентационной поляризации убывает при повышении Т. Для ср. значения коллинеарной полю E компоненты дипольного момента p_0 молекулы, воспользовавшись распределением Больцмана для частиц в однородном силовом поле, находят:

$$\langle p_{0D} \rangle = \left(\text{ctn } \frac{p_0 E}{kT} - \frac{kT}{p_0 E} \right) p_0 = L \left(\frac{p_0 E}{kT} \right) p_0,$$

где $L(x)$ наз. *Ланжевена функцией*. При $x \ll 1$ $L(x) \approx x/3$, **695**

для разреженных газов $\epsilon \approx 1 + 4\pi N p^2 / 3kT$ (Ланжевина — Дебая формула).

Сходный механизм поляризации связан с перескоком под действием электрич. поля отд. ионов из одних положений равновесия в другие. Такой механизм особенно часто наблюдается в молекулах с водородной связью, где ионы водорода имеют обычно неск. положений равновесия.

Поляризация конденсированных сред определяется теми же механизмами, к-рые указаны выше для молекул. Расчёт ϵ (как и др. констант) конденсированных сред весьма сложен. Однако иногда оказываются эффективными простые приближённые ф-лы. Так, соотношение (3) хорошо выполняется для конденсированных веществ, если в них молекулы сохраняют вклады индивидуальность, напр. для молекулярных кристаллов. Для ионных кристаллов удаётся разделить вклады ионной и электронной поляризации. Последние определяют ϵ_∞ — диэлектрич. проницаемость при частотах ω , больших собств. частот колебаний ионов (оптич. колебаний кристаллической решётки), но меньших характерных электронных частот. В диэлектрич. проницаемости при $\omega=0$ (ϵ_0) даёт вклады как ионная, так и электронная поляризации. В пренебрежении ангармонизмом ϵ_0 определяется теми же коэф. жёсткости для относительного сдвига подрешёток одинаковых ионов, что и предельные частоты поперечных оптич. колебаний. От величины ϵ_∞ зависит электрич. поле, возникающее при иродольных оптич. колебаниях и определяющее отличие частот продольных (ω_L) и поперечных (ω_T) колебаний. Для двухатомных кристаллов (напр., NaCl) сказанное отражает ф-ла:

$$\frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} = \frac{\omega_T^2}{\omega_L^2}$$

являющаяся простейшей формой более общей ф-лы Лиддана — Сакса — Теллера.

Значение ϵ конденсированной среды существенно зависит от структуры вещества и от внеш. условий, обычно меняясь в пределах от неск. единиц до неск. десятков (у сегнетоэлектриков до 10^4 ; см. табл. в ст. Диэлектрическая проницаемость). Такой разброс значений ϵ объясняется отчасти тем, что в разных веществах осн. вклад в ϵ даёт разл. механизмы поляризации. Напр., в Д. с ионными молекулами, где наблюдается ориентационная поляризация, ϵ сравнительно велика (для воды $\epsilon=81$).

Диэлектрики в переменном поле. Если E изменяется во времени, то поляризация Д. не успевает следовать за вызывающим её перем. электрич. полем, т. к. смешения зарядов не могут происходить мгновенно. Вследствие этого векторы \mathcal{P} и D и данный момент времени t зависят от значений ф-ции $E(t)$ во все предшествующие моменты времени:

$$D(t) = E(t) + \int_{-\infty}^t dt' f(t-t') E(t')$$

где вид ф-ции f зависит от свойств среды.

Поскольку любое перем. поле можно представить в виде совокупности волн, меняющихся по гармонич. закону, то достаточно рассмотреть поведение Д. в поле $E = E_0 \exp(i\omega t)$. Под действием такого поля величины D и \mathcal{P} будут колебаться также гармонически с той же частотой ω . Однако между колебаниями D и E будет существовать разность фаз, что вызвано отставанием поляризации \mathcal{P} от E . Зависимость $D(E)$ выражается ф-лой:

$$D = \epsilon(\omega) E.$$

Диэлектрич. проницаемость $\epsilon(\omega)$ является комплексной величиной $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$, т. е. характеризуется двумя величинами ϵ' и ϵ'' , зависящими от ω . Абс. величина $|\epsilon(\omega)| = \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}$ определяет амплитуду колебания D , а отношение $\epsilon''/\epsilon' = \tan \delta$ определяет разность фаз

δ между колебаниями D и E . Величина δ наз. углом диэлектрической потерь в связи с тем, что наличие разности фаз приводит к поглощению энергии электрич. поля в Д. Действительно, работа, совершаемая полем E в единице объёма Д., выражается интегралом $\int E d\mathcal{P}$. Взятый за 1 период колебания этот интеграл обращается в 0, если \mathcal{P} и E колеблются синфазно ($\delta=0$) или в противофазе ($\delta=\pi$). В остальных случаях интеграл $\neq 0$. Доля энергии, теряемой за 1 период, равна ϵ'' .

В перем. электрич. полях высоких частот, напр. в поле световой волны, свойства Д. принято характеризовать преломления показателем n и показателем потерь k (вместо ϵ' и ϵ''). Показатель преломления n равен отношению скоростей распространения эл.-магн. волн в Д. и в вакууме; k характеризует затухание эл.-магн. волны в Д. Величины n, k, ϵ' и ϵ'' связаны соотношением:

$$n + ik = \sqrt{\epsilon' - i\epsilon''}.$$

Дисперсия диэлектрической проницаемости. Зависимость диэлектрич. проницаемости от частоты перем. поля $\epsilon(\omega)$ наз. частотной или временнóй дисперсией диэлектрич. проницаемости.

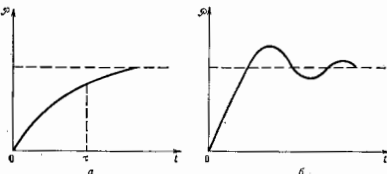


Рис. 1. Две характерные зависимости поляризации диэлектрика \mathcal{P} от времени t : а — релаксационная, б — резонансная. Постоянное электрическое поле E включается в момент времени $t=0$.

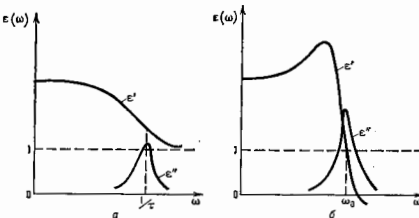


Рис. 2. а — Релаксационный характер дисперсии диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$, соответствующий зависимости $\mathcal{P}(t)$, изображённой на рис. 1, а; б — Резонансный характер дисперсии $\epsilon(\omega)$, соответствующий зависимости, изображённой на рис. 1, б.

Из общих соображений можно показать, что ф-ция $\epsilon'(\omega)$ является чётной: $\epsilon'(-\omega) = \epsilon'(\omega)$, а ф-ция $\epsilon''(\omega)$ — нечётной: $\epsilon''(-\omega) = -\epsilon''(\omega)$. Кроме того, ф-ция $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ связаны интегральными Крамерса — Кронига соотношениями. Характер зависимостей $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ отражает процесс установления поляризации во времени. Если изменение \mathcal{P} при включении поля имеет характер затухающих колебаний (рис. 1, б), то зависимости $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ наз. резонансными (рис. 2, б). При ориентационной поляризации $\mathcal{P}(t)$ — экспонента (рис. 1, а). В этом случае $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ наз. релаксационными (рис. 2, а).

Ф-ция $\epsilon(\omega)$ имеет простой вид лишь для простейших систем, напр. для разреженного инертного газа. Если

рассматривать атомы как совокупность классич. гармонич. осцилляторов, то ур-ние движения осциллятора в электрич. поле $E = E_0 \exp(i\omega t)$ имеет вид:

$$\ddot{x} + \omega_1 x + \omega_2^2 x = \frac{eE_0}{m} \exp(i\omega t). \quad (6)$$

Здесь e , m — величины порядка заряда электрона и его массы, ω_0 — собств. частота, ω_1 характеризует затухание. Из (6) следует закон дисперсии:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + i\omega\omega_1 - \omega^2}. \quad (7)$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m$, где N — число атомов-осцилляторов в единице объема Д. Квантовомеханич. рассмотрение даёт сходный результат с тем отличием, что частоты ω_0 , ω_1 , ω_p придают иное физ. содержание: ω_0 — одна из частот поглощения или излучения атома, ω_1 отвечает обратному времени жизни атома в соответствующем возбуждённом состоянии, ω_p — величина, связанная с вероятностью переходов атома из одного состояния в другое (лазменная частота).

Колебания ионов в твёрдом теле можно представить в виде совокупности нормальных колебаний, т. е. рассматривать кристаллич. решётку как набор независимых гармонич. осцилляторов. На однородное в пространстве, переменное по времени электрич. поле реагирует строго определ. число эти осцилляторов — те из них, к-рые отвечают предельным оптич. колебаниям, сопровождающимся изменением поляризации (их падающие колебания, активными в ИК-поглощении). Поэтому обобщение ф-лы (7) (2-й член записывается на сумму членов того же вида) часто используется для описания дисперсии ϵ в твёрдом теле. Фактически при этом учитываются частично и эффекты решётчного ангармонизма — наличием члена затухания, пропорц. ω . При более полном учёте этих эффектов вид $\epsilon(\omega)$ усложняется.

В области низких частот дисперсия ϵ может быть описана с помощью ф-лы (7) и для сильно ангармонич. систем. При этом нужно учесть, что $\omega_0 \ll \omega$, и ф-лу (7) можно представить в виде ф-лы Дебая:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\text{const}}{1 + i\omega\tau},$$

где τ — время релаксации. Такая зависимость применима в широком интервале ω , когда осн. механизмом поляризации является ориентационный.

На рис. 3 изображена зависимость $\epsilon(\omega)$, характерная для широкого класса твёрдых Д. Выделяется неск. областей дисперсии

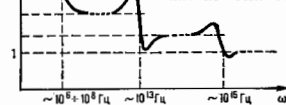


Рис. 3. Зависимость $\epsilon(\omega)$ твёрдого диэлектрика от частоты ω поля E .

в разных диапазонах ω , что указывает на несколько различных механизмов поляризации. В ионных кристаллах типичные периоды колебаний ионов $\sim 10^{-13}$ с. Поэтому область дисперсии $\epsilon(\omega)$, обусловленная ионной поляризацией, приходится на частоты $\omega \sim 10^{13}$ Гц (ИК-диапазон). При более высоких частотах ионы уже не успевают смещаться и весь вклад в поляризацию обусловлен электронами. Характерные периоды колебаний электронов 10^{-15} с. Эл.-магнитные волны на частотах $\omega \sim 10^{15}$ Гц (УФ-диапазон) сильно поглощаются, т. е. резко возрастает ϵ'' . При меньших ω (в частности, для видимого света) чистые однородные Д. (в отличие от металлов) прозрачны (наличие примесей и дефектов приводит к появлению электронных уровней в запрещённой зоне Д., а следовательно, к доп. поглощению эл.-магн. волн определ. частот, что вызывает окраску кристаллов, см. *Центры окраски*). В Д. с поляризации

молекулами характерные времена τ установления ориентационной поляризации определяются величиной потенциального барьера U , разделяющего состояния с разл. ориентациями электрич. диполей. Эти времена зависят от темп-ры:

$$\tau \sim \exp\left(-\frac{U}{kT}\right).$$

Они сравнительно велики, порядка 10^{-8} – 10^{-8} с. Ещё в более низкой области частот может наблюдаться релаксационная дисперсия, обусловленная дефектами и неоднородностями Д. Для нек-рых Д. могут быть существенными более специфич. механизмы дисперсии, напр. связанные с колебаниями под действием молекул доменных стенок в сегнетоэлектриках. Т. о., изучая зависимость $\epsilon(\omega)$, можно получить сведения о свойствах Д. и выделить вклад в поляризацию от разл. её механизмов.

Поляризация диэлектриков в отсутствие внешнего электрического поля наблюдается у ряда твёрдых Д. и объясняется особенностями их структуры. В *пьезоэлектриках* поляризация возникает при определ. деформации кристалла, причём имеет место линейная связь между \mathcal{P} и соответств. компонентами тензора напряжений (или деформаций) кристалла в соответствующих направлениях. *Пьезоэлектрич.* эффект обратим — при наложении электрич. поля E в *пьезоэлектриках* возникают деформации, пропорциональные E .

У нек-рых Д. поляризация (и связанные с ней электрич. эффекты) возникают при изменении темп-ры. Это является следствием температурной зависимости спонтанной (самопроизвольной) поляризации, к-рая при неизменной темп-ре экранируется носителями заряда, и образует спонтанно электрически нейтральным. Вещества, обладающие зависимостью от T спонтанной поляризации, наз. *пироэлектриками*.

Особой разновидностью пироэлектриков являются *сегнетоэлектрики*. При нагревании они обычно переходят в непероэлектрич. состояние. Спонтанная поляризация сегнетоэлектриков испытывает более существенные (чем у др. пироэлектриков) изменения под влиянием внеш. воздействий (изменении темп-ры, механич. напряжений, электрич. поля). Поэтому для сегнетоэлектриков характерны большие значения пироэлектрич. и пьезоэлектрич. коэффициентов и диэлектрич. проницаемости. Кристалл сегнетоэлектрика обычно разбит на домены с разл. направлениями температурно-зависимой части спонтанной поляризации.

Пиро- и пьезоэффекты возможны лишь у кристаллов определённых точечных групп симметрии кристалла.

Электропроводность диэлектриков σ мала, однако она всегда отлична от нуля (табл.).

Удельное сопротивление $1/\sigma$ и электрическая прочность $E_{пр}$ некоторых твёрдых диэлектриков.

	$1/\sigma$, Ом·см	$E_{пр}$, В/см
Кварцевое стекло	10^{16} – 10^{18}	2 – $3 \cdot 10^8$
Полиэтилен	10^{15} – 10^{16}	$4 \cdot 10^8$
Слюда	10^{14} – 10^{16}	1 – $2 \cdot 10^8$
Электрофарфор	10^{13} – 10^{14}	$3 \cdot 10^8$
Мрамор	10^8 – 10^9	2 – $3 \cdot 10^8$

Носителями заряда в Д. являются электроны и ионы. Электронная проводимость Д. в обычных условиях мала по сравнению с ионной. Ионная проводимость может быть обусловлена перемещением как собств. ионов, так и примесных. Возможность перемещения ионов по кристаллу связана с наличием в них дефектов. Если, напр., в кристаллах есть вакансии, то под действием поля соседний ион может перескочить и заполнить её; во вновь образовавшуюся вакансию может перескочить

след. пон. т. д. В итоге происходит движение вакансий, к-рое приводит к переносу заряда через весь кристалл. Перемещение янов может происходить и в результате перескоков по междоузлиям.

С ростом T ионная проводимость увеличивается, т. к. растёт подвижность ионов, связанная с преодолением потенциальных барьеров при их перескоках под действием тепловой активации. Заметный вклад в электропроводность D может вносить поверхностная проводимость.

Пробой диэлектриков. Электр. ток в D пропор-

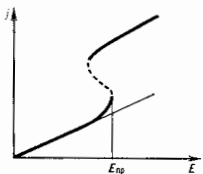


Рис. 4. Зависимость плотности тока j от напряжённости электрического поля E в диэлектрике; пунктир соответствует области неустойчивых состояний.

ционален напряжённости электр. поля E . Однако в достаточно сильных полях ток растёт быстрее, чем по закону Ома, и при нек-ром критич. поле $E_{кр}$ наступает электрич. пробой D . Величина $E_{кр}$ наз. **критич. п. р. о. ч.** т. е. $U_{кр}/d$ (табл.). При пробое однократное токовое состояние становится неустойчивым и почти весь ток начинает течь по узкому каналу. Плотность тока в этом канале достигает больших значений, что приводит к необратимым изменениям в D . На рис. 4 приведена зависимость плотности тока j от E , рассчитанная в предположении, что ток однородно по сечению образца. Из рис. видно, что с ростом j величина dE/dj , наз. дифференц. сопротивлением, может стать отрицательной (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Состояние с отрицательным дифференц. сопротивлением является неустойчивым и приводит к образованию канала тока при $E \gg E_{кр}$ (см. *Шинирование тока, Пробой электр. диэлектриков*).

Нелинейные свойства диэлектриков. Линеиная зависимость (1) справедлива только для электр. полей, значительно меньших внутриатомных полей $E_A \sim 10^{10}$ В/см. Т. к. обычно $E_{кр} \ll E_A$, то в большинстве D не удаётся наблюдать нелинейную зависимость $\mathcal{P}(E)$ в пост. электр. поле. Исключения составляют сегнетоэлектрики, где в определ. интервале T (в сегнетоэлектрич. фазе и вблизи от точек фазовых переходов) наблюдается сильная нелинейная зависимость.

При высоких частотах электр. прочность D повышается, поэтому нелинейные свойства любых D проявляются в высокочастотных полях больших амплитуд. В луче лазера могут быть созданы электр. поля напряжённостью $\sim 10^8$ В/см. В таких полях становятся существенными нелинейные свойства D , что позволяет наблюдать преобразование частоты света, самофлуоресценцию света и др. нелинейные эффекты (см. *Нелинейная оптика*).

Применение. D в физ. эксперименте и технике используются прежде всего как электроизоляц. материалы. Для этого необходимы D с большими уд. сопротивлением и $E_{кр}$ и с малым углом диэлектрич. потерь $\tan \delta$. D с высокой ϵ используются как конденсаторные материалы (ёмкость конденсатора, заполненного D , возрастает в ϵ раз). Пьезоэлектрики широко применяются для преобразования звуковых колебаний в электрические и наоборот (приёмники и излучатели звука, см. *Пьезоэлектрические преобразователи*). Пьезоэлектрики служат для индикации и измерения интенсивности ИК-излучения. Сегнетоэлектрики применяют для создания нелинейных элементов, входящих в состав радар. радиотехн. устройств (усилители, стабилизаторы частоты и преобразователи электр. сигналов, схемы регулирования и др.). Чистые D прозрачны в оптич. диапазоне. Вводя в D примеси, можно окрасить его, сделав непрозрачным для определ. области спектра (фильтры). Диэлектрики. кристаллы используются в *квантовой*

электронике (в лазерах и квантовых усилителях СВЧ и т. д.).

См. также Г. И., Физика диэлектриков. (Область слабых полей). М.—Л., 1949; е же ж, Физика диэлектриков. (Область сильных полей). М., 1958; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошного сред. 2 изд., М., 1982; Фридрих Г., Теория диэлектриков, пер. с англ., М., 1960; Хиндель А. Р., Диэлектрики и волны, пер. с англ., М., 1960; Браун В., Диэлектрики, пер. с англ., М., 1961; Желудев Н. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1968; Биттельбач Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979.

А. И. Левинзон

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ — величина, характеризующая способность вещества поляризоваться, т. е. изменять свою поляризацию \mathcal{P} под действием электр. поля E : $\mathcal{P} = \chi \epsilon_0 E$. Для анизотропной среды χ_{ij} — тензор. D в. связана с диэлектрич. проницаемостью ϵ соотношением: $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$. Поэтому D в. обладает теми же свойствами (зависимост от разл. параметров среды и внеш. условий), что и *диэлектрическая проницаемость* (см. *Диэлектрики*).

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ — устаревшее название *диэлектрической проницаемости*.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ — важная эл.-динамич. характеристика среды (газа, жидкости, твёрдого тела, нейтрального вещества), частицы к-рой обладают зарядом или магн. моментом; понятие D п. иногда распространяют и на нейтральные системы (атом, ядро, нуклоны). D п. описывает как внутр. свойства среды (спектр возбуждений, взаимодействие частиц), так и результат воздействия на неё внеш. зарядов или токов (неупругое рассеяние заряд. частиц, прохождение эл.-магн. волн). D п. содержится в материальных уравн-ях, к-рые дополняют систему *Максвелла уравнений*, делая её замкнутой.

Определение и общие свойства. В простейшем статич. случае D п. (наз. также статич. D п.) показывают, во сколько раз уменьшится кулоновское взаимодействие зарядов, не испытывающих обратного влияния среды, при переносе их из вакуума в данную среду (см. *Кулона закон*). Одновременно D п. ϵ связывает материальный ур-ние $D = \epsilon E$ электр. индукцию D с напряжённостью E электр. поля в среде (см. *Диэлектрики*). Величина статич. D п. меняется от значений близких к 1 (в системе СГСБ) для газов до 10^4 для нек-рых сегнетоэлектриков (табл.). Она зависит от структуры вещества и внеш. условий, напр. темп-ры T .

Статическая диэлектрическая проницаемость некоторых веществ (в единицах СГСБ).

	ϵ	$T, ^\circ\text{C}$		ϵ	$T, ^\circ\text{C}$
Воздух (760 мм рт.ст.)	1,00037	0	NaCl	5,26	20
Водяной пар	1,0120	119	Бензол	2,332	80
CO_2	1,00099	0	Воздух	1,00020	20
Ag	1,00055	0	Si	12,0	20
Слюда	6	20	Стекло	5—16	20
Спирт этиловый	26,8	15	Полиэтилен	2,3	20
Вода	81	20	Рутиль (вдоль оптич. осей)	170	20
SiO_2	3,75	20	Сегнетова соль	6000	20
Алмаз	3,7	20			

В общем случае переменного поля и анизотропной среды D п. представляет собой зависящий от координат (r) и времени (t) комплексный тензор $\epsilon_{\alpha\beta}$, входящий в материальное ур-ние:

$$D_{\alpha}(t, r) = \int dt' \int dr' \epsilon_{\alpha\beta}(t, r, t', r') E_{\beta}(t', r'). \quad (1)$$

Оно отвечает слабым полям E и D (о D п. в случае сильных полей см. в ст. *Нелинейная оптика*). Свойства D п. формулируются ниже применительно к случаям однородной и кристаллич. равновесных сред.

Одородная среда описывается D п. $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k)$, к-рая является компонентой тензора Фурье D п. $\epsilon_{\alpha\beta}$, входящего в ур-ние (1), по переменным ($t-t'$), $(r-r')$. Зави-

симось D . п. от частоты ω (частотная дисперсия) и от волнового вектора k (*дисперсия пространственная*) отражает тот факт, что внеш. воздействие на среду в момент t_0 в точке r_0 меняет её состояние неколлективным образом (также и в момент $t \neq t_0$ в точке $r \neq r_0$). Тензор D . п. удовлетворяет условиям:

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) = \varepsilon_{\alpha\beta}(-\omega, -k); \quad \varepsilon_{\beta\alpha}(\omega, k) = \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, -k).$$

Его можно выразить через тензор среды $\varepsilon_{\alpha\beta}$, связывающий компоненты векторов плотности тока J и поля K :

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta}(\omega, k); \quad (1, a)$$

$\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера.

В изотропной среде (если отвлечься от эффектов гиро-тропии) тензор D . п. сводится к двум скалярным величинам — продольной D . н. ε_l и поперечной ε_t , зависящим от ω и $|k|$:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{k^2} [\varepsilon_l k_\alpha k_\beta + \varepsilon_t (\delta_{\alpha\beta} k^2 - k_\alpha k_\beta)]. \quad (2)$$

Неопределённость в величинах D и напряжённости магн. поля H оставляет нек-рый произвол в выборе ε_t . Часто принимают $\varepsilon_t = \varepsilon_l$. Такая D . п. несёт информацию только об электрич. свойствах среды, а её магн. свойства описываются *магнитной проницаемостью* μ , входящей в материальное уравн. $H = \nabla \times A$, где $B = \text{магнитная индукция}$. Др. выбор, используемый ниже, отвечает равенству $H = B$. При этом $\mu = 1$, а электрич. и магн. свойства среды описываются соответственно величинами ε_l и ε_t . При $k \rightarrow 0$ справедливо равенство $\varepsilon_l = \varepsilon_t = \varepsilon(\omega)$, причём величина $\varepsilon(\omega)$ совпадает со статич. диэлектрич. проницаемостью ε . Величина $\varepsilon(\omega) - 1$ в случае разреженного газа нейтральных частиц (атомов или молекул с поляризуемостью $\alpha(\omega)$ и концентрацией n) равна $4\pi n \alpha(\omega)$, приобретая при учёте эффекта локального поля дополнительный фактор $[1 - \frac{1}{3} n \alpha(\omega)]^{-1}$ (см. *Лоренц — Лоренца формула*).

С помощью ур-ний Максвелла выражено (1, a) можно придать вид соотношения между внешними, сторонними (индекс *ев* сверху) и полными (без индекса) плотностями заряда ρ и поперечными компонентами плотности тока J :

$$\rho(\omega, k) = \frac{1}{\varepsilon_l(\omega, k)} \rho^e(\omega, k); \quad (3)$$

$$j(\omega, k) = \frac{\omega^2 - k^2 \varepsilon_t}{\omega^2 \varepsilon_l(\omega, k) - k^2 \varepsilon_t} j^e(\omega, k).$$

Такое определение D . п. имеет прямой микроскопич. смысл и не требует усреднения или сглаживания физ. величин по пространству или времени. Равенство нулю знаменателей в (3) определяет спектр продольных и поперечных собств. колебаний среды (нормальных волн), k -рые существуют и при отсутствии внеш. источников.

Наиб. общие свойства D . п. следуют из теории линейных ф-ций отклика (*обобщённых восприимчивостей*), k -рая основывается на гамилтониане $\mathcal{H} = \int d^3r \hat{C} I$, описывающем малое внеш. воздействие I на среду (\hat{C} — динамич. характеристика среды, сопряжённая I). Обобщённая восприимчивость R устанавливает связь между ср. значением $C = \langle \hat{C} \rangle$ и I :

$$C(t, r) = \int d^3r' R(t-t', r-r') I(t', r'); \quad (4)$$

$$C(\omega, k) = R(\omega, k) I(\omega, k).$$

Как видно из (3), в электродинамике обобщённые восприимчивости служат не $\varepsilon_l, \varepsilon_t$, а компоненты ф-ции Грина фотона в среде: $[k^2 \varepsilon_l(\omega, k)]^{-1}$; $[\omega^2 \varepsilon_t - k^2 \varepsilon_l(\omega, k) - k^2]^{-1}$ (роль I играют плотности внешних зарядов и тока, роль C — компоненты потенциалов).

Для продольной восприимчивости справедливы след. общие соотношения: её мнимая часть, описывающая поглощение в среде и отличная от 0 при $\omega \neq 0$, даётся *флуктуационно-диссипативной теоремой*:

$$\text{Im} [\varepsilon_l(\omega, k)]^{-1} = - \frac{4\pi}{k^2 k^4} \text{th} \left(\frac{\hbar \omega}{2kT} \right) K(\omega, k) \leq 0 \quad (\omega \geq 0),$$

где K — компонента Фурье корреляционной ф-ции $\frac{1}{2} \langle \hat{\rho}(t, r) \hat{\rho}(0) + \hat{\rho}(0) \hat{\rho}(t, r) \rangle$, T — темп-ра среды. Сама продольная восприимчивость даётся *Кубо формулой*:

$$[\varepsilon_l(\omega, k)]^{-1} = 1 - \frac{4\pi i}{k^2 k^4 V} \int_0^\infty dt e^{i\omega t} \langle \hat{\rho}(k, t) \hat{\rho}(-k, 0) -$$

$-\hat{\rho}(-k, 0) \hat{\rho}(k, t) \rangle$; $\hat{\rho}$ — фурье-компонента оператора плотности заряда, V — объём среды, ведущей к аналитич. и верхней полуплоскости ω функции. Это приводит к *К рамерса — Кроника соотношению*:

$$[\varepsilon_l(\omega, k)]^{-1} = 1 + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\omega' - \omega - i\delta} \text{Im} [\varepsilon_l(\omega', k)]^{-1},$$

из к-рого следует неравенство:

$$1/\varepsilon_l(0, k) \leq 1$$

или

$$\varepsilon_l(0, k) \geq 1; \quad \varepsilon_t(0, k) < 0. \quad (5)$$

Для статич. D . п. (5) совпадает с критерием стабильности среды относительно спонтанного появления волн зарядовой плотности. Существует ряд правил сумм для мнимой части D . н., в частности:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega' \text{Im} [\varepsilon_l(\omega', k)]^{-1} = \sum_i \frac{4\pi \rho_i}{m_i} = \omega_p,$$

где i — номер сорта частиц среды, e_i, ρ_i, m_i — их заряд, плотность заряда и масса, ω_p — плазменная частота.

Сама D . п. ε_l к числу обобщённых восприимчивостей не относится и для неё нет соотношений типа приведённых выше. Исключение составляет *дисперсионное соотношение* при $k \rightarrow 0$, точнее при $k \ll 1/L$ (где L — линейный размер среды), к-рое может быть получено без использования гамилтониана, непосредственно из *причинности причина* — равенства нулю величины $R(t-t', r-r')$ в (4) при $t < t'$. Это даёт:

$$\varepsilon_l(\omega, 1/L) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\omega' - \omega - i\delta} \text{Im} \varepsilon_l(\omega', 1/L)$$

и как следствие:

$$\varepsilon_l(0, 1/L) \geq 1. \quad (6)$$

Из (5), (6) следует, что значения D . п. в интервале от 0 до 1 («диаэлектричество») недопустимы. Вместе с тем при $k \gg 1/L$ возможны отриц. значения $\varepsilon_t(0, k)$, т. е. возможно взаимодействие между одноимёнными тяжёлыми зарядами, помещёнными в среду. Существует широкий класс таких сред (им свойственно сильное кулоновское взаимодействие между частицами): идеальная плазма, ионные расплавы, электролиты, жёсткие металлы.

Для поперечной обобщённой восприимчивости справедливы аналогичные, но более сложные соотношения. В частности, статич. магн. проницаемость $\mu(0, k)$ подчиняется неравенству:

$$\mu(0, k) \geq \left(1 + \frac{\omega_p^2}{c^2 k^2} \right)^{-1}.$$

В отличие от $\varepsilon_l(0, k)$ отрицат. значения $\mu(0, k)$ недопустимы, но зато эта величина может быть < 1 , что соответствует *диамагнетизму*.

Кристаллическая среда характеризуется тензором D . п. $\varepsilon_{\alpha\beta}(k+g, k+g', \omega)$, k -рый представляет собой матрицу в пространстве векторов обратной решётки g . В этом случае также можно ввести аналог продольной D . п.:

$$\varepsilon_l^{-1}(k+g, k+g', \omega) = (k+g)_\alpha (k+g')_\beta \times$$

$$\times \frac{\varepsilon_{\alpha\beta}^{-1}(k+g, k+g', \omega)}{|k+g'|}.$$

Обратная матрица ε_l^{-1} определяет потенциал взаимодей-

ствия между статич. зарядами в среде. Матричный характер D в. ведёт к тому, что даже «гладкое» внеш. воздействие $p^e(k+0, \omega)$ порождает быстро осциллирующие в пространстве компоненты $p(k+g, \omega)$ с произвольными значениями g . Среди них имеются и «гладкая» компонента $p(k+0, \omega)$. Соотношение между нею и $p^e(k+0, \omega)$ определяет т. н. макроскопич. D п. кристалла:

$$\varepsilon(k, \omega) = [\varepsilon_0^{-1}(k+0, k+0, \omega)]^{-1}.$$

Хотя эта величина и не описывает всех электродинамич. свойств кристалла, но она, как и соответствующий тензор D п. $\varepsilon_{\alpha\beta}(k, \omega)$, даёт усреднённое (по объёмам, размер k -рых велик по сравнению с параметром кристаллич. решётки, но мал по сравнению с величиной $1/k$) описание свойств кристалла. Именно величина $\varepsilon_{\alpha\beta}$ используется в кристаллофизике в качестве тензора D п.

Лит.: Там и И. Е. Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Лан да у Л. Д., Л и в фи н ц Е. М., Электродинамика сплошнх сред, 2 изд., М., 1982; А г р а н о в и ч В. М., Г и н з б у р г В. Л., Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теории экситонов, 2 изд., М., 1979; П а в л о в С. Д., Е в а н о в Ф. Ф., Теория квантовых жидкостей, пер. с англ., М., 1967; Д о л г о в О. В., М а к с и м о в Е. Г., Эффекты локального поля и нарушение соотношений Крамерса — Кронига для диэлектрической проницаемости, ФУНД., 1981, т. 135, с. 441.

О. В. Долгов, Д. А. Киржачин, Е. Г. Максимов.

Д. п. плазмы. Особенности диэлектрич. свойств плазмы определяются тем, что плазма является газом кулоновски взаимодействующих частиц, поэтому в ней имеется самосогласованное поле, роль к-рого в большинстве случаев заметно большая, чем роль столкновений. В плазме доминирующую роль играют коллективные движения, приводящие к таким специфическим эффектам, как бестолкновительное затухание волн — *Ландау затухание*, бестолкновительные процессы переноса. Сами же коллективные движения — колебания и волны — определяются диэлектрич. свойствами плазмы. Д. п. плазмы, как анизотропной среды, связана с тензором проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$ соотношением (система единиц СГС):

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta}(k, \omega). \quad (1)$$

Проводимость плазмы $\sigma_{\alpha\beta}$ определяется с помощью решения кинетич. ур-ния для заряд. частиц относительно их f -н ф-ции распределения f_i (где i — сорт частицы). Знание f_i как функции частоты ω , волнового вектора k и самосогласованного электрич. поля E позволяет найти ток j_α по формуле $j_\alpha = \sum_i e_i \int v_\alpha f_i dv$, где e_i — заряд, v_α — скорость частицы. В практически весьма важном случае относительно малых амплитуд перем. полей задача о нахождении $\sigma_{\alpha\beta}$ для однородной равновесной плазмы решается до конца. При этом кинетич. ур-ния линейрируются относительно малых амплитуд отклонений δf_i от стационарной ф-ции распределения f_{i0} . Используя (1) и линейные относительно токов ур-ния Максвелла, для самосогласованных полей получают систему линейных ур-ний, определяющих собственные колебания плазмы:

$$\Lambda_{\alpha\beta} E_\beta = \left[\frac{k^2 \varepsilon^2}{\omega^2} \left(\frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} - \delta_{\alpha\beta} \right) + \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) \right] E_\beta = 0. \quad (2)$$

Решение системы (2) существует в случае равенства нулю определителя системы

$$\det \{ \Lambda_{\alpha\beta}(\omega, k) \} = 0. \quad (3)$$

Решение ур-ния (3) позволяет найти собственные частоты плазмы и дисперсионную зависимость $\omega(k)$. Если же решается задача о распространении волн в плазме (задана частота волны), то (2) определяет волновой вектор k как функцию ω . Ур-ние (3) даёт комплексные значения собственных частот, т. е. $\omega^2 = \omega_0^2 + i\gamma^2$, где ω_0^2 — частота собственных колебаний, γ^2 — декремент их затухания.

Для почти периодич. волн $\omega_0^2 \gg \gamma^2$. Отсюда можно сделать ряд общих выводов относительно поглощающих

свойств плазмы, используя лишь общий вид $\varepsilon_{\alpha\beta}$. Действительно, энергия Q почти периодич. волны, поглощаемая в единицу времени средой, определяется средним по периоду значением от скалярного произведения плотности тока j на вектор эдс-поля волны E , т. е.

$$Q = \langle \text{Re } j \text{ Re } E \rangle - \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{4\pi} \varepsilon_{\alpha\beta}^* E_\alpha E_\beta^*, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta}^*$ — антиэрмитова часть тензора D п., определяющая поглощение волны средой или её затухание.

В связи с малостью затухания армитова часть D п. $\varepsilon_{\alpha\beta} \gg \varepsilon_{\alpha\beta}^*$, поэтому найти собственные колебания плазмы можно методом теории возмущений. В нулевом приближении в $\Lambda_{\alpha\beta}^{(0)}$ подставляется $\varepsilon_{\alpha\beta}$, а в след. приближении, учитывая ортогональность собственных векторов армитовой задачи $\Lambda_{\alpha\beta}^{(0)} \varepsilon_\beta^* = 0$, находится декремент затухания с помощью ф-лы

$$\gamma^2 = - \frac{\varepsilon_{\alpha\beta}^* \varepsilon_{\alpha\beta}^* \varepsilon_\beta^*}{\varepsilon_\alpha^* (\partial \Lambda_{\alpha\beta}^{(0)} / \partial \omega)} \varepsilon_\delta^*, \quad (5)$$

где ε_α^* , ε_β^* — соответствующие собственные векторы. Соотношения (1) — (5) справедливы и для слабонеровновесных ф-ций распределения.

В общем случае при распространении волн большой амплитуды задача о диэлектрич. свойствах плазмы резко усложняется и решается лишь в отд. частных случаях. См. также *Волны в плазме*.

Лит.: Г и н з б у р г В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; С и л и н В. П., Р у х а д а е А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмодобных сред, М., 1961; О р а в е н к и я П. Н., Периодические волны и бестолкновительной плазме, в сб.: Основы физики плазмы, М., 1983.

В. Н. Орловский.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ АБСОЛЮТНАЯ (абсолютная диэлектрическая проницаемость) — величина, равная произведению диэлектрич. проницаемости ε и электрической постоянной ε_0 :

$$\varepsilon_A = \varepsilon \varepsilon_0.$$

Т. к. диэлектрическая проницаемость — безразмерная величина, зависящая только от свойств вещества, то ε_A имеет ту же размерность, что и ε_0 , выражается в СИ в *Фарад на метр*.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ — измерения статич. и динамич. диэлектрич. проницаемости веществ $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ и связанных с нею величин, напр. тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ (см. *Диэлектрики*). Диапазон значений ε' и ε'' , доступных для определения: $10^2 - 10^6$ для ε' и $10^{-5} - 10^6$ для ε'' . Типичные точности измерений $\sim 1\%$ для ε' и $\sim 10\%$ для ε'' . Д. и. основаны на явлениях взаимодействия эл.-магн. поля с эдс-полем, дипольными моментами частиц вещества и являются одним из важнейших методов исследования атомного строения твёрдых тел, жидкостей и газов.

Методы Д. и. многообразны: они зависят от агрегатного состояния вещества, от абс. величин и симметричных свойств ε , от частоты ν и интенсивности эл.-магн. поля. Д. и. охватывают широкий диапазон частот от инфракрасных (10^{-5} Гц) до $\nu \sim 10^{15}$ Гц (рис. 1), где они смыкаются с оптич. измерениями. Начиная с $\nu \geq 10^{11}$ Гц (равные с комплексной ε оперируют комплексным показателем преломления $n = n' + ik$ (k — показатель поглощения)). Между ε' и n для немагн. материалов существует однозначная связь:

$$n = \sqrt{\varepsilon'}; \quad \varepsilon' = n^2 - k^2; \quad \varepsilon'' = 2nk.$$

В основе большинства методов Д. и. при $\nu \leq 10^8$ Гц лежит процесс зарядки и разрядки измерит. конденсатора, заполненного исследуемым веществом. Измеряя ёмкость C и проводимость $1/R$ конденсатора, рассчитывают ε' и ε'' :

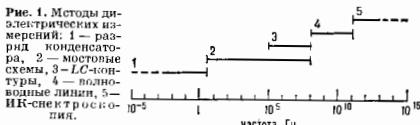
$$\varepsilon' = \frac{dC}{S}, \quad \varepsilon'' = \frac{d}{SvR}.$$

Здесь d — расстояние между обкладками конденсатора, S — площадь каждой из них. На инфракрасных частотах

C определяют, измеряя разрядный ток *I* конденсатора, выдержанного под напряжением *U*:

$$C = \frac{1}{U} \int_0^{\infty} I(t) dt,$$

а $1/R$ рассчитывают по скорости спада *I*. На частотах до $\omega \sim 10^7$ Гц *C* и $1/R$ измеряют с помощью мостовых



схем (рис. 2). Начиная с $\nu \sim 10^9$ Гц и вплоть до 10^6 Гц для определения *C* используют колебат. контуры, настраивая контур в резонанс с частотой поля.

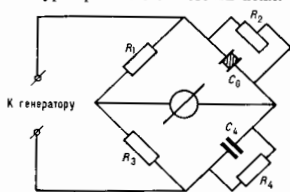


Рис. 2. Мост Шеринга; при условии баланса: $\epsilon' = \frac{R_2 C_x}{R_1 C_0}$; $\epsilon'' = \frac{1}{2\pi C_0 \nu} \left(\frac{R_2}{R_1 R_4} - \frac{1}{R_3} \right)$, где C_0 — ёмкость пустого конденсатора.

В диапазоне метровых и сантиметровых волн ($\omega \sim 10^8 - 10^{11}$ Гц) применяют волноводные методы. Исследуемый образец помещают в разрыв центрального проводника коаксиального кабеля или внутрь волновода и регистрируют зондом связанное с этим изменение структуры поля в линии. Обычно образец располагают на задней стенке закороченного отрезка линии (рис. 3); измеряя коэф. бегущей волны K_B и расстояние *x* от передней грани образца до нервного узла стоячей волны, определяют ϵ' и ϵ'' из соотношений:

$$\frac{th yd}{yd} = -i \frac{\lambda_B}{2\pi d} \frac{K_B - i \frac{2\pi}{\lambda_B} x}{1 - i K_B \frac{2\pi}{\lambda_B} x};$$

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_f)^2}}; \quad \gamma = \frac{2\pi}{\lambda_B} \sqrt{\epsilon' - i\epsilon'' - \left(\frac{\lambda}{\lambda_f}\right)^2}.$$

Здесь λ — длина волны в свободном пространстве, *d* — толщина образца, λ_B — длина волны в волноводе, λ_f — граничная длина волны волновода.

Начиная с $\nu \sim 10^{11}$ Гц *d*, и, проводя в свободном пространстве, измеряют коэф. пропускания *T* эл.-магн. волн плоскостепенной пластинки вещества (рис. 4) или коэф. отражения *R* от бесконечного слоя, а также соответствующие им фазовые сдвиги волны в образце ϕ и ψ . По Френеля формулам рассчитывают *n* и *k*:

$$T = \frac{\exp(-4\pi kd/\lambda) \{ [1 - R]^2 + 4R \sin^2(2\pi nd/\lambda + \psi) \}}{[1 - R \exp(-4\pi kd/\lambda)]^2 + 4R \exp(-4\pi kd/\lambda) \sin^2(2\pi nd/\lambda + \psi)};$$

$$\Phi = \frac{2\pi nd}{\lambda} - \arctg \frac{k(n^2 + k^2 - 1)}{(k^2 + n^2)(2 + n) - n} + \arctg \frac{R \exp(-4\pi kd/\lambda) \sin(2\pi nd/\lambda + \psi)}{1 - R \exp(-4\pi kd/\lambda) \cos(2\pi nd/\lambda + \psi)};$$

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}; \quad \Psi = \arctg \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1}.$$

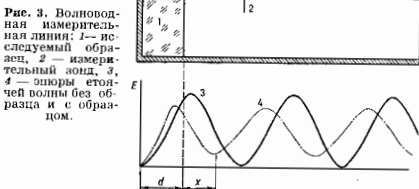


Рис. 3. Волноводная измерительная линия: 1 — исследуемый образец, 2 — измерительный зонд, 3 — зонды стоячей волны без образца и 4 — образцом.

В ИК-диапазоне ($\nu > 10^{11}$ Гц) измерения *T*, *R*, ϕ и ψ проводят с помощью монохроматорных и фурье-спектрометров, причём часто ограничиваются лишь измере-

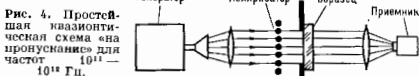


Рис. 4. Простышакая эквивалентная схема «на пропускание» для частот $\sim 10^{11}$ Гц.

нием зависимости *R*(ν), получая затем ψ (ν) из Крамерса — Кронига соотношения:

$$\psi(\nu) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu'.$$

В субмиллиметровом диапазоне ($\omega \sim 10^{11} - 10^{12}$ Гц) наиб. эффективны т. н. ЛОВ-спектрометры, в к-рых генераторами служат перестраиваемые по частоте мо-

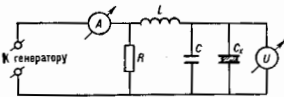


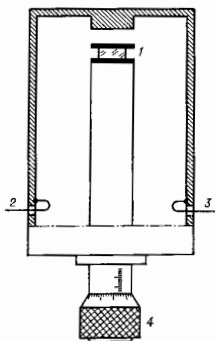
Рис. 5. Схема мостура; $C_x = C_0 - C_1$, $\text{tg} \delta = \frac{C_x}{C_0} \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} \right)$, где Q_0 , Q_1 — добротности пустого и нагруженного контура; C_0 , C_1 — ёмкости пустого и нагруженного конденсатора.

нокроматич. генераторы — лампы обратной волны (ЛОВ).

Наибольшую чувствительность к ϵ' и точностью определения ϵ' обладают резонансные методы, где измеряются изменения добротности *Q* и собств. частоты ν_0 резонатора при помещении в него исследуемого образца. Резонаторами служат LC-контуры ($\nu \sim 10^8 - 10^6$ Гц, рис. 5), объёмные резонаторы ($\nu \sim 10^8 - 10^{11}$ Гц, рис. 6) и начиная с $\nu \sim 10^{11}$ Гц — оптические резонаторы. При больших ϵ' и малых ϵ'' резонаторы могут служить сами образцы (метод диэлектрик. резонатора). Частотная зависимость коэф. пропускания *T*(ν) плоскостепенной диэлектрик. пластинки имеет максимумы в результате интерференции волн внутри образца. По расстоянию между максимумами, но их положению на шкале частот, по их величинам и полуширине рассчитывают ϵ' и ϵ'' .

Особую группу составляют мультичастотные методы, основанные на изучении отклика исследуемого образца на сигнал с широким спектром (импульсные или шумовые зондирующие поля). Зависимости ϵ' (ν) и ϵ'' (ν) рассчитываются через фурье-преобразование временной зависимости отклика. Гл. достоинство — оперативность получения картины поведения ϵ (ν) в широком

участке спектра. Напр., при использовании коаксиальной линии и импульсного сигнала с фронтом 50 нс одновременно получают информацию об ϵ' на частотах от 10^5 до 10^9 Гц. Пример мультячастотного метода — *Фурье спектроскопия ИК-диапазона*.



Для Д. и жидкостей применяются также методы, основанные на создании слоя перемен. толщины (в конденсаторе, волноводной линии, резонаторе), и т. п. метод эллипсоидов: ϵ' определяют по величине вращающего момента M , действующего со сторо-

Рис. 6. Коаксиальный резонатор с торевым срезом: 1 — исследуемый образец в обкладках конденсатора, 2 — резонансная частота пустого и заполненного конденсатора, 3 — коэффициент геометрической резонатора.

ны электрич. поля E на металлич. цилиндр или эллипсоид, подвешенный на тонкой нити в исследуемой жидкости: $\epsilon' \sim M/E^2$. В случае газов из-за малости ϵ' и ϵ'' используют волноводные ячейки большой длины или многопроходные резонаторы.

Д. и. анизотропных сред сложнее. В низкосимметричных кристаллах, напр., необходимо учитывать тензорный характер ϵ (г.л. осей диэлектрич. эллипсоидов ϵ' и ϵ'' могут не совпадать как между собой, так и с кристаллографич. осями, возможен поворот этих осей в зависимости от внеш. воздействий — темп-ры, давления, ν).

Д. и. в сильных полях имеют целью исследование зависимости ϵ от напряженности внеш. электрич. поля E . К образцу обычно либо прикладывают сильное смешивающее поле совместно со слабым зондирующим сигналом, либо используют метод генерации гармоник (см. *Нелинейная оптика*).

Информацию об ϵ можно получить, исследуя спектр флуктуаций поляризации вещества в измерит. конденсаторе. *Пайквиста формула* связывает параметры конденсатора с флуктуационным током. Возможно определение ϵ и с помощью *Черенкова — Вавилова излучения*. При этом ϵ рассчитывается по измеренным скорости движения заряд. частиц в исследуемом веществе и углу между направлениями их движения и распространения черенковского излучения.

Лит.: Б р а н т А. А.; Исследования диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., 1963; Дичковцова И. инфракрасная спектроскопия. Сб. ст. пер. с англ., М., 1966; Э м е Ф., Диэлектрические измерения, пер. с нем., М., 1967; И а д л Ш. Б., Диэлектрометрия, пер. с венг., М., 1976.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ — энергия перемен. электрич. поля, переходящая в теплоту в диэлектрике. Д. п. — одно из проявлений общего явления самопроизвольного перехода энергии упорядоченного движения в энергию хаотич. теплового движения. Т. к. любое перемен. поле E можно представить в виде совокупности гармонич. полей: $E = E_0 \cos \omega t$, то достаточно вычислить Д. п. для гармонич. поля. Электрич. индукция D меняется при этом по закону: $D = D_0 \cos(\omega t - \delta)$, где t — время, ω — частота поля, δ — разность фаз между векторами E и D . Индукцию D можно представить в виде:

$$D = D_1 \cos \omega t + D_2 \sin \omega t, \quad D_1 = D_0 \cos \delta = \epsilon' E_0, \quad (5)$$

$$D_2 = D_0 \sin \delta = \epsilon'' E_0, \quad \text{tg } \delta = \epsilon''/\epsilon'$$

Здесь ϵ' и ϵ'' — вещественная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$. Используя *Максвелла уравнения*, можно показать, что кол-во тепла, выделяющееся в единице объёма диэлектрика в единицу времени, т. е. мощность W потерь энергии электрич. поля, равно:

$$W = \frac{\omega}{8\pi k} \int_0^{2\pi/\omega} E \frac{\partial D}{\partial t} dt.$$

Подставляя E и D из (5), получим:

$$W = \frac{\omega E_0^2}{8\pi k} \int_0^{2\pi/\omega} \cos \omega t \left(\epsilon' \frac{\partial \cos \omega t}{\partial t} + \epsilon'' \frac{\partial \sin \omega t}{\partial t} \right) dt =$$

$$= \frac{\epsilon' E_0^2 \omega}{8\pi} = \frac{\epsilon' E_0^2 \omega}{8\pi} \text{tg } \delta = \frac{\epsilon'' E_0^2 \omega}{4\pi} \text{tg } \delta$$

(E_0^2 — среднее за период значение E^2). В связи с этим δ наз. углом Д. п.

Частотная зависимость Д. п. определяется частотной дисперсией диэлектрич. проницаемости. При резонансном характере дисперсии максимум Д. п. приходится на частоту, близкую к резонансной частоте ω_0 , при релаксаци. характере дисперсии он соответствует $\omega = 1/\tau$, где τ — время релаксации.

При уменьшении ω величина Д. п. в идеальном диэлектрике стремится к 0 (пропорц. ω^2). Однако реальные диэлектрики всегда обладают проводимостью σ , с к-рой связаны потери энергии даже в случае эл.-статич. поля ($W = \sigma E^2$, см. *Джоуля — Ленца закон*). Потери, обусловленные проводимостью, часто включают в Д. п., принимая для малых частот $\epsilon'' \approx 4\pi\sigma/\omega$. В *геометрич. показат. Д. п.* могут быть велики на малых частотах и в отсутствие проводимости благодаря *гистерезису светлодиэлектрическому*.

Величина Д. п. кристаллич. диэлектриков существенно зависит от их термич. обработки, совершенства, примесного состава и т. п. Напр., в чистой каменной соли величина Д. п. ничтожна ($\text{tg } \delta < 0,0002$ при $\omega \sim 1$ МГц), а небольшие примеси существенно её увеличивают до $\text{tg } \delta \sim 0,1$.

Лит. см. при ст. *Диэлектрики*, *Диэлектрическая проницаемость*, *А. П. Левинко*, *Д. Г. Савичков*.
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР — а р я з и е т. Действие Д. д. основано на способности тяжёлых ионов создавать при торможении в твёрдых диэлектриках и полупроводниках стабильные во времени зоны дефектов в узком канале вдоль трека диам. от $1-5 \cdot 10^{-3}$ мкм до неск. $1-5 \cdot 10^{-2}$ мкм. Зоны дефектов (треки) могут наблюдаться с помощью электронного микроскопа либо после избират. хим. травления оптич. методами. В последнем случае следы тяжёлых частиц наблюдаются как каналы либо лулки диам. от десятков до сотен мкм (измеряются с помощью оптич. систем увеличением 100–200). В качестве материала Д. д. применяют ирридные и синтетич. кристаллы, стёкла, высокомолекулярные органич. соединения.

Важное свойство Д. д. — их пороговая чувствительность гл. обр. для регистрации многозарядных ионов, однако на нек-рых материалах, напр. бисалликарбонате, возможна регистрация протонов с энергией до $7-10$ МэВ и α -частиц с энергией до 70 МэВ (обычно для регистрации α -частиц применяют нитрат или ацетат целлюлозы). Для выделения более тяжёлых многозарядных ионов используются поликарбонат, лавсан, кристаллы оловянина, топаза, торина и магнийфторидовое стекло. Порог регистрации поликарбоната и лавсана лежит в области макс. удельных ионизационных потерь ионов углерода, для остальных указанных материалов — в районе $\text{I}-\text{V}$. Порог выявления треков может быть ещё более повышен (с стороны больших Z и A) с помощью избират. отжига при темп-рах 200–600 °С.

Д. д. отличаются высокой эффективностью регистрации, имеют низкий уровень фона. Они чувстви-

тедьи к свету, α -частицам, γ -излучению, высокоэнергетичным малоядрядным частицам. Д. д. обеспечивает возможность регистрации зарядк. частиц при высоких и низких темп-рах, в химически агрессивных средах, при высоких давлениях, ударных импульсах и в высоком вакууме. Д. д., покрытые слоем ^{235}U , применяются для регистрации тепловых и быстрых нейтронов на осколках деления. В состав Д. д. могут быть введены любые необходимые элементы от Li до U.

Основные применения Д. д.: регистрация факта прохождения частицы (регистрация осколков деления, измерение потоков нейтронов, дозиметрия, радиография и др.); использование высокого пространства, разрешения при исследовании деления ядер на 3 и более осколков и измерении времён жизни составных ядер методом стетей; определение Z и A релятивистских ядер по изменению скорости таяния вдоль следа.

С помощью Д. д. были идентифицированы трансураниевые элементы от A=103 до A=107, открыты явления завыдающего деления ядер из изомерных состояний, деления ядер на 3 осколка, в космических лучах обнаружены ядра тяжелее Fe.

Лит.: Фелеров Г. Н., Березина И. Г., Радиография минералов, горных пород и руд, М., 1979; Гаг и Греск в Ю. П., Марков В. Н., Перельман и В. П., Регистрация и спектрометрия осколков деления, М., 1981; Фелер Г. П., Пиряев П. Б., Уокер Р. М., Трени заряженных частиц в твердых телах. Принципы и приложения, пер. с англ., ч. 1—3, М., 1981.

ДИЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ — процесс рекомбинации ионов и электронов в плазме, связанный с образованием промежуточных автоионизационных состояний. Процесс происходит в две стадии:

$$\text{BZ}^+ (\gamma_0) + e \rightarrow \text{BZ}^{-1+} (\gamma', n_l) \xrightarrow{\text{BZ}^{-1+} (\gamma', n_l) + \hbar\omega} \text{BZ}^+ (\gamma') + e$$

На первой — падающий электрон (e) возбуждает рекомбинирующий ион $\text{BZ}^+ (\gamma_0)$ (Z — зарядное число иона, γ_0 — набор квантовых чисел его нач. состояния, n, l — квантовые числа присоединённого электрона) и образуется промежуточное автоионизационное состояние иона BZ^{-1+} с кратностью на единицу меньше и квантовыми числами γ', n_l . На второй стадии происходит распад автоионизационного состояния. Если в результате распада излучается фотон с энергией $\hbar\omega$ и получается обычное стационарное состояние иона γ', n_l (показано одной стрелкой), то произойдет рекомбинация, если же в результате распада получится снова свободный электрон и ион BZ^+ в состоянии γ' (показано двойной стрелкой), то произойдет резонансное рассеяние (упругое, если $\gamma_0 = \gamma'$, и неупругое в противном случае).

Впервые на важность процесса Д. р. было указано А. Бердэссом [1, 2]. Д. р. играет определяющую роль в ионизационном равновесии многоядерных ионов в горячей разреженной плазме ринда астрофиз. объектов (короны звёзд, остатки всплесков сверхновых и др.) и лаб. установок (типа «Токамак», «Стелларатор» и др.).

Д. р. имеет след. осн. особенности. 1) Так же, как и для фоторекомбинации, число актов Д. р. в единицу времени в единице объёма N пропорц. плотности рекомбинирующих ионов (N_+) и первой степени электронной плотности (N_e в отличие от трёхчастичной рекомбинации, пропорц. N_+^2): $N = N_+ \cdot N_e \cdot \chi_d$, где χ_d — скорость Д. р. 2) Процесс Д. р. связан с возбуждением электронов рекомбинирующего иона, поэтому Д. р. принципиально невозможна для голых ядер. Т. к. обычно потенциал возбуждения существенно больше kT (T — темп-ра плазмы), то число максвелловских электронов с энергией больше потенциала возбуждения мало и скорость Д. р. экспоненциально зависит от T . 3) Осн. вклад в Д. р. даёт, как правило, состояние с большими квантовыми числами (n, l). Эти состояния легко разрушаются столкновениями с заряж. частицами, полем вшп. излучения и др. факторами, поэтому скорость Д. р. имеет значительно более сильную зависимость от параметров плазмы, чем, напр., скорость фо-

торекомбинации. 4) Излучаемые в процессе Д. р. кванты $\hbar\omega$ имеют строго определённые значения энергии, равные энергии перехода $(\gamma, n_l) \rightarrow (\gamma', n_l)$ в виде BZ^{-1+} . Соответствующие им спектральные линии наз. диэлектронными сателлитами. Гл. трудность в расчёте скорости Д. р. состоит в необходимости учёта большого числа промежуточных состояний. Для приложений скорость Д. р. обычно аппроксимируют выражением:

$$\chi_d = 10^{-13} \text{BZ}^{1/2} e^{-\beta X} \text{ см}^3/\text{с}; \beta = \frac{(Z-1)^2 R_V}{kT}$$

Параметры B и χ , вообще говоря, должны рассчитываться индивидуально для каждого иона. $R_V = 13.6$ эВ — единица Ридберга для энергии. Подробная теория Д. р., включая ф-лы для расчёта параметров B, χ и их значения для нек-рых типов ионов, приведена в [2]. Часто используют полумпирич. ф-лу:

$$B = 480 \left(\frac{Zc}{Z+13.4} \right)^{1/2} \left[1 + 0.105 (Z+1) \chi + 0.015 (Z+1)^2 \chi^2 \right]^{-1}$$

$$e = \frac{E_{\gamma_0 \gamma'}}{(Z+1)^2 R_V}; \chi = e \cdot \left[1 + 0.015 \frac{Z^2}{(Z+1)^2} \right]^{-1}$$

где $E_{\gamma_0 \gamma'}$, $I_{\gamma_0 \gamma'}$ — соответственно энергии и сила осциллятора перехода $\gamma_0 \rightarrow \gamma'$.

Лит.: 1) Вугресс А., A general formula for the estimation of dielectronic recombination coefficients in low density plasmas, «Astrophys. J.», 1965, т. 141, p. 1588; 2) Вугресс А., Dielectronic recombination and the temperature of the solar corona, «Astrophys. J.», 1964, в. 139, p. 776; 3) Вайштейн И. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и ионизация спектральных линий, М., 1979; И. Л. Бейман.

ДЛИНА ВОЛНЫ — пространственный период волны, т. е. расстояние между двумя ближайшими точками гармонич. бегущей волны, находящимися в одинаковой фазе колебаний, или удвоенное расстояние между двумя ближайшими узлами или пучностями стоячей волны. Д. в. λ связана с периодом колебания T и фазовой скоростью v_λ распространения волны в данном направлении соотношением: $\lambda = v_\lambda T$.

ДЛИНА РАССЕЯНИЯ — величина, характеризующая поведение амплитуды упрямого рассеяния частиц при малых энергиях (импульсах). Введена Э. Ферми (E. Fermi). Для короткодействующих потенциалов амплитуда f_l рассеяния бесспиновых частиц в состоянии с орбитальным моментом l при

$$p \ll \frac{\hbar}{a} \quad (1)$$

(p — относит. импульс частиц, τ_0 — характерный размер области взаимодействия) имеет вид:

$$f_l = -a_l p^{2l}. \quad (2)$$

Вещественная константа a_l наз. Д. р. Если выполняется условие (1), то осн. роль играет рассеяние в состоянии с $l=0$ (S -волна) и для амплитуды имеем:

$$f \Big|_{k=0} = \frac{1}{k} \text{ctg } \delta \Big|_{k=0} = -a, \quad (3)$$

где δ и a — фаза и длина S -рассеяния, $k = p/\hbar$ — волновое число. Т. о.,

$$k \text{ctg } \delta \Big|_{k=0} = -\frac{1}{a}. \quad (4)$$

Дифференц. сечение рассеяния определяется в области малых энергий длиной рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{k=0} = a^2. \quad (5)$$

Соотношение (4) представляет собой первый член разложения по k^2 величины $k \text{ctg } \delta$. След. член характеризуется эфф. ктн и км р. ад. у. ч. м. рас. с. е. и н. я. Длина S -рассеяния зависит от полного сина и полного изотропического сина рассеиваемых частиц. Если система рассеиваемых частиц обладает уровнем с малой энергией связи, то Д. р. связана с энергией связи $\epsilon_{св}$ соотношением (ф-ла Витнера):

$$\frac{\hbar}{a} = \sqrt{2\mu \epsilon_{св}}. \quad (6) \quad \mathbf{703}$$

где μ — приведенная масса. Характерный пример — n -р-система в состоянии с равным единиче подным снимо. См. *Рассеяние микрочастиц*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Телор Д. Р., Теория рассеяния, пер. с англ., М., 1975. С. М. Виленский.

ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА (точнее, средняя длина свободного пробега) — ср. расстояние, λ -рое проходит частица между двумя последов. столкновениями. Д. с. п. — важное понятие *кинетической теории газа*, введенное Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1858.

Д. с. п. равна $l = \bar{v} \tau$, где \bar{v} — ср. скорость молекул, τ — ср. время между столкновениями, причём $\tau = 1/\nu$, ν — частота столкновений, т. е. ср. число столкновений, испытываемых молекулой за единицу времени в единице объёма. Следовательно, $l = \bar{v}/\nu$. Для газа упругих сфер радиуса a частота столкновений $\nu = n\sigma\bar{v}\sqrt{2}$, где n — число молекул в единице объёма, $\sigma = 4\pi a^2$ — полное эфф. сечение столкновения, $l = 1/n\sigma\sqrt{2}$.

В общем случае частота столкновений равна $\nu = t/\tau = n\langle\sigma(u, \theta)\rangle$, где u — модуль относит. скорости, $\sigma(u) = \int \sigma(u, \theta) d\Omega$ — полное эфф. сечение столкновений, угл. скобки означают усреднение по *Максвелла распределению* относительных скоростей с приведенной массой $\mu = m/2$, $\sigma(u, \theta)$ — дифференц. эфф. сечение столкновения. При вычислении кинетических коэф. оказываются существенными т. н. транспортные Д. с. п. Напр., для диффузии вводит транспортное эфф. сечение

$$\sigma_{tr}(u) = \int \sigma(u, \theta) (1 - \cos \theta) d\Omega,$$

а для вязкости

$$\sigma_{tr}(u) = \int \sigma(u, \theta) (1 - \cos^2 \theta) d\Omega.$$

Понятие Д. с. п. удобно для качеств. рассмотрения явлений переноса в газах, оно обобщено на случай систем слабовзаимодействующих частиц: электронный газ в металлах и подупрводниках, нейтроны в слабопоглощающих средах и т. п.

Лит.: Чен же и С., Каулин г Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1966, гл.5; Ферцигер Дж., Капер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976, гл. 2, 14. Д. Н. Зубарева.

Д. с. п. заряженных частиц (электронов и ионов). При классич. рассмотрении понятия полного эффективного сечения и Д. с. п. по отношению к упругим столкновениям заряд. частиц теряют смысл, поскольку заряд. частицы взаимодействуют между собой на сколь угодно больших расстояниях r . Квантовая механика, основываясь на соотношениях неопределённости, даёт конечное значение для σ и l , если взаимодействие убывает быстрее, чем $1/r^3$. В плазме существует эффект экранирования кулоновского поля заряда на расстояниях, определяемых *дебаевским радиусом экранирования*.

В плазме с электронной темп-рой T_e и плотностью электронов N (плотность ионов при этом равна N/Z_i , где Z_i — ср. заряд ионов) Д. с. п. электронов по отношению к электрон-электронным столкновениям равна $l_{ee} \approx \frac{(kT_e)^2}{4\pi e^2 N T_e}$, здесь e — заряд электрона и L_e — *кулоновский логарифм*, зависящий от T_e и дебаевского радиуса. Д. с. п. электронов по отношению к электрон-ионным столкновениям в Z_i раз меньше и составляет $l_{ei} \approx \frac{(kT_e)^2}{4\pi e^2 N Z_i L_e}$. Д. с. п. ионов по отношению к ион-ионным столкновениям: $l_{ii} \approx \frac{(kT_i)^2}{4\pi e^2 N Z_i^2 L_i}$, где T_i — ионная темп-ра, L_i — кулоновский логарифм с ионными величинами вместо электронных.

С помощью Д. с. п. производятся аналитич. оценки кинетических коэф. газов и плазмы.

Лит.: Смирнов В. М., Физика слабоионизованного газа, М., 1972; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. Л. П. Писелько.

ДЛИННЫЕ ВОЛНЫ — радиоволны с длиной волны λ от 10^4 до 10^5 м (диапазон частот 30—300 кГц). *Загоризонтное распространение радиоволн* ДВ-диапазона осуществляется в виде *земной волны* (на расстоянии до 2000 км) или благодаря их многократному отражению от стенок сферич. волновода (нижняя — поверхность Земли, верхняя — ионосферный слой D в дневные и слой E в ночные часы). На больших расстояниях существенно волноводное распространение Д. в., к-рое зависит от аннизотропии ионосферной плазмы, её неоднородности и т. п.

Д. в. используют в радиовещании (1000 $< \lambda < 2000$ м), дальней связи, системах радионавигации, они являются одним из средств изучения параметров ниж. ионосферы.

Л. М. Ерушолов.

ДЛИННЫЕ ЛИНИИ — то же, что *линии передачи*.

Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров.
 Ф50 Ред. кол. Д. М. Алексеев, А. М. Балдин, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др. — М.: Сов. энциклопедия. Т. I. Ааронова — Бома эффект — Длинные линии. 1988. 704 с., ил.

Ф 3802010000—003
 007(01)—88 св. пл. подписных изд. 1988

53(03)

ИБ № 133

Сдано в набор 14.08.87. Подписано в печать 28.01.88. Т-03852. Формат 84×108 1/16. Бумага типографская № 1. Гарнитура обыкновенно-новая. Печать высокая. Усл.-печ. л. 73,92; уч.-изд. л. 121,98; усл. кр.-отт. 74,76. Тираж 100 000 экз. Зак. №1318. Цена 8 руб. 40 коп.

Отпечатано с матриц, изготовленных в ордене Октябрьской Революции и ордене Трудового Красного Знамени МПО «Первая Общественная типография» имени А. А. Жданова.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Советская энциклопедия». 109817, Москва, Покровский бульвар, д. 8.

Ордена Трудового Красного Знамени Московская типография № 2 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. 129065, Москва, Пресненский Мира, 105.