

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

4

ПОЙНТИНГА — РОБЕРТСОНА
СТРИМЕРЫ

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия

Д. М. АЛЕКСЕЕВ,
А. М. БАЛДИН,
А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ,
А. С. БОРОВИК-РОМАНОВ,
Б. К. ВАЙНШТЕЙН,
С. В. ВОНСОВСКИЙ,
А. В. ГАПОНОВ-ТРЕХОВ,
С. С. ГЕРШТЕЙН,
И. И. ГУРЕВИЧ,
А. А. ГУСЕВ
(зам. гл. редактора),
М. А. ЕЛЪЯШЕВИЧ,
М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ,
Д. Н. ЗУВАРЕВ,
Б. Б. КАДОМЦЕВ,
Л. П. ПИТАЕВСКИЙ,
Ю. Г. РУДОЙ
(зам. гл. редактора),
И. С. ШАПИРО,
Д. В. ШИРКОВ

Москва
Научное издательство
«Большая Российская энциклопедия»
1994



ПОЙНТИНГА — РОБЕРТСОНА ЭФФЕКТ — потеря орбитального угл. момента телом (обычно малой частицей) при движении по орбите вокруг другого тела, являющегося источником эл.-магн. излучения. Автор идеи — Дж. Пойнтинг [1]. Х. Робертсон дал строгую релятивистскую теорию эффекта [2], исправив ошибки в статье [1].

На неподвижную сферич. частицу радиуса a на расстоянии r от Солнца действует сила *давления света*, направленная по радиусу-вектору частицы:

$$F = \frac{\pi^2 R_0^2 Q^2}{c r^2} \int I_0(\lambda) Q(a, \lambda) d\lambda = F_0 \frac{r_0}{r},$$

где $Q(a, \lambda)$ — фактор эффективности для давления излучения, I_0 — спектральная интенсивность излучения Солнца, R_0 — радиуса Солнца, λ — длина волны. Если частица движется с радиальной скоростью r и трансверсальной скоростью $r\dot{\varphi}$ (φ — угол поворота в плоскости орбиты), то сила F из-за *абберации света* отклонится от радиуса-вектора и изменится по величине (в системе покоя частицы). С точностью до членов первого порядка по отношению скорости частицы к скорости света радиальная и трансверсальная составляющие силы лучевого давления соответственно равны

$$F_r = F_0(1 - 2r/c), \quad F_{\varphi} = -F_0 \dot{\varphi} c$$

и ур-ния орбитального движения частицы приобретают вид

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = -(GM_0 - \alpha c)r^{-2} - 2\alpha \dot{r} r^{-3}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}(r^2 \dot{\varphi}) = -\alpha \dot{\varphi}, \quad (2)$$

где G и M_0 — гравитационная постоянная и масса Солнца. Для случая $Q=1$ (абсолютно чёрная переналающая астроноич. частица) Робертсон получил значение $\alpha = 3,55 \cdot 10^{-8} (ap)^{-1}$ а.е. в год, где p — плотность вещества частицы (a — в см, p — в г. см⁻³). Т.о., излучение влияет на орбитальное движение тел: изменяется эфф. масса центра притяжения, к-рый при $a > GM_0/c$ может превратиться в центр отталкивания; возникает направленная против радиальной скорости сила трения $2\alpha \dot{r} r^{-3}$, стремящаяся превратить орбиту в круговую; и, как это следует из ур-ния (2), происходит потеря момента импульса, превращающая орбиту в скручивающуюся спираль (П. — Р. э. в узком смысле).

Частица, находящаяся на круговой орбите радиуса r_0 , упадет на Солнце через время $t = r_0^2/4\alpha = = 7 \cdot 10^8 ap r_0^2$ лет.

П. — Р. э. учитывается [в широком смысле, т.е. ур-ния (1), (2)] в теории эволюции метеороич. вещества в Солнечной системе, а также в космогонии планетных систем [4]. В. В. Радзиевский [3] показал, что П. — Р. э. проявляется также при движении пылевых частиц вокруг планет.

Лит.: 1) Poynting J. H., Radiation in the Solar system: its effect on temperature and its pressure on small bodies, «Phil. Trans. Royal Soc. of London», 1903, v. A202, p. 525; 2) Robertson H. P., Dynamical effects of radiation in the Solar system, «Mon. Not. Roy. Astron. Soc.», 1937, v. 97, p. 423; 3) Радзиевский В. В., Планетоцентрический эффект лучевого торможения, «ДАН СССР», 1950, т. 74, № 2, с. 197; 4) Альветт Х., Аррениус Г., Эволюция Солнечной системы, пер. с англ., М., 1979.

ПОККЕЛЬСА ЭФФЕКТ — линейный электрооптич. эффект, состоящий в изменении показателей преломления света в кристаллах под действием внеш. электрич. поля пропорционально напряжённости электрич. поля E . Следствием этого эффекта в кристаллах является *двойное лучепреломление* или изменение величины уже имеющегося двулучепреломления.

П. э. был впервые изучен Ф. Поккельсом (F. Pokkels) в 1893. Квадратичный и др. эффекты более высокого порядка много меньше П. э., однако в центросимметричных средах П. э. обращается в нуль и осн. роль играет квадратичный *Керра эффект*.

Математически П. э. описывается изменением оптич. индикатрисы кристалла (см. *Кристаллооптика*) — эллипсоида показателей преломления, к-рый в главной кристаллофиз. системе координат имеет вид

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1. \quad (1)$$

Здесь x, y и z — гл. оси кристалла, т.е. направления, вдоль к-рых векторы электрич. поля E и электрич. индукции D параллельны друг другу, $a_{10} = 1/n_x^2$,

$a_{20} = 1/n_y^2$, $a_{30} = 1/n_z^2$, n_x, n_y и n_z — показатели преломления для света, поляризованного вдоль осей x, y и z соответственно. Величины показателей преломления определяются распределением зарядов внутри кристалла. Наложение внеш. электрич. поля, малого по сравнению с внутр. полем кристалла, приводит к перераспределению связанных зарядов и небольшой деформации ионной решётки, что сопровождается изменением показателей преломления и, следовательно, коэф. эллипсоида a_{10}, a_{20}, a_{30} . Гл. оси нового эллипсоида в общем случае не будут совпадать с исходными гл. осями, ур-ние эллипсоида примет вид:

$$a_1 x^2 + a_2 y^2 + a_3 z^2 + 2a_4 xy + 2a_5 xz + 2a_6 yz = 1. \quad (2)$$

В П. э., как эффекте линейном, рассматривается только линейная по полю E часть изменения коэф. эллипсоида, поэтому

$$a_k - a_{k0} = r_{k1} F_x + r_{k2} E_y + r_{k3} E_z, \quad (3)$$

где $k = 1, 2, \dots, 6$; $a_{40} = a_{50} = a_{60} = 0$. Коэф. r_{ki} наз. постоянными Поக்கельса и определяют величину П. э. в разл. кристаллах.

П. э. существует в средах, лишенных центральной симметрии, называемых *пьезоэлектриками*. Симметрия кристаллов накладывает определённые ограничения на постоянные Поக்கельса, часть из них обращается в нуль, нек-рые могут оказаться равными между собой. Материал считается обладающим значит. электрооптич. эффектом, если его коэф. r_{ki} порядка $10^{-9} \div 10^{-10}$ см/В. Поэтому при обычных внеш. полях 10^4 В/см линейное изменение показателя преломления составляет $\sim 10^{-5}$. Это означает, что существенные изменения оптич. длин под действием П. э. могут быть получены только в тех случаях, когда длина кристалла в направлении распространения света \sim в 10^5 раз превышает длину волны света.

П. э. широко применяется при создании разл. устройств управления оптич. излучением, таких, как *модуляторы света*, дефлекторы, переключатели оптич. каналов и т. п. Обычно в этих устройствах используются кристаллы LiNbO_3 ($r_{33} = 30,8 \cdot 10^{-10}$ см/В), LiTaO_3 ($r_{33} = 33 \cdot 10^{-10}$ см/В), KH_2PO_4 ($r_{33} = 11 \cdot 10^{-10}$ см/В), KD_2PO_4 ($r_{33} = 26,8 \cdot 10^{-10}$ см/В) и др.

Значит. увеличение постоянных Поக்கельса происходит в сегнетоэлектрич. кристаллах при приближении к точке Кюри. Из зависимости r_{33} от тем-ры для кристаллов KH_2PO_4 и KD_2PO_4 (рис. 1) видно, что в точке Кюри постоянные Поக்கельса увеличиваются в ~ 4500 раз по сравнению с комнатной тем-рой, что позволяет снизить управляющие напряжения. Однако трудности охлаждения кристаллов и поддержания с высокой точностью их тем-ры ограничивают применение устройств, работающих при тем-ре, близкой к тем-ре Кюри. Сегнетоэлектрики BaTiO_3 , $\text{KTa}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$, $\text{Ba}_2\text{Sr}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_7$, имеющие точки Кюри вблизи комнатной тем-ры и большие коэф. $r_{ki} \sim 10^{-8}$ см/В, перспективны, однако, для создания устройств управления светом по своим оптич. качествам.

На практике П. э. часто маскируется вторичным электрооптич. эффектом, обусловленным деформациями пьезокристалла при наложении электрич. поля за счёт обратного *пьезооптического эффекта*. Эти деформации из-за наличия *фотоупругости* приводят к изменению показателя преломления, к-рое складывается с первичным П. э. При наличии деформаций изменение коэф. эллипсоида (3) должно быть записано в виде

$$a_k - a_{k0} = \sum_{i=1}^3 r_{ki} E_i + \sum_{j=1}^6 p_{kj} u_j, \quad (4)$$

где p_{kj} — коэф. фотоупругости, u_j — компоненты деформации, E_i — проекции электрич. поля на оси координат. Если к кристаллу не приложены внеш. напряжения, то деформации обусловлены только электрич. полем

$$u_j = \sum_{i=1}^3 d_{ji} E_i, \quad (5)$$

где d_{ji} — пьезоэлектрич. коэф. Подставив (5) в (4), имеем

$$a_k - a_{k0} = \sum_{i=1}^3 \left(r_{ki} + \sum_{j=1}^6 p_{kj} d_{ji} \right) E_i. \quad (6)$$

Выражение в скобках наз. *назочночастотной постоянной* Поக்கельса, т. к. именно эта величина измеряется при НЧ изменении электрич. поля. На очень высоких частотах деформации кристалла малы и имеет место только первичный П. э.

Особенно резко увеличиваются деформации на частотах, соответствующих собств. колебаниям кристалла.

Когда частота внеш. электрич. поля совпадает с одной из собств. частот деформации увеличиваются в Q раз, где Q — *добротность* соответствующего колебания. При таком резонансе электрооптич. коэф. может возрасти в 10^3 раз, что позволяет во столько же раз снизить управляющее напряжение. Однако это явление

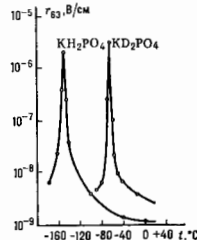


Рис. 1. Температурная зависимость постоянных Поக்கельса для кристаллов KH_2PO_4 (KDP) и KD_2PO_4 (DKDP)

наблюдается в узкой полосе частот и сильно зависит от тем-ры. Для улучшения частотной характеристики широкополосной модуляции света с помощью П. э. приходится специально демпфировать собств. колебания электрооптич. кристалла, однако и в этом случае переход от низких частот к высоким сопровождается изменением постоянной Поக்கельса за счёт пьезоэффекта. На рис. 2 приведены зависимости $r_{31} = (1/2)(n_{33}^2 r_{13} - n_{31}^2 r_{33})$ и $r_{32} = 3/2 r_{33}$ для кристалла LiNbO_3 с размерами $41 \times 3,3 \times 3,3$ мм³ от частоты, измеренные экспериментально. На низких частотах r_{31} и r_{32} определяются суммой первичного и вторичного П. э. При этом для r_{32} оба эффекта имеют одинаковый знак, а для r_{31} вторичный эффект имеет знак, противоположный первичному. Поэтому на высоких частотах r_{31} больше своего

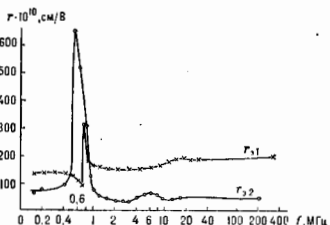


Рис. 2. Экспериментальная частотная зависимость постоянных Поக்கельса r_{31} и r_{32} для кристалла LiNbO_3 .

кватизатич. значения, а r_{32} — меньше. На частотах около 0,6 МГц имеет место собств. резонанс кристалла. ВЧ-значение постоянных Поக்கельса обычно не меняется вплоть до частот 10^{12} Гц, соответствующих частоте резонанса кристаллич. решетки.

Лит.: Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сманирования света, М., 1970; Соин и А. С., Васильевская А. С., Электрооптические кристаллы, М., 1971.

ПОКОЛЕНИЯ ФЕРМИОНОВ — сходные по свойствам группы (семейства) частиц — *кварков* и *лептонов*: (ν_e, e^-, u, d) , (ν_μ, μ^-, c, s) , (ν_τ, τ, t, b) .

Соответствующие частицы из каждого поколения имеют один и те же квантовые числа относительно группы симметрии *электрослабого взаимодействия* и отличаются только массами: каждое следующее поколение тяжелее предыдущего. Указанные три поколения содержат все известные в настоящее время кварки и лептоны.

Приведём состав первого П. ф., в к-ром частицы разбиты на дублеты и синглеты по группе $SU(2)$ электро-слабого взаимодействия:

$$\left(\begin{matrix} \nu_e \\ e^- \end{matrix} \right)_L, \left(\begin{matrix} u \\ d \end{matrix} \right)_L, u_R, d_R,$$

где e_L, e_R, \dots — соответственно левое (L) и правое (R) электроны и т. д. киральные поля (см. *Киральная симметрия*). Т. к. кварки образуют триплеты по группе цвета сильного взаимодействия $SU(3)_c$, то в каждом П. ф. насчитывается 15 двухкомпонентных вейлевских спиноров (см. *Вейль уравнение*).

В связи с существованием П. ф. теория должна ответить на два вопроса: почему фермионы объединяются в поколения и почему поколения повторяются? Модели *великого объединения* дают удовлетворит. ответ на первый вопрос. В простейшей $SU(5)$ -модели 15 фермионов разбиваются на представления 5 и 10 (см. *Представление группы*). В схеме, основанной на группе $SO(10)$, фундам. фермионы преобразуются по спинорному представлению, имеющему размерность 16, и предсказывается существование правого нейтрино (что не противоречит эксперименту). Т. о., каждое поколение в такой модели содержит 16 двухкомпонентных частиц. В теориях, основанных на группах более высокого ранга, предсказываются существование большего числа частиц в поколениях (напр., в случае группы E_6 — 27 частиц). Второй вопрос пока остаётся открытым и считается одним из основных в физике элементарных частиц. Вопрос этот возник еще в эпоху открытия *мюона* (μ^-) и формулировался так: зачем нужен μ^- и почему его масса сильно отличается от электронной, хотя все его известные взаимодействия такие же, как у электрона? Наиб. простым является предположение, что кварки и лептоны — составные объекты и все последующие поколения являются возбужденными состояниями первого. Частицы, из к-рых «построены» лептоны и кварки, получили назв. *преоны* и *оки* (в см. *Составные модели*). Попытка динамики реализации такой возможности наталкивается на противоречие между сравнительно небольшими расстояниями между уровнями в спектре связанных состояний (для кварк. лептонов $m_e \approx 0,5$ МэВ, $m_q \approx 105$ МэВ, $m_s \approx 1,7$ ГэВ) и отсутствием *форм-факторов* у лептонов и кварков вплоть до макс. экспериментально достижимых энергий (т. е. до 10^9 — 10^6 ГэВ). Экономной и последоват. преонной схемы пока нет. Другой, более глубокий подход связан с теориями типа Калуцы — Клейна (см. *Калуцы — Клейна теория*). При этом исходной является единая квантовая теория поля, обладающая высокой симметрией в многомерном пространстве-времени, на к-рой в результате компактификации образуется наш 4-мерный мир. Компактификация — это динамич. механизм, в результате к-рого по нек-рым измерениям в исходном пространстве размерности D спонтанно образуется компактное многообразие размерности $D - 4$, а оставшиеся 4 измерения соответствуют реальному пространству-времени. Степени свободы, отвечающие компактифицированным ($D - 4$) измерениям, отражаются во *внутренних симметриях* реального мира. Размер R компактного многообразия очень мал ($R \sim h/m_1 c \sim 10^{-33}$ см, где $m_1 \approx 10^{19}$ ГэВ/ c^2 — т. п. планковская масса, характеризующая обратную константу гравитацион. взаимодействия). Большинство частиц в таких схемах оказываются тяжёлыми, с массами порядка планковской. Кол-во безмассовых в этом масштабе частиц, а следовательно и число поколений, определяется геометрией компактного многообразия. В популярных совр. моделях, порождаемых теорией суперсимметричных струн (*суперструн*) в 10-мерном пространстве-времени, предсказывается существование 4 поколений, каждое из к-рых состоит из 27 частиц.

Лит.: Окунь Л. В. Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; White E. E., Search for a realistic Kaluza — Klein theory, *Nucl. Phys.*, 1981, v. B 186, p. 412. М. И. Виссцюз.

ПОЛЕ оптической системы (ранее наз. *поле зрения*) — часть пространства (или плоскости), изображаемая оптич. системой. П. определяется контурами оптич. деталей (такими, как оправы линз, призм), диафрагмами и т. п., к-рые ограничивают световые лучи. Величина П. определяется тем из контуров S_1, S_2 (рис.), к-рым виден центр A входного зрачка (см. *Диафрагма* в оптике) под наименьшим углом. Величина П. измеряется либо углом 2α , под к-рым виден контур S_1, S_2 и соответствующая часть предмета O_1, O_2 из центра A входного зрачка (у годовое П.), либо линейными размерами этой части O_1, O_2 (линейное П.). Системы, предназначенные для наблюдения за удалёнными объектами (телескопы, зрительные трубы), обычно характеризуются угловым П., а системы, в к-рых расстояния до объекта невелики (напр., микроскопы), — линейным П.

В общем случае плоскости объекта O_1, O_2 и контуры S_1, S_2 не совпадают и имеет место *виньетирование* (с шириной кольца BB_1 , рис.). Если же плоскость S_1, S_2 совмещена с плоскостью объекта, граница П. резка. Этого стараются добиться во мн. телескопах, зрительных трубах и др., помещая полевую диафрагму в фокальную плоскость объектива.

Угловое поле 2α в пространстве предметов изменяется для разл. типов оптич. систем в широких пределах; так, в биноклях оно составляет 5—10°, а в самых больших телескопах не превышает веск. угловых мин. В широкоугольных фотообъективах он достигает 120—140° и даже 180°. П. микроскопа определяется отношением П. окуляра 2θ к линейному увеличению объектива β : $2\theta/\beta$.

Лит.: Тудоровский А. А., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.—Л., 1948; Слюсарев Г. Г., Методы расчёта оптических систем, 2 изд., Л., 1968.

ПОЛЕВАЯ ЭМИССИЯ — то же, что *автомолетронная эмиссия*.

ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР — транзистор, в к-ром управление протекающим через него током осуществляется электрич. полем, перпендикулярным направлению тока. Принцип работы П. т., сформулированный в 1920-х гг., поясняется на рис. 1. Тонкая пластинка полупроводника (канал) снабжена двумя омич. электродами (п с т о к о м в с т о к о м). Между истоком и стоком расположено третий электрод — затвор. Напряженье, приложенное между затвором и любым из двух

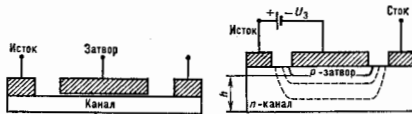


Рис. 1.

Рис. 2.

др. электродов (истоком или стоком), приводит к появлению в подзатворной области канала электрич. поля. Влияние этого поля приводит к изменению кол-ва носителей заряда в канале вблизи затвора и, как следствие, изменяет сопротивление канала.

Изготавливаются П. т. гл. обр. из Si и GaAs; исследуются также П. т. на основе InP, тройных твёрдых растворов AlSbV, а также *гетероструктур* GaAlAs/GaAs и InGaAs/InP и др.

Если канал П. т. — полупроводник л-типа, то ток в нём переносится электронами, входящими в канал через исток, и к-рому в этом случае прикладывается отрицат. потенциал, и выходящими из канала через сток,

Если канал П. т. — полупроводник p -типа, то к истоку прикладывается положит. потенциал, а к стоку — отрицательный. При любом типе проводимости канала ток всегда переносится носителями заряда только одного знака: либо электронами, либо дырками, поэтому П. т. наз. иногда униполярными транзисторами.

Различают 2 ос. типа П. т. К первому типу относят П. т., в к-рых затвором служит p - n -переход (П. т. с управляющим p - n -переходом) или барьер металл — полупроводник (*Шоттки барьер*). Ко второму типу относят П. т., в к-рых металлич. электрод затвора отделён от канала тонким слоем диэлектрика, — П. т. с изолированными затвором.

Идея, лежащая в основе работы П. т. с затвором в виде p - n -перехода, высказана в нач. 50-х гг. У. Шокли (W. Shockley, США). Она поясняется на рис. 2. Под металл. электродом затвора П. т. сформирован p -слой, так что между затвором и любым из двух др. электродов П. т. существует p - n -переход. Толщина канала d , по к-рому ток может протекать между истоком и стоком, зависит от напряжения, приложенного к затвору. Между истоком и затвором прикладывается напряжение U_a , смещающее p - n -переход в затворном направлении (в П. т. с каналом n -типа это условие соответствует «мигусу» на затворе). Тогда под затвором возникает обеднённый слой (см. p - n -переход), имеющий очень высокое сопротивление. Чем больше напряжение U_a , тем больше толщина обеднённого слоя. В пределах обеднённого слоя ток практически течь не может. Поэтому увеличение U_a соответствует сужению канала, по к-рому протекает ток между истоком и стоком. Меняя напряжение на затворе, можно управлять током в канале. Чем больше U_a , тем толще обеднённый слой и тоньше канал d , следовательно, тем больше его сопротивление и тем меньше ток в канале. При достаточной большой величине U_a обеднённый слой под затвором может полностью перекрыть канал, и ток в канале обратится в нуль. Соответствующее напряжение $U_a = U_0$ наз. на г р я ж е в е и м о т с е ч к и.

Ширина области объёмного заряда обратосмещённого p - n -перехода

$$W = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(U_a + U_0)}{eNd} \right]^{1/2},$$

где e — заряд электрона, N_d — концентрация доноров в материале канала, ϵ — диэлектрик. проницаемость материала, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрик. постоянная, U_0 — контактная разность потенциалов в p - n -переходе. Очевидно, толщина канала $d = h - W$, где h — геом. толщина канала (рис. 2). Напряжение отсечки U_0 находится из условия $W = h$:

$$U_0 = \frac{eNd^3}{2\epsilon_0\epsilon} - U_N \approx \frac{eNd^3}{2\epsilon_0\epsilon},$$

Принцип работы П. т. с затвором в виде барьера Шоттки (ПТШ) аналогичен. Разница лишь в том, что обеднённый слой в канале под затвором создается приложенным затворным напряжением к контакту металл — полупроводник.

ПТШ и П. т. с управляющим p - n -переходом, как правило, являются П. т. с нормальными открытыми каналами. Так принято наз. П. т., в к-рых при отсутствии напряжения на затворе ($U_a = 0$) канал открыт и между истоком и стоком возможно протекание тока. В цифровых устройствах для снижения потребляемой мощности применяют также нормальные закрытые П. т. В этих приборах толщина канала h настолько мала, что канал под действием контактной разности потенциалов U_N при нулевом напряжении на затворе полностью обеднён носителями заряда, т. е. канал практически закрыт. Рабочей областью входных сигналов таких П. т. являются отрицательные значения U_a от 0 до $U_0 \approx U_N$.

В П. т. с изолиров. затвором между каналом П. т. и металлич. электродом затвора размещается тонкий

слой диэлектрика (рис. 3, 4). Повторяя П. т. наз. МДП-транзисторами (металл — диэлектрик — полупроводник; см. *МДП-структура*). Часто в МДП-транзисторе слой диэлектрика служит окисел на поверхности полупроводника. В этом случае П. т. наз. МОП-

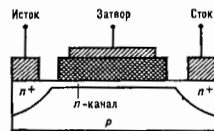


Рис. 3.

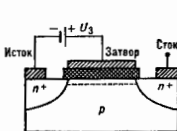


Рис. 4.

транзисторами (металл — окисел — полупроводник). Первые МДП-транзисторы появились в сер. 50-х гг.

МДП-транзисторы могут быть как с нормально открытым, так и с нормально закрытым каналами. МДП-транзистор с нормально открытым, встроенным каналом показан на рис. 3 на примере МДП-транзистора с каналом n -типа. Транзистор выполнен на подложке p -типа. Сверху подложки методами диффузии, *ионной имплантации* или *эпитаксии* формируются проводящий канал n -типа и две глубокие n^+ -области для создания омич. контактов в области истока и стока. Область затвора представляет собой конденсатор, в к-ром одной обкладкой служит металл, электрод затвора, а другой — канал П. т. Если между затвором и каналом приложить напряжение, то в зависимости от его знака канал будет обогащаться или обедняться подвижными носителями заряда. Соответственно, сопротивление канала будет уменьшаться или возрастать. В показанной на рис. 3 МДП-структуре с каналом n -типа напряжение, сплюс n -рого приложен к затвору, а «мигус» — к каналу (истоку или стоку), вызывает обогащение электронами приповерхностного слоя полупроводника под затвором. Обратная полярность напряжения на затворе вызывает обеднение канала электронами аналогично П. т. с управляющим p - n -переходом.

Для работы МДП-транзистора принципиально важно, чтобы поверхность раздела диэлектрик — полупроводник под затвором имела высокую плотность электронных *поверхностных состояний*. В противном случае изменение напряжения на затворе может приводить не к изменению концентрации носителей в канале, а лишь к перезарядке поверхностных состояний.

МДП-транзистор с индуциров. каналом показан на рис. 4. Из сравнения рис. 3 и 4 видно, что этот транзистор отличается от МДП-транзистора со встроенным каналом отсутствием n -слоя под затвором. Если напряжение на затворе отсутствует ($U_a = 0$), то в МДП-транзисторе, показанном на рис. 4, отсутствует и канал (транзистор с нормально закрытым каналом), а сам транзистор представляет собой два последовательно включённых p - n -перехода. При любой полярности напряжения между истоком и стоком один из этих p - n -переходов оказывается включённым в обратном направлении и ток в цепи исток — сток практически равен нулю.

Если приложить к затвору напряжение U_a в такой полярности, как показано на рис. 4, то поле под затвором будет отгнать дырки и притягивать в подзатворную область электроны. При достаточно большом напряжении U_a , называемом напряжением инверсии, под затвором происходит инверсия типа проводимости: вблизи затвора образуется тонкий слой n -типа. Между истоком и стоком возникает проводящий канал. При дальнейшем увеличении U_a возрастает концентрация электронов в канале и сопротивление его уменьшается.

Осн. параметры П. т. Для П. т. характерно очень высокое входное сопротивление по пост. току $R_{вх}$.

Действительно, входной сигнал в П. т. подается на затвор, сопротивление r -го в П. т. с управляющим $p-n$ -переходом и ПТШ определяется сопротивлением обратного смещенного $p-n$ -перехода или сопротивлением барьера Шоттки, а в МДП-транзисторе — сопротивлением слоя диэлектрика. Величина $R_{вх}$ в П. т. обычно превосходит 10^8 Ом, в нек-рых конструкциях достигает 10^{14} Ом. Выходное сопротивление по перем. току практически определяется емкостью затвора $C_{зв}$ в сверхвысокочастотных П. т. величина $C_{зв} < 1$ пФ, в мощных низкочастотных П. т. величина $C_{зв} \approx 100$ пФ. Усилит. свойства П. т. характеризуются крутизной вольт-амперной характеристики S , определяемой как отношение изменения тока между истоком и стоком (тока стока) ΔI_c к изменению напряжения на затворе ΔU_z при пост. напряжении на стоке:

$$S = \frac{\Delta I_c}{\Delta U_z} \Big|_{U_c = \text{const}}$$

При неизменной структуре прибора крутизна растёт прямо пропорционально ширине затвора B (рис. 5). Поэтому при сравнении усилит. свойств разл. типов П. т. используется понятие уд. крутизны S^* (отношение крутизны к ширине затвора B). Крутизна П. т.

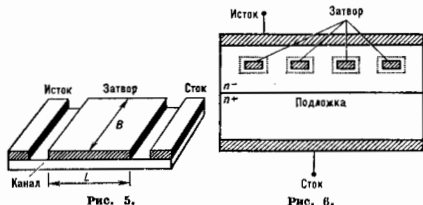


Рис. 5.

измеряется в сименсах, уд. крутизна — в сименсах/мм. В серийных П. т. $S^* \approx 0,05-0,2$ См/мм. В лаб. разработках достигнуты значения $S^* \approx 1,2$ См/мм при 300 К и ≈ 2 См/мм при 77 К.

П. т. относятся к малопомощным приборам. Типичное значение коэф. шума (см. *Шумовая температура*) серийных П. т. $K_{ш} \approx 1-3$ дБ. Предельные ВЧ-свойства П. т. определяются временем пролёта носителей под затвором $t_{зп}$ вдоль канала. Макс. рабочая частота П. т. может быть оценена, как $f_{max} \sim 1/t_{зп} \sim v_{max}/L$, где L — длина затвора (рис. 5). Величина L в серийных П. т. составляет 0,5–10 мкм. В лаб. условиях широко исследуются приборы с $L \approx 0,1-0,25$ мкм. Величина v_{max} в кремниевых приборах не превосходит дрейфовой скорости насыщения $v_s \sim 1 \cdot 10^7$ см/с (см. *Лаинион-пропеллинг диод*). В П. т. на основе соединений $As^{III}V$ при $L \leq 0,5$ мкм важную роль играют т. н. баллистич. эфф. эффекты (движение носителей заряда без столкновений на длине канала), за счёт к-рых величина v_{max} возрастает до (4–6) $\cdot 10^7$ см/с. Предельная частота генерации П. т. превосходит 200 ГГц. Предельно малое время переключения П. т. ~ 5 пс.

Осн. разновидности П. т. По областям применения все П. т. можно условно разбить в 4 осн. группы: П. т. для цифровых устройств и интегральных схем (ЦУ и ИС), П. т. общего применения, сверхвысокочастотные П. т. и мощные П. т.

П. т., предназначенные для работы в ЦУ и ИС, должны обладать малыми габаритами, высокой скоростью переключения и мин. энергией переключения. Серийные П. т. для ЦУ и ИС в наст. время изготавливаются в осн. на Si и характеризуются следующими параметрами: длина затвора ~ 1 мкм, время переключения ~ 1 нс, энергия переключения ~ 1 пДж. Лучшие результаты получены с использованием П. т. на основе гетероструктур с селективным легированием (ГСЛ) [3, 4]. В ГСЛ-

транзисторах, называемых также транзисторами с высокой подвижностью электронов (ВПЭТ), используются свойства двумерного электронного газа, образующегося в нек-рых гетероструктурах на границе узкозонного и широкозонного слоёв гетероэпителия. С использованием гетероэпителия GaAlAs/GaAs получены ГСЛ-транзисторы с временем переключения 5 пс и энергией переключения $\sim 2,0 \cdot 10^{-14}$ Дж. Исследуются также ГСЛ-транзисторы с использованием др. гетероэпителия на основе соединений $As^{III}V$.

Осн. требование к сверхвысокочастотным П. т. состоит в достижении макс. мощности или коэф. усиления на предельно высокой частоте. Продвижение в область высоких частот требует уменьшения длины затвора и макс. использования баллистич. эффектов для достижения высокой скорости носителей. Для изготовления сверхвысокочастотных П. т. в наст. время используются в осн. GaAs, в к-ром баллистич. превышение скорости над максимально возможным равновесным значением выражено значительно сильнее, чем в Si. Серийные СВЧ П. т. работают на частотах до ~ 40 ГГц. Лаб. разработки проводятся на частотах 90–110 ГГц. Предельная частота генерации (230 ГГц) получена в ГСЛ-транзисторах на основе GaAs/InGaAs, изготовленных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии.

Мощные П. т. работают при напряжении в цепи канала $\sim 10^3$ В и коммутируемом токе ~ 10 А. Т. к. мощность на единицу рабочей площади структуры принципиально ограничена необходимостью отводить тепло, мощные П. т. имеют большую общую длину электродов. Часто используются встречно-штыревая система электродов [2]. Мощные П. т. изготавливаются на основе Si и GaAs. Характерные рабочие частоты мощных П. т. достигают величины $\sim 10^3$ МГц.

Новые разновидности П. т. Транзисторы с проиц. осн. базой (ТПБ) предложены в 1979 и, по оценкам, способны, в принципе, повысить рабочую частоту П. т. до 10^{13} Гц (1 ТГц). Носители заряда в канале ТПБ движутся не вдоль поверхности полупроводниковой плёнки, а перпендикулярно ей. Длина канала, и следовательно время пролёта носителей, в ТПБ могут быть значительно уменьшены в сравнении с планарными П. т. При планарной конструкции мин. размер затвора L определяется возможностями рентг. или электронно-лучевой микрофотографии: $L \geq 0,1$ мкм (1000 Å). Предельно малая величина L в ТПБ определяется толщиной плёнки, к-рая может быть получена в совр. установке молекулярно-лучевой эпитаксии, и составляет неск. атомных слоёв.

Электроны в ТПБ (рис. 6) движутся от истока к стоку в направлении, перпендикулярном поверхности плёнки. Затвором служит металлч. сетка, «погружённая» в толщу полупроводниковой структуры ТПБ. По принципу действия ТПБ аналогичен ПТШ. Между металлч. сеткой и полупроводником возникает барьер Шоттки. Толщина обеднённой области вблизи проводника сетки определяется напряжением на затворе. Если толщина обеднённой области меньше расстояния между проводниками сетки, канал открыт и электроны свободно движутся к стоку. При достаточно большом напряжении обеднённая область перекрывается — канал закрыт. Осн. проблема создания ТПБ состоит в получении качествен. границ раздела металл-полупроводник. ТПБ имеет большое сходство с электронной лампой, в к-рой управляющим электродом является металлч. сетка.

Др. разновидностью П. т., в к-ром достигается уменьшение длины канала,

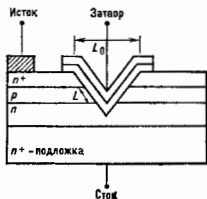


Рис. 7.

является П. т. В-канавкой (рис. 7), к-рый по принципу действия представляет собой МДП-транзистор с индиффер. каналом. Однако длина канала в такой структуре определяется не размером канавки в её верх. части L_0 (рис. 7), а толщиной p -слоя и углом между склонами канавки и слоями П. т. Длина затвора в такой конструкции может быть в неск. раз меньше, чем в планарном П. т. Изготовление П. т. с В-канавкой основано на анизотропии травления Si и GaAs при определ. ориентации поверхности полупроводниковой структуры.

Нек-рые др. типы быстродействующих транзисторов рассмотрены в [3, 4].

Лит.: Кроуфорд Р. Схемные применения МОП-транзисторов, пер. с англ., М., 1970; Зи и С., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; Пожеев Ю. Ю. и Циц В., Физика сверхрешетчатых транзисторов, Вильнюс, 1985; Шур М., Современные приборы на основе арсенида галлия, пер. с англ., М., 1981.

М. Е. Делингштейн, Г. С. Сильин.

ПОЛУЧЕСТИ ТЕОРИЯ математическая — раздел механики сплошных сред, в к-ром изучают процессы медленного деформирования (течения) твёрдых тел под действием пост. напряжения (или нагрузки). В силу различия физ. механизмов, приводящих к возникновению временных эффектов, единой П. т. не существует. Наиб. развитие получили варианты П. т., описывающие поведение наиб. распространённых конструкц. материалов: металлов, пластмасс, композитов, грунтов, бетона. Осн. задача П. т. — формулировка таких матем. зависимостей между деформацией ползуемости (или её скоростью) и параметрами, характеризующими состояние материала (механизм, напряжения, темп-ра, повреждённость и др.), к-рые бы достаточно полно отражали осн. наблюдаемые в экспериментах свойства. К П. т. непосредственно примыкает теория т. и длит. прочности, описывающие разрушение материалов при выдержке в условиях постоянной или слабо меняющейся нагрузки.

Механич. характеристики ползуемости и длит. прочности конструкц. материалов обычно определяют в опытах на растяжение или сжатие цилиндрич. образцов (одноосное напряжённое состояние) либо путём испытаний трубчатых или плоских образцов при разл. комбинациях нагрузок (сложное напряжённое состояние). Длительность испытаний зависит как от уровня нагрузок, так и от задач использования данного материала в конкретных конструкциях. Она может колебаться от неск. минут (для решения технол. задач обработки металлов, непрерывной разливки, ракетной техники) до сотен тысяч часов (стабионарные турбины, строит. конструкции).

Наиб. распространение получили два подхода к построению П. т. В первом в качестве осн. соотношения принимается ур-ние состояния в виде

$$\dot{p} = f(\sigma, T, p, q_i), \quad (i=1, \dots, n), \quad (1)$$

где p — деформация ползуемости, σ — напряжение, T — темп-ра, q_i — т. п. параметры состояния, для к-рых записывается система кинетич. ур-ний вида

$$dq_i = A_i d\sigma + B_i dp + C_i dT + D_i dt \quad (i=1, \dots, n), \quad (2)$$

где коэф. A_i, B_i, C_i и D_i сами могут быть ф-циями σ, T, p и q_i . Задавая конкретные виды ф-ций f, A_i, B_i, C_i и D_i , можно получить все известные, т. н. техн. П. т. Так, если принять, что параметр $q_i \equiv t$, получим теорию течения, а если ограничиться одним ур-нием (1), то теорию упрочнения. Вводя параметр повреждённости ω (под к-рым понимается обобщённая мера микротрещин), получим соотношения вида $\dot{p} = f(\sigma, T, p, \omega)$ и $\dot{\omega} = \phi(\sigma, T, p, \omega)$, к-рые позволяют описать как процесс ползуемости, так и длит. разрушение (обычно для сплошного, неповреждённого материала принимается $\omega = 0$, а условие разрушения — в виде $\omega = 1$). Введение двух параметров повреждённости ω и Ω позволяет описать наиб. характерные эффекты длит. прочности. Соотношения (1) и (2) позволяют учесть все осн. участки кривых простой ползуемости (когда

испытания проводятся при пост. напряжении). Кроме того, в них могут быть учтены и такие эффекты, как скачкообразное изменение скорости ползуемости при мгновенных догрузках и разгрузках и последствие.

Во втором подходе принимается зависимость вида $p = \Phi(\sigma, T, t)$, где под Φ понимаются нек-рый функционал по времени t . В частном случае, когда он может быть записан в виде

$$p = \int_0^t K(t, \tau, T) f(\sigma, T) d\tau,$$

получаем обычную теорию наследственности о ст. т. Величина $K(t, \tau, T)$, т. е. ядро последствие, характеризует, насколько в момент времени t ощущается влияние (последствие) на деформацию напряжения, к-рое действовало в более ранний момент времени τ . Т. к. напряжение действует и в др. моменты времени, то суммарное последствие учитывается интегрированием. Если ядро K зависит только от разности $t - \tau$, то имеем дело с нестаряющимся материалом, а если f является линейной ф-цией σ , то получается линейная теория наследственности. Когда K является экспоненциальной ф-цией от $t - \tau$, получаем известные модели вязкоупругих сред. В более общем случае Φ может быть представлено в виде ряда кратных интегралов по времени. Тогда получаем соотношение общей величины теории вязкоупругости.

Переход к сложному напряжённому состоянию осуществляется обычно принятием одной из двух гипотез для деформаций ползуемости: в первом случае принимается, что тензор деформаций ползуемости p_{ij} пропорционален дивантору тензора напряжений $p_{ij} = \lambda \delta_{ij}$, во втором принимается гипотеза о пропорциональности тензора скоростей деформаций ползуемости \dot{p}_{ij} тому же дивантору δ_{ij} . Первая — деформ. вариант, вторая — теория течения для сложного напряжённого состояния. Параметр λ определяется как отношение соответствующих инвариантов тензоров деформаций ползуемости и напряжений, для определения к-рых принимаются системы (1) и (2), куда в качестве параметров могут войти проанализованные инварианты тензоров напряжений и деформаций.

П. т. используется для анализа напряжённо-деформированного состояния и времени работоспособности элементов конструкций, материал к-рых обладает свойствами ползуемости и длит. прочности. Соотношения (1), (2) дополняют систему ур-ний равновесия и совместности до полной. В условиях ползуемости при пост. внеш. воздействиях может со временем произойти потеря несущей способности отд. элементов конструкций и конструкции в целом. Это относится, в частности, к проблеме устойчивости элементов тина арок и облоков, где возможна потеря устойчивости при нагрузках, существенно меньших, чем вызывающие мгновенную потерю устойчивости при нагружении. Важное значение имеют расчёты длит. прочности, когда возможно наступление мгновенного разрушения при длит. эксплуатации в условиях стационарного режима нагружения. П. т. позволяет найти оптим. режимы ряда технол. процессов высокотемпературной обработки металлов, изготовления композитных материалов и описать временные процессы при деформации грунтов, ледяных и др. природных сред.

Лит.: Работин Ю. Н., Ползуемость элементов конструкций, М., 1966; его же, Элементы наследственной механики твёрдых тел, М., 1977; Закономерности ползуемости и длительной прочности, Справочник, под ред. С. А. Шестерикова, М., 1983; М а л и н и н Н. Н., Ползуемость в обработке металлов, М., 1986.

ПОЛУЧЕСТЬ МАТЕРИАЛОВ — непрерывная пластич. деформация материалов под воздействием пост. механич. нагрузки или напряжений. Ползуемости подвержены все кристаллич. и вморфные твёрдые тела при всех видах механич. нагрузок. П. м. наблюдают как при темп-рах, близких к темп-ре жидкого гелия, так и при близких к темп-ре плавления. Однако с увеличе-

нием темп-ры T скорость П. м. растёт, что ограничивает долговечность конструкций, работающих при пост. нагрузках и повш. темп-рах. Малая скорость П. м. — гл. требование, предъявляемое к жаропрочным материалам. Сущест. техн. значение имеет получение металлич. материалов и керамики при повш. темп-рах и давлениях.

Зависимость величины деформации ϵ от времени t при пост. темп-ре T и напряжении σ описывают т. н. кривой ползучести (рис. 1). Процесс П. м. условно

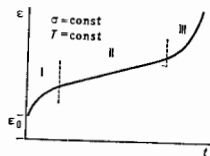


Рис. 1. Кривая ползучести.

разбивают на стадии: I — неустановившаяся П. м., когда скорость деформации $\dot{\epsilon}$ непрерывно понижается (происходит упрочнение); II — установившаяся П. м. $\dot{\epsilon}_{уст} = \text{const}$; III — стадия ускоренной П. м., к-рая заканчивается разрушением. Относит. протяжённость каждой стадии зависит от условий испытания или эксплуатации (предварит. обработки).

Стадия I предшествует т. н. мгновенная деформация ϵ_0 , к-рая возникает при приложении к испытываемому образцу (или в конструкции — к деталям) механич. нагрузки. При низких T величина сонамерима с деформацией, к-рая накапливается в течение всей последующей ползучести ($\epsilon \approx \epsilon_0$). При высоких T накапливаемая деформация $\epsilon \gg \epsilon_0$.

Неустановившаяся стадия ползучести. При повышенных T неустановившаяся стадия П. м. наблюдается только в тех случаях, когда σ вызывает появление ϵ_0 . Если ϵ_0 очень мала, то участок, соответствующий стадии I, тоже весьма мал.

Скорость деформации $\dot{\epsilon}$ в стадии I меняется со временем t по закону

$$\dot{\epsilon} = At^{-m}, \quad (1)$$

где A — постоянная, зависящая от σ и T ; $0 < m \leq 1$. При $m = 1$

$$\epsilon = a \ln t + \text{const}, \quad (2)$$

т. н. логарифмич. закон П. м. (a — постоянная, не зависящая от времени). Такая кинетика наблюдается при абс. темп-рах T от 0,05 до 0,3 $T_{пл}$ (темп-ры плавления материала) и $\epsilon < 0,3\%$. Согласно физ. модели, в недеформиров. материале имеется нек-рое кол-во источников дислокаций, к-рые активируются под влиянием приложенных σ и тепловых флуктуаций. Со временем их число иссякает. При повышении σ и T значение a и постоянная в ур-нии (2) увеличиваются, а величина m в (1) уменьшается. При $m = 2/3$

$$\epsilon = \beta t^{1/3} + \text{const}. \quad (3)$$

На многих металлах, материалах наблюдают параболич. ползучесть (или β -ползучесть). Величина β растёт с повышением T и σ .

Имеются эксперим. данные, полученные при повш. темп-рах, к-рые не описываются ни логарифмической, ни параболич. зависимостями. Поэтому предлежит ряд эмпирич. ур-ний, описывающих кинетику неустановившейся П. м., — степенные ряды, экспоненциальные ф-ции, комбинации раал. ф-ций.

Установившаяся ползучесть. Установившуюся П. м. рассматривают как динамич. равновесие процессов деформат. упрочнения и термич. возврата. Напряжения течения при этом не изменяются со временем. Это записывается следующим образом:

$$d\sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) dt = 0, \quad (4)$$

где $\partial \sigma / \partial \epsilon = \chi$ — деформат. упрочнение, $\partial \sigma / \partial t = -\tau$ — термич. возврат, к-рый оценивают по уменьшению

напряжений текучести при отжиге. Из (4) следует

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \dot{\epsilon} = \tau / \chi.$$

Эксперименты, проведённые на металлах и сплавах, показывают, что $\dot{\epsilon}_{уст}$ и τ (с учётом влияния на возврат приложенных напряжений) совпадают. Непосредств. измерение $\dot{\epsilon}_{уст}$ и её оценки по эксперим. значениям χ и τ для одного и того же металла дают хорошее совпадение.

Экспериментально установлено два осн. вида зависимости $\dot{\epsilon}_{уст}$ от σ . В первом случае $\dot{\epsilon}_{уст} \geq 10^{-4}$ (E — модуль упругости) и $T < 0,5 T_{пл}$ справедливо соотношение

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_1 \exp(B\sigma), \quad (5)$$

где A_1 и B постоянные, не зависящие от σ . Соотношение (5) справедливо для мн. материалов (металлы и сплавы, керамика, полимеры, ионные кристаллы, полупроводники) в интервале σ , в к-ром $\dot{\epsilon}_{уст}$ изменялось на 10 порядков. Во втором случае $\dot{\epsilon}_{уст} = 10^{-4} - 10^{-6}$ и $T > 0,5 T_{пл}$ справедливо соотношение

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_2 \sigma^n, \quad (6)$$

где A_2 и n — постоянные, не зависящие от σ ; для металлов $n \approx 4-5$, а для металлич. твёрдых растворов $n \approx 3$.

С зависимостью $\dot{\epsilon}$ от σ связано понятие предела ползучести σ_c — напряжения, при к-ром скорость П. м. имеет нек-рую заданную величину. При малых σ , когда $\dot{\epsilon}$ и накапливаемая деформация ϵ весьма малы, отсутствует определённость относительно того, какая измеряется скорость, связанная со стадиями I и II или только со стадией II. Поэтому иногда под пределом ползучести понимают напряжение, к-рое вызывает заданную скорость П. м. через заранее установленный промежуток времени.

С темп-рой T скорость $\dot{\epsilon}_{уст}$ связана экспоненц. зависимостью

$$\dot{\epsilon}_{уст} \propto \exp(-C/T). \quad (7)$$

Величину C обычно представляют как $\Delta H/k$, где k — постоянная Больцмана, а ΔH — т. н. энергия активации ползучести. ΔH является частью свободной Гиббса энергии $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$, ΔS — изменение энтропии ползучести.

С учётом эмпирич. зависимостей $\dot{\epsilon}_{уст}$ от σ для относительно низких T и высоких σ

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_1 \exp\left(-\frac{\Delta H - \alpha\sigma}{kT}\right) \quad (8)$$

(α — активат. объём), а при $T > 0,5 T_{пл}$

$$\dot{\epsilon}_{уст} = A_2 \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right) \sigma^n. \quad (9)$$

Характер зависимости $\dot{\epsilon}_{уст}$ от T указывает на то, что П. м. является термически активируемым процессом, конкретный механизм к-рого зависит от свойств материала, темп-ры и напряжений. При низких T , когда диффузия подавлена, одним из таких процессов в кристаллах, материалах (прежде всего, в металлических и керамических) может быть преодоление сопротивления движению дислокаций со стороны периодич. потенц. поля кристалл. решётки (т. н. внутр. напряжения $\sigma_{ин}$ Пайерлса — Набарро). Перемещение дислокаций в этом случае из одного положения в другое осуществляется не одновременно по всей её длине, а путём образования перегибов и их движения вдоль дислокации. При термич. активации перемещение дислокаций происходит при σ , меньших чем $\sigma_{ин}$. П. м. с таким механизмом наблюдают при $T < 0,2 T_{пл}$. Величина ΔH для металлов составляет 20–75 кДж/моль, т. е. ϵ замечается с темп-рой незначительно.

При T от 0,2 до 0,5 $T_{пл}$ $\dot{\epsilon}_{уст}$ определяется тем, что скольжение дислокаций тормозится др. дислокациями, к-рые провязывают плоскости скольжения. Пересече-

ние дислокаций также термически активируемый процесс, связанный с образованием ступек на расщеплённых дислокациях (степень расщепления зависит от энергии дефектов уаковки и величины σ , действующих на дислокациях). В этой же области темп-р прелятия скользямо дислокаций могут преодолеваться путём поперечного скольжения. Переход расщеплённых дислокаций с одной плоскости на другую в результате поперечного скольжения также требует термич. активации процесса стяжки дефекта уаковки расщеплённых дислокаций. В изложенных случаях зависимость $\dot{\epsilon}_{уст}$ от σ и T описывается выражением (8), в к-ром актив. объём и предэкспонен. множитель зависят от конкретного атомного механизма возврата. При $T > 0,5 T_{пл}$ скорость П. м. зависит от диффузионных процессов возврата. Если последний осуществляется путём переползания дислокаций от мест, где они застопоены (поля напряжений др. дислокаций и их образований), границы зёрен и пр.), то $\dot{\epsilon}_{уст}$ описывается выражением

$$\dot{\epsilon}_{уст} \approx 100 \left[\frac{v_0 b^3}{4\pi T E M} \right]^{1/2} \exp \left(\frac{\Delta S}{k} \right) \sigma^{4,5} \exp \frac{\Delta H}{kT}. \quad (10)$$

Здесь v — частота колебаний атомов, b — вектор Бюргера дислокаций, M — число источников дислокаций, ΔH — энергия активации ползучести для металлов, к-рая совпадает с энергией активации самодиффузии.

Известны также дислокац. модели, в к-рых процессом, ограничивающим скорость ползучести, является диффузия точечных дефектов от порогов на винтовых дислокациях. Они приводят к зависимости $\dot{\epsilon}_{уст}$ от T и σ в виде (8).

При предплавленных темп-рах и напряжениях $\sigma/E < 10^{-3}$ наблюдают т. н. диффузионную П. м. $\dot{\epsilon}_{диф}$, к-рая описывается выражением вида (9) при $l = 1$. Такая П. м. осуществляется без участия дислокаций и связана с направленным диффузионным переносом атомов в поле градиента приложенных напряжений, что приводит к изменению формы материала. В частности, при одноосном напряжении поликристаллич. материала возникает градиент концентрации вакансий между продольными и поперечными границами зёрен. Поток вакансий отвечает равный по величине и обратный по направлению поток атомов (рис. 2). Эти потоки

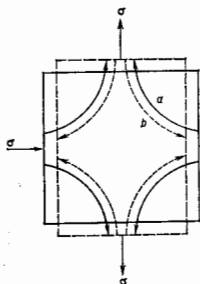


Рис. 2. Схематическое изображение потока атомов и поперечных границ (сплошные стрелки) и встречного потока вакансий в продольных границах (пустырные стрелки) в зёрне, к которому приложены напряжения.

приводят к удлинению зёрна в продольном направлении и сокращению в поперечном. Изменение формы зёрна сопровождается самоогласованным диффузионно-вязким течением по границам зёрен, что обеспечивает сохранение сплошности материала.

Диффузионная П. м. (т. н. Херринга — Набарро — Лифшица ползучесть) имеет пост. скорость и вызывает малую деформацию. Переползание неск. дислокаций в объёме зёрна приводит к более высокой скорости тече-

ния, чем чисто диффузионный механизм П. м. Скорость диффузионной П. м. зависит от темп-ры и напряжений

$$\dot{\epsilon}_{диф} = \frac{32b^3 D \sigma}{\pi^2 k^2 T} = \frac{32b^3 \sigma}{\pi^2 k^2 T} \exp \frac{Q_{диф}}{kT}. \quad (11)$$

Здесь b — межатоное расстояние, d — линейный размер элементов структуры (в частности, зёрен), D и $Q_{диф}$ — коэф. и энергия активации объёмной самодиффузии. Если процесс диффузии осуществляется гл. обр. по границам зёрен и зёрна мелкие, а темп-ры выше предплавленных, но более $0,5 T$, то диффузионная П. м., наз. ползучестью Кобла, определяется диффузией по границам зёрен:

$$\dot{\epsilon} = \frac{150 V \sigma}{d^2 k T} \omega D_{Гр}, \quad (12)$$

где V — атомный объём, ω — эфф. ширина границы, по к-рой идёт диффузия. Диффузионная П. м. — осн. механизм, к-рым осуществляется спекание дисперсных порошков. Этот вид П. м. является аккомодат. механизмом снижения локальных концентраций напряжений, возникающих при ползучести.

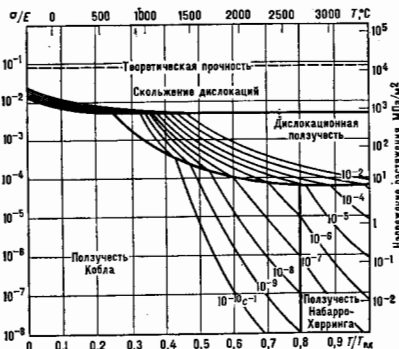


Рис. 3. Карта механизмов деформации при ползучести вольфрама (средняя величина зёрен 10 мкм).

Разнообразие механизмов деформации и зависимость их вклада в общую деформацию от величин T и σ для конкретных материалов наглядно иллюстрируются т. н. картами механизмов деформации (рис. 3), на к-рых проводят кривые, отвечающие пост. скорости ползучести, к-рые определяют экспериментальными или расчётными путями.

Ускоренная ползучесть и разрушение. П. м. на стадии III часто может занимать половину и более общего времени ползучести от нагружения и до разрушения. На ней накапливается значительная (иногда и большая) часть деформации. На стадии III, когда идёт ускоренный процесс П. м., кинетика деформации не описывается единой зависимостью. На нач. атаках, когда скорость $\dot{\epsilon}_{III}$ превышает на 10–20% $\dot{\epsilon}_{уст}$, деформация

$$\dot{\epsilon}'_{III} = \dot{\epsilon}_{уст} t + K t^{1/2}; \quad (13)$$

при больших скоростях $\dot{\epsilon}_{уст}$ величина деформации становится равной:

$$\dot{\epsilon}'_{III} = \dot{\epsilon}_{уст} + N \exp M t. \quad (14)$$

Здесь K , N и M — постоянные, к-рые зависят от материала и увеличиваются при повышении T и σ .

Ускоренную стадию наблюдают и в случае сжатия, когда сечение испытываемого объекта не уменьшается, а увеличивается. Установлено, что коэф. деформации, упрочнения λ на стадии III не изменяется, а остается таким же, как на стадии II. Однако резко изменяется скорость возврата — γ . Для Fe $\tau_{\text{в}} = \text{Рехр}(p)$, где P и p — постоянные, зависящие от материала и режима испытаний. Имеется прямопропорц. связь между изменением скорости возврата и скорости ползучести на стадии III.

Если прервать проведение испытаний II, м. на первом этапе стадии III и провести отжиг, то свойства материала восстанавливаются. При переходе ко второму этапу стадии III II, м. кинетика к-рого описывается выражением (14), происходит необратимая поврежденность материала. Экспериментально для мн. материалов установлено постоянство произведения $\epsilon_{\text{уст}} \cdot t_p = \text{const}$ (t_p — время до разрушения).

Микроструктурные исследования разл. материалов в процессе II, м. выявили многообразные проявления дислокац. скопления (прямолинейные, волнистые, поперечные следы скопления, складки у стыков зерен, полосы сброса). Установлено, что вблизи границ зерен действует большее число систем скольжения, чем в их объеме. Вдоль границ зерен возникают ступеньки, наблюдаются миграция границ, в объеме зерен образуются малоугловые субграницы, приводящие к фрагментации (полигонизации) исходных зерен, выделяется разорезнировка между образованными субзернами. Анализ наблюдаемых изменений микроструктуры показывает, что ползучесть кристаллич. материалов является гл. обр. результатом дислокац. деформации. Термич. возврат также связан с перераспределением и анигиляцией дефектов кристаллич. строения — линейных и точечных.

Стадия III II, м. оканчивается разрывом материала. Разрыв является лишь завершением процесса разрушения, к-рый протекает на всем или почти всем протяжении высокотемпературной П. м. Уже на стадии I обнаруживается образование всплывающих материалов, сопровождаемое уменьшением его плотности. На стадии II на границах зерен выявляются поры и трещины, слияние к-рых друг с другом приводит к окончат. разрушению материала. Зародыши трещин и пор могут быть в материале до начала процесса ползучести либо образоваться в результате деформации. Рост пор осуществляется путем диффузии вакансий к ним, взаимного слияния пор и при несогласованности проскальзывания зерен. Пути повышения сопротивления материалов также же, как для повышения прочности при комнатных темп-рах. Это — упрочнение растворимыми добавками и создание структуры, содержащей дисперсные частицы вторых фаз. Трудностью при создании материалов с высоким сопротивлением II, м. является не получение необходимой структуры и фазового состава материала, а их сохранение при высоких темп-рах длит. время.

Лит.: Физическое металловедение, 3 изд., т. 3, М., 1987, гл. 23; Розенберг В. М., Основы жаропрочности металлических материалов, М., 1978; Ретель В. Р., Слукер А. И., Томашевский Э. Е., Кинетическая природа прочности твердых тел, М., 1974; Зубарев П. В., Жаропрочность фаз внедрения, М., 1985; Чадек И. П., Ползучесть металлических материалов, пер. с чеш., М., 1987.

В. М. Розенберг.

ПОЛИГОНИЗАЦИЯ (от греч. *polygónos* — многоугольный) — перераспределение дислокаций, первоначально расположенных в плоскостях скольжения неакуратно, с образованием более или менее правильных стеков (субграниц), разбивающих кристалл на фрагменты — субзерна. При П. происходит выигрыш энергии из-за упорядочения в расположении дислокаций. Наиб. устойчива и энергетически выгодна конфигурация краевых дислокаций одного знака при их расположении друг над другом в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения (т. е. вертикальная стенка, или граница наклона). Наиб. стабильному распо-

ложению винтовых дислокаций соответствует сетка пересекающихся дислокаций (граница кручения). Для образования таких конфигураций дислокаций необходимо не только их скопление, но и переползание, т. е. диффузия. Поэтому П. протекает (после небольшой пластич. деформации) лишь при достаточно высокой темп-ре. Но скорость переползания зависит не только от скорости притока точечных дефектов к дислокациям, но и от характера их взаимодействия (в частности, от числа порогов и ширины расщепления дислокаций). В связи с этим сложный процесс П. не описывается одной энергией активации.

Процесс П. наглядно демонстрируется при отжиге слетка (чтобы не вызвать рекристаллизации) изогнутого монокристалла (рис. 1). Дислокация разного знака,

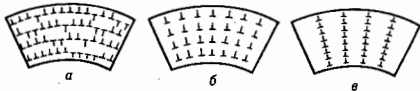


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая распределение дислокаций в кристалле после изгиба и отжига: а — изгиб при низкой температуре; б, в — образование систем субграниц после нагрева.

встречаясь, аннигилируют, а оставшиеся выстраиваются в стенки — субграницы. При этом кристалл разбивается на субзерна, разориентированные друг относительно друга на углы $\theta = b/\lambda$, где b — вектор Бюргерса, λ — расстояние между дислокациями в стенке (рис. 1, б). В процессе дальнейшего отжига происходит (разными путями, в т. ч. скоплением целых групп дислокаций) слияние близкорасположенных субграниц (рис. 1, в). Кол-во субзерен при этом уменьшается, а разориентировка между ними растёт.

П. кристалла может быть обнаружена рентгеновским или металлографич. методом. При П. первоначально выгнутое лауэвское пятно (астеризм) разбивается на ряд отдельных, более мелких и четких пятен. Металлографически П. обнаруживается по расположению микротравления (выходов дислокаций на поверхность кристалла) вдоль субграниц, к-рые при большой плотности дислокаций могут выглядеть как сплошные линии (рис. 2).



Рис. 2. Субструктура, возникшая в результате отжига изогнутого монокристалла кремнистого железа (3,4,5% Si). AA — субграница с большой плотностью дислокаций; BB — субграница с малой плотностью дислокаций. Увеличение 500.

Приложение незначит. нагрузки при отжиге существенно ускоряет процесс П. Закономерности влияния примесей на скорость П. неясны. Прочность полигонизов. кристаллов выше, чем отожженных.

Образование субграниц, аналогичных возникающим при П. в результате отжига после деформации, наблюдается также после весьма незначит. высокотемпературной пластич. деформации монокристаллов, ориентированных так, что возможно скопление только по одной системе параллельных плоскостей. В этом случае образование стеков из дислокаций связано с низким уров-

лем приложенных напряжений, недостаточных для прохождения дислокаций вал (или под) застрявшими дислокациями, лежками в близких и параллельных плоскостях скольжения. В отличие от П. при отжиге, такая П. ваз. механической. Лит.: В о в и к о в И. П., Дефекты кристаллического строения металлов, 3 изд., М., 1983.

ПОЛИКРИСТАЛЛ — агрегат мелких монокристаллов разл. ориентации, наз. кристаллитами, блоками или кристаллами. Зёрнами. Свойства П. обусловлены как самими монокристаллич. зёрнами, их ср. размером (от $1-2 \cdot 10^{-9}$ м до деск. см), ориентацией, так и межзёрнными границами. Если зёрна малы и ориентированы хаотически, то в П. не проявляется анизотропия свойств, характерная для монокристаллов. Если есть преимуществ. ориентация зёрна, то П. является текстурированным и обладает анизотропией (см. Текстура).

Обычно в П. имеется большое кол-во дислокаций и точечных дефектов (вакансий, примесных и межэлементных границ атомов). Диффузия дефектов вдоль межзёрнных границ отличается от диффузии через кристаллич. зёрна. Межзёрнные границы могут служить источниками и «стоками» вакансий, «ловушками» для примесей, местами закрепления дислокаций. Граница раздела 2 зёрна, разориентированных на малый угол, представляет собой «стенку» из параллельных дислокаций.

Межзёрнные границы влияют на механич. свойства П. (см., напр., Пластичность кристаллов), а также на процессы переноса, т. к. на этих границах происходит рассеяние электронов проводимости, фононов. Это особенно существенно при низких темп-рах, когда длины свободного пробега квазичастиц велики.

Наличие межзёрнных границ приводит к тому, что энергия П. выше, чем в монокристалле из тех же частиц, т. е. П. представляет собой метастабильное состояние твёрдого тела. Однако при затверждении вещества, если не принимать спец. мер по наблюдению однородности, то, как правило, образуется именно П., а не монокристалл (см. Кристаллизация). Поэтому большинство твёрдых тел (минералы, металлы, сплавы, керамики и др.) находятся в поликристаллич. состоянии. П. образуются также при спекании кристаллич. порошков. При длит. обжиге металл. П. происходит преимуществ. рост отд. зёрна за счёт других (рекристаллизация), приводящий к образованию крупнозернистых П. или монокристаллов.

П. можно использовать для определения кристаллич. структуры соответствующих монокристаллов: при облучении П. монохроматич. пучком проникающих частиц (рентгеновских квантов, нейтронов) наличие разориентированных монокристаллич. блоков фактически эквивалентно скачиванию по углу и позволяет восстановить обратную решётку монокристалла (см. Деба-Шеррера метод, Рентгенография материалов, Нейтронография структурная).

Лит. см. при ст. Кристаллы.

А. Я. Мейерович.

ПОЛИКРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА (мультикритическая точка) — особая точка на диаграмме состояния физ. системы, допускающей существование нескольких упорядоченных фаз. Разл. виды упорядочения в этих фазах (конфигурационное, ориентационное, магнитное, сверхпроводящее и др.; см. Дальний и ближний порядок) характеризуются многокомпонентным параметром порядка $\{\varphi_i\}$ ($i = 1, \dots, n$). Классификация П. т. зависит от числа термодинамич. параметров состояния, необходимых для описания системы на макроскопич. уровне (см. Равенствие термодинамическое). П. т. возникают и на диаграмме состояния в пространстве параметров гамма-тоннана, характеризующих систему на микроскопич. уровне (см., напр., Ренормализационная группа).

Термодинамич. параметры состояния можно разделять на внутренние $T, \{x_i\}$ (T — темп-ра, x_i — давление P , поляризация \mathcal{P} , намагничённость M , хим.

потенциал μ и т. п.) и сопряжённые им внешние $\{X_i\}$ (X_i — объём V , электрич. поле E , магн. поле H , концентрация c). Условия термодинамич. устойчивости $dF = 0$, $d^2F > 0$ (минимум термодинамич. потенциала F) выделяют на диаграмме состояния области существования тех или иных упорядоченных фаз. Физ. системы условно могут быть разделены на два типа: если в системах 1-го типа отличные от 0 равновесные значения компонент параметра порядка φ_i зависят непосредственно от величин $T, \{X_i\}$, то в системах 2-го типа — ещё и косвенно благодаря взаимоддействию (связи) φ_i с другими («скрытыми») неупорядоченными степенями свободы той же системы. К системам 1-го типа относятся, напр., магнетки, в к-рых магн. упорядочение определяется взаимодействием только в спиновой подсистеме. Для систем 2-го типа существен учётом взаимодействия с решёточной подсистемой (магнитострикция), подсистемой электронов проводимости или примесей (см. Косвенное обменное взаимодействие). Системы 2-го типа характеризуются, как правило, конкурирующими взаимодействиями и допускают неск. видов упорядочения (см., напр., Магнитный фазовый переход, Магнитные сверхпроводники, Ориентационные фазовые переходы, Сегнетоэлектрики, Жидкие кристаллы, Спиновой плотности волны, Спиновое стекло, Магнитные полупроводники).

При изменении величин $T, \{X_i\}$ (или $\{x_i\}$) между упорядоченными фазами могут происходить фазовые переходы (ФП) — спонтанные (по T), индуцированные (по P, E или H) или концентрационные (по c). Равновесие фаз при ФП характеризуется равенством термодинамич. потенциалов; при этом их первые (для ФП 1-го рода) и вторые (для ФП 2-го рода) производные могут иметь разрыв или др. особенности. В простейшем случае спонтанный ФП 2-го рода происходит в изолиров. точке T_c (см. Кюри точка, Неелл точка, Сверхтекучесть, Сверхпроводимость). Если действие обобщённых полей $\{X_i\}$ не устраняет особенности термодинамич. потенциала и его производных, то на диаграмме состояний возникает линия (поверхность) ФП — фазовая граница $T_c(\{X_i\})$.

Классификация. Возможны два вида П. т.: 1) ФП вдоль фазовой границы сохраняет изоморфность (род ФП не меняется), что обычно характерно для систем 1-го типа. П. т. определяется пересечением двух или более фазовых границ; 2) изоморфность ФП вдоль фазовой границы нарушается. П. т. представляет собой особую точку на линии ФП, в к-рой это происходит. Такая ситуация реализуется в осн. в системах 2-го типа. Примером изоморфных линий ФП в случае равновесия двух фаз — упорядоченной (дальний порядок) и неупорядоченной (ближний порядок) — является линия ФП 2-го рода в одноосном ферромагнетике (рис. 1), а для ФП 1-го рода фазовая граница жидк-

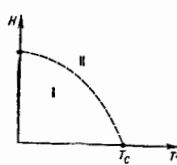


Рис. 1. Фазовая диаграмма одноосного ферромагнетика в магнитном поле H , перпендикулярном оси анизотропии, T_c — точка Кюри.

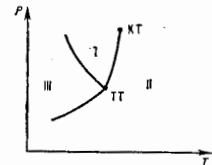


Рис. 2. Фазовая диаграмма системы газ (I) — жидкость (II) — твёрдое тело (III).

кость — тв. тело (рис. 2). Фазовая граница жидкость — газ обладает особенностью: она заканчивается критической точкой, аналогичной точке ФП 2-го рода. В критической точке нарушается изоморфность ФП, поэтому

она — простейший случай П. т. 2-го вида. Полная диаграмма состояния обнаруживает др. особенность: *тройную точку*. Это П. т. 1-го вида, в к-рой пересекаются три фазовые границы и находится в равновесии 3 фазы. В более общем случае *полиморфизма* возможны другие П. т., определяемые пересечением линий ФП между разл. кристаллич. модификациями.

Обозначения и определения некоторых поликритических точек (рис. 2 и 3)

Обозначение	Название и пример	Определение
КТ	Критическая точка. Рис. 2	Точка нарушения изоморфности ФП 1-го рода, эквивалентная ФП 2-го рода.
ТТ	Тройная точка. Рис. 2	Точка пересечения трёх линий ФП 1-го рода.
БКТ	Бикритическая точка. Рис. 3, а, б	Точка пересечения двух линий ФП 2-го рода и одной линии ФП 1-го рода.
ТКТ	Трикритическая точка. Рис. 3, а, б	Точка пересечения трёх линий ФП 2-го рода и одной линии ТТ (точка перехода линии ФП 1-го рода в линию ФП 2-го рода).
ЧКТ	Четырёхкритическая точка. Рис. 3, б	Точка пересечения четырёх линий ФП 2-го рода.
ТЛ	Точка Лифшица. Рис. 3, в	БКТ, для к-рой одна из упорядоченных фаз является несообразной.
ТО	Точка окончания. Рис. 3, в	Точка, в к-рой линия ФП 2-го рода пересекает линию ФП 1-го рода.

При расширении фазового пространства (напр., при добавлении термодинамич. параметра X') фазовая диаграмма может существенно модифицироваться. Фазовая диаграмма с ТКТ принимает вид симметричной фазовой поверхности («крылья бабочки», рис. 4, а); в ТКТ сходятся три линии ФП 2-го рода (это объясняет её назв.). В более общем случае фазовая диаграмма принимает вид, изображённый на рис. 4 (б), где возникают линии ТКТ, КТ, ТО. По-иному выглядят П. т. и при построении фазовой диаграммы в пространстве термодинамич. переменных $\{x_i\}$, T вместо $\{X_i\}$, T . Фазовая диаграмма с ТКТ принимает вид, изображённый на рис. 5, где область III соответствует смешанному (двухфазному) состоянию.

В общем случае в П. т. сходятся более трёх линий ФП, вдоль каждой из к-рых сосуществуют (находятся в термодинамич. равновесии) две фазы. В самой П. т. могут сосуществовать $r \geq 3$ фаз, что вполне согласуется с *Правилом правого фаз*. Согласно этому правилу, число термодинамич. степеней свободы f системы (число независимых переменных, к-рые можно изменять, не нарушая термодинамич. равновесия) должно быть неотрицательным, $f \geq 0$. В общем случае $f = n + 2 + k$, где n — число компонент системы, число 2 отражает кол-во термодинамич. параметров состояния, одинаковых для всех фаз (напр., темп-ра T и давление P), k соответствует наличию др. независимых обобщённых внеш. или внутр. параметров. Т. о., в общем случае $r \leq n + 2 + k$ (напр., для ТТ $n = 1$, $k = 0$, $r \leq 3$, а для ТКТ $k = 1$ и $r \leq 4$).

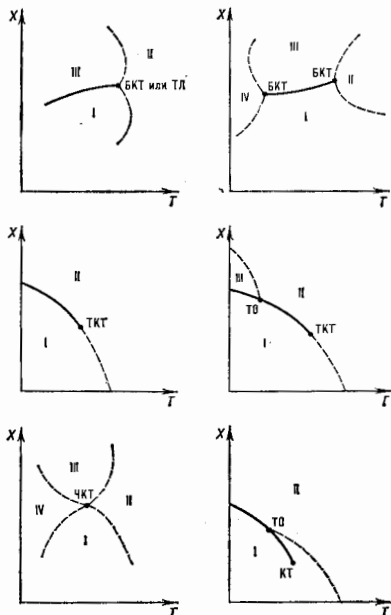


Рис. 3. Фазовые диаграммы ($X-T$) с поликритическими точками. Сплошная линия изобразает линию фазового перехода 1-го рода, штриховая — 2-го рода. Римскими цифрами (I, II, III, IV) обозначены различные фазы, одна из которых (обычно II) полностью неупорядоченна; X — внешний термодинамический параметр.

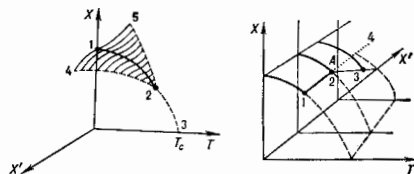


Рис. 4. Поликритические точки на трёхмерных фазовых диаграммах: а — 1—4—2—3 — поверхность фазового перехода 1-го рода, 1—2 — линия тройных точек, б — 1—2 — линия трикритических точек, 2—3 — линия критических точек, 2—4 — линия точек окончания, А — критическая точка 4-го порядка.

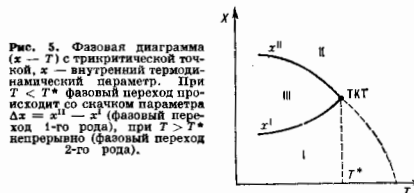


Рис. 5. Фазовая диаграмма ($x-T$) с трикритической точкой, x — внутренний термодинамический параметр. При $T < T^*$ фазовый переход происходит со скачком параметра $\Delta x = x^I - x^II$ (фазовый переход 1-го рода), при $T > T^*$ непрерывно (фазовый переход 2-го рода).

Примеры. Экспериментально изучено достаточно много физ. систем, обнаруживающих П. т. Наиб. известным примером системы с ТКТ является смесь изотопов ^3He — ^4He , для к-рой обобщённой силой X является разность хим. потенциалов этих изотопов, а внутр. параметром x — концентрация изотопа ^3He (фазы I и II — соотв. сверхтекучая и нормальная). Др. примерами может быть сегнетоэлектрик, упорядочение в KN_2PO_4 (X — внутр. элктрич. поле, x — поляризация), структурное упорядочение в соединениях Nb_2Sn , V_2Si (X — одноосное давление, x — компоненты тензора деформации).

В одноосных антиферромагнетиках X — внеш. магн. поле вдоль оси лёгкого намагничивания, x — проекция намагниченности на эту ось. При достаточно сильной аннотропии (FeCl_2 , DyPO_4) имеет место фазовая диаграмма с ТКТ (рис. 3, а). Фаза I — антиферромагнитная, II — цесиферромагнитная (см. *Метамагнетизм*, рис. 1). При слабой аннотропии (MnF_2 , $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) реализуется БКТ (рис. 3, а), фазы: I — антиферромагнитная, II — парамагнитная, III — синг-флоо (см. *Антиферромагнетизм*, рис. 4). В промежуточном случае возможна фазовая диаграмма, изображённая на рис. 3 (б); с ростом аннотропии точка ТО движется в сторону более низких темп-р до тех пор, пока фаза синг-флоо не исчезнет; с уменьшением аннотропии точка ТО движется в сторону более высоких темп-р до слияния с ТКТ, в результате чего возникает БКТ. При наличии дополнительно аннотропии более высокого порядка (K_2MnF_4 , $\text{CoV}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) линия ФП 1-го рода на рис. 3 (а) расщепляется на две линии ФП 2-го рода, и БКТ переходит в ЧКТ (рис. 3, б); аналогичное явление имеет место и при наложении на слабоаннотропный антиферромагнетик наклонного поля, образующего ненулевой угол с осью аннотропии. ТЛ наблюдается при ФП в состоянии волны спиновой плотности в чистом Cr , а также при переходах в магн. модулированные структуры редкоземельных металлов и их соединений (см. *Несоразмерная магнитная структура*).

Феноменологическое описание П. т. возможно в рамках Ландау теории фазовых переходов. В простейшем случае физ. система описывается однокомпонентным веществом (скалярным) параметром порядка q ; как правило, система обладает симметрией относительно замены $q \rightarrow -q$. Тогда уд. термодинамич. потенциала $F(q, \{X_i\})$ ТЛ вблизи точек ФП имеет вид разложения по чётным степеням q :

$$Fq = F_0 + a_2 q^2 / 2 + a_4 q^4 / 4 + a_6 q^6 / 12 + \dots - h q, \quad (1)$$

где $F_0(T, \{X_i\})$ — несингулярная часть термодинамич. потенциала, коэф. $a_{2n} = a_{2n}(T, \{X_i\})$ зависят от темп-ры и параметров $\{X_i\}$, h — внеш. поле, термодинамически сопряжённое q .

Обычная КТ соответствует учёту в (1) членов 2-го и 4-го порядков (модель φ^4) и определяется условиями $h = 0$, $a_2 = 0$, $a_4 > 0$. Выше КТ реализуется высокосимметричная фаза с $q = 0$, ниже — единственная низкосимметричная фаза с ненулевым равновесным значением параметра порядка q_0 , определяемым из условия $\partial F / \partial q = 0$ и равным $q_0^* = -a_2 / a_4$ (условия устойчивости этой фазы $\partial^2 F / \partial q^2 \geq 0$, т. е. $a_2 \leq 0$, $a_4 > 0$). Учёт члена 6-го порядка с $a_6 > 0$ (модель φ^6) приводит к появлению двух различных высокосимметричных фаз с равновесными значениями параметра порядка:

$$\left[q_0^{(1,2)} \right]^2 = -\frac{a_2}{a_4} \left[1 \pm \left(1 - \frac{2a_2 a_6}{a_4^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (2)$$

Условия устойчивости для этих фаз: $a_2 \leq 0$, $a_4 > 0$ (для фазы $\varphi^{(1)}$) и $a_2 < a_2^* / 2a_6$, $a_4 < 0$ (для фазы $\varphi^{(2)}$). Область устойчивости высокосимметричной фазы ($q = 0$), как и в модели φ^4 , определяется условием $a_2 > 0$.

ФП из высокосимметричной фазы $\varphi^{(1)}$ (как и для обычной КТ) происходит при $a_2 = 0$ и является ФП 2-го рода. ФП в др. фазу $\varphi^{(2)}$ происходит при условии $a_2 = 3a_2^* / 8a_6$ и является ФП 1-го рода. Пересечение линий этих ФП определяет ТКТ, к-рая, т. о., описывается условиями $a_2 = a_4 = 0$, $a_6 > 0$ и является единственной на фазовой плоскости $\{X, T\}$. В модели φ^6 при $a_2 = a_4 = a_6 = 0$, $a_6 > 0$ можно получать П. т., в к-рой сходятся линии ТКТ, КТ и ТО (рис. 4, б). Вообще, оставляя в разложении (1) члены до φ^6 включительно, можно получить П. т., называемую КТ порядка k , если положить $a_2 = a_4 = \dots = a_{2k-2} = 0$, $a_{2k} > 0$; тогда обычная КТ является КТ 2-го порядка, а ТКТ — КТ 3-го порядка. В такой П. т. сходятся линии КТ порядка $k-1$ (соответствующие условиям $a_{2(k-1)} < 0$) и линия ФП 1-го рода с условием $a_{2k-2} < 0$. Наличие внеш. поля h делает возможным ТКТ и в модели φ^4 ; при этом линия $h = 0$, $a_2 > 0$ — линия ФП 2-го рода, а линия $h = 0$, $a_2 < 0$ — линия ФП 1-го рода (независимо от знака a_4); пересечение этих линий в точку $h = 0$, $a_2 = 0$ определяет ТКТ.

При двух скалярных компонентах φ_1 и φ_2 разложение (1) содержит дополнит. смешанный член вида $\lambda \varphi_1 \varphi_2$, поэтому при больших λ возникает БКТ, а при малых — ЧКТ. При одном вектором φ_1 и одном скалярном φ_2 параметрах порядка простейший смешанный член имеет вид $\lambda \varphi_1 \varphi_2$, что приводит к эфф. перенормировке веш. поля h и появлению ТКТ. Аналогично возможна перенормировка и др. слагаемых выражения (1) — напр., смена знака a_4 , приводящая к ТКТ в модели φ^4 за счёт исключения «скрытых» степеней свободы с помощью условия термодинамич. равновесия.

Описание ТЛ на основе разложения (1) требует учёта производных q по координатам (градиентов) [напр., в виде $\sigma_1(\nabla^2 q^2) + \sigma_2(q^2 \nabla^2 q)$, $\sigma_2 > 0$]. Такой случай имеет место при описании волн зарядовой плотности, магнитной атомной структуры типа спиновой волны и др. ФП 2-го рода из высокосимметричной фазы $\varphi_0 = 0$ в однородную низкосимметричную фазу $\varphi_0 = \text{const} \neq 0$ происходит при $a_2 = 0$, $\sigma_1 > 0$, а в неоднородную (несоразмерную) низкосимметричную фазу $\varphi_0(r) \sim \exp(ikr)$, здесь $i = \sqrt{-1}$, r — пространственная координата, волновой вектор $|\mathbf{k}_0| = (-\sigma_2 / 2\sigma_1)^{1/2}$ при $a_2 = 0$, $\sigma_2 < 0$. Переход между двумя низкосимметричными фазами является ФП 1-го рода, определяется условиями $a_2 = 0$, $\sigma_1 = 0$. В случае двухкомпонентного параметра порядка (φ_1, φ_2) при учёте градиентных членов чётных степеней $\sigma_1(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)$ становится возможным описание произвольных локальных, или модулированных магн. структур. Учёт линейных градиентных членов (и в вариантах в Лифшица) $\sigma_1(\varphi_1 \nabla^2 \varphi_1 - \varphi_1 \nabla^2 \varphi_2)$ приводит к солитонной картине каскадного перехода в модулиров. фазу (т. н. «чертова лестница»).

Критические показатели. Микроскопич. модели (напр. *Двумерные решёточные модели*) применяются для более точного, чем в теории Ландау, количественного описания П. т. При этом используются критические показатели (индексы), приближённо вычисленные с помощью *эпсилон-разложения* в рамках метода ренормализов. группы. Наличие П. т. означает возникновение неустойчивости фиксиров. точки семейства фазовых траекторий гамiltoniana, что приводит к изменению характера ФП и описывающих его критич. показателей, а также верх. критич. размерности d_c , определяющей применимость теории Ландау. (Уже в рамках теории Ландау критич. показатель β , описывающий температурную зависимость параметра порядка $\beta = 1/4$ для ТКТ.) Изменение d_c (для КТ $d_c = 4$, для ТКТ $d_c = 3$) указывает на малую роль флуктуаций вблизи ТКТ в реальных физ. системах; для КТ порядка

θ значение $d_c = 20/(\theta - 1)$. Для описания поведения термодинамик. величин вблизи обычной КТ (КТ 2-го порядка) достаточно 2 пядков (напр., α и γ — критич. показатели теплотности и восприимчивости), тогда как для КТ порядка θ необходимо θ пядков. Остальные $\theta - 2$ независимых критич. индекса (ψ_i , где $i = 1, 2, \dots, \theta - 2$), появляются у КТ высших порядков. наз. кроссоверными.

В рамках гипотез скейлинга (см. *Масштабная инвариантность*) термодинамик. потенциал вблизи П. т. описывается зависимостью

$$F(T, \{X_i\}) \sim |t|^{2-\alpha} \left\{ \frac{g_i}{|t|^{\psi_i}} \right\},$$

где $t = 1 - T/T_\theta$, T_θ — темп-ра КТ порядка θ , щеловой показатель $\Delta = \beta + \gamma$, g_i — выражается через величину $\{X_i\}$. Величина $g_i = g_i / |t|^{\psi_i}$, как правило, наз. «скейлинговым полем», его роль пренебрежимо мала ($g_i \ll 1$), когда $\psi_i < 0$ или при $\psi_i > 0$ вдали от П. т. Влияние «скейлинговых полей» существенно в переходной области вблизи темп-ры кроссовера T_K , определяемой условием $|1 - T_K/T_\theta| \approx g_i^{1/\psi_i}$, т. е. $g_i \approx 1$. При дальнейшем приближении темп-ры к T_θ ($g_i \gg 1$) происходит кроссовер, т. е. полное изменение критич. поведения термодинамик. величин.

Лит.: Pfeuty P., Toulouse G. Introduction to the renormalization group and to the critical phenomena, L., 1977; Анисимов М. А., Городецкая Е. Е., Запрудский В. М., Фазовые переходы с взаимодействующими параметрами порядка, «УФН», 1981, т. 133, с. 103; Альтгольц А. Multicritical points, в кн. Critical phenomena, ed. by F. J. W. Maue, B., 1983; Исаюмов Ю. А., Сыроматников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984. Ю. Г. Рудой.

ПОЛИМЕРЫ (от греч. polymerés — состоящий из многих частей) — вещества, состоящие из макромолекул, т. е. молекулярных полимерных цепей. В химии полимеры наз. также высокомолекулярными соединениями. Существуют как природные (см. *Полимеры биологические*), так и искусственные, синтетич. П.

Осн. характеристика полимерной цепи — число мономерных звеньев N — наз. степенью полимеризации; молекулярная масса и контурная длина цепи прямо пропорциональны N . Для типичных синтетич. П. N лежит в диапазоне $10^3 - 10^6$; наиб. степень полимеризации имеют биополимеры ДНК, для них N достигает величин $\sim 10^8$ и больше. Вследствие цепного строения молекул и большой их длины ($N \gg 1$) П. приобретает специфич. физ. свойства: а) объединение мономерных звеньев в полимерные цепи лишает их свободы независимого трансляц. движения, т. е. ведёт к реакому уменьшению соответствующей трансляц. энтропии; благодаря этому для П. характерны аномально высокие восприимчивости ко мн. воздействиям (напр., механическим); б) последовательность звеньев в каждой полимерной цепи фиксируется при её синтезе, взаимопересечение цепей при движении макромолекул невозможно (топологический запрет; рис. 1), поэтому для П. характерны долговременная

кроссоич. деталей хим. строения мономерных звеньев и качественно (а часто и количественно) универсальны для П. разл. типа; г) макромолекулярные цепи формируют аннотропные электронные спектры, благодаря этому наряду с обычными диэлектрич. П. существуют также полимерные органические проводники, полупроводники, сверхпроводники и ферромагнетики.

Виды макромолекул. Полимерная цепь — осн. элемент структуры всех макромолекул. Один из примеров макромолекул — однократная одородная линейная цепь. Наряду с линейными существуют разветвлённые макромолекулы, простейшие из к-рых имеют вид гребёнок (рис. 2, а) или звёзд (рис. 2, б). В усло-

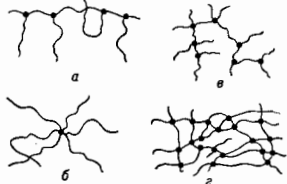


Рис. 2. Типы разветвлённых макромолекул: гребёнообразная (а), звездообразная (б), случайноразветвлённая (в) и сетчатая (г).

виях реального синтеза с участием мультифункциональных групп чаще всего возникают случайноразветвлённые макромолекулы (рис. 2, в); ретикулярная модель такого объекта получила в лит-ре назв. «вуэрушки» (lattice animals). Своего рода предельным случаем разветвлённой макромолекулы является макроскопич. полимерная сетка, или гель (рис. 2, г). Одна такая огромная молекула может быть размером во много сантиметров.

В простейших макромолекулярных цепях все звенья одинаковы — такие цепи наз. гомополимерными; к этому классу относится большинство распространённых синтетич. макромолекул. В гетерополимерных (по хим. терминологии — сополимерных) цепях звенья могут быть нескольких разных сортов. К гетерополимерам относятся полимеры биологические: молекулы ДНК (4 типа звеньев) и белков (20 типов). Другой важный класс гетерополимеров — блоксополимеры, их молекулы состоят из длинных гомополимерных участков (блоков) разных сортов.

Неразветвлённые макромолекулы могут быть кольцевыми. Т. к. участки цепей не могут пересекать (т. е. проходить сквозь) друг друга, достижимые состояния системы кольцевых макромолекул ограничены одним топологич. классом — тем, к-рый сформировался в момент синтеза. Принято говорить, что кольцевые макромолекулы «помнят» свою топологию — тип узла, образованного каждым кольцом, и типы зацеплений колец друг за друга (рис. 3). Система кольцевых макромолекул, сцепленных топологически, но не соединённых химически, наз. катенаем, а если их макроскопическое кол-во — олимпийским гелем.

Особый класс макромолекул составляют те, у к-рых звенья (все или нек-рые) могут нести электрич. заряды (за счёт диссоциации в жидкой среде). Если все заряды звеньев одного знака (и электрострательность обеспечивается взаимодействием с окружающей средой), то макромолекулу наз. полиэлектролитной. Макромолекулу гетерополимерную, включающую звенья с зарядами обоих знаков, наз. полиамфолитной.

Гибкость полимерных цепей. Тепловые флуктуации валентных углов и повороты звеньев макромолекулы вокруг единичных валентных σ -связей (см. *Молекула*) приводят к кривулярному хаотич. изгибанию полимерной цепи в пространстве. Количества характеристич. степеней гибкости полимерной цепи — т. н. п е р-

Рис. 1. К понятию топологического запрета в полимерных системах: прямой переход между состояниями (а) и (б) невозможен.

или даже практически неограниченная (линейная и топологическая) память об условиях синтеза и предыстории относит. движения звеньев; в) макромолекулярные цепи создают дальнействующие корреляции, благодаря этому специфические для П. физ. свойства формируются достаточно большими (по сравнению с атомными) пространственно-временными масштабами, они относительно мало зависят от мн-

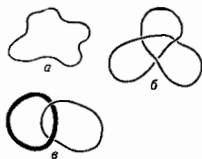


Рис. 3. Топологические типы кольцевых макромолекул: тривиальный узел (а), нетривиальный узел (б), нетривиальное заплетение (в).

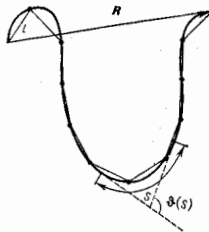


Рис. 4. К определению персистентной длины и эффективного сегмента.

системная длина \bar{l} и эффективный (или куновский) сегмент l . Персистентная длина \bar{l} определяется углом $\theta(s)$ между двумя участками макромолекулы (s — расстояние между ними вдоль цепи):

$$\langle \cos \theta(s) \rangle = \exp(-s/\bar{l}), \quad (1)$$

т. е. с ростом расстояния s усредненный косинус угла $\theta(s)$ экспоненциально убывает, \bar{l} — характерная длина этого убывания. На участке полимерной цепи короче \bar{l} гибкость практически не проявляется, т. е. такой участок является практически жестким [при $s \ll \bar{l}$ угол $\theta(s) \approx 0$]. На участках длиной $s \gg \bar{l}$ память о направлении цепи утрачивается, т. е. такие участки по направлениям статистически независимы [$\langle \cos \theta(s) \rangle \approx 0$], т. е. $\theta(s)$ с равной вероятностью принимает любые значения.

Куновский сегмент l определяется ф-той

$$\langle R^2 \rangle = Ll, \quad (2)$$

где L — полная контурная длина полимерной цепи, $\langle R^2 \rangle$ — среднеквадратичное значение вектора R , соединяющего концы полимерной цепи (рис. 4). Ф-ла (2) показывает, что полимерную цепь можно представить системой свободно сочлененных друг с другом эффективных жестких сегментов длины l , число таких сегментов в цепи равно L/l .

Осп. механизмы гибкости полимерной цепи — персистентный и поворотно-изомерный; первый осуществляется за счёт изгибов деформаций (прям. деформаций валентных углов), второй — за счёт поворотов мономерных звеньев вокруг соединяющих их ковалентных σ -связей. Если механизм гибкости цепи персистентный и угругость её однородно распределена вдоль контура, то $l = 2\bar{l}$, потому что «память» о направлении простирается от данной точки на расстояние \bar{l} в двух направлениях цепи (для др. цепей отношение l/\bar{l} численно также близко к 2).

Поворотно-изомерный механизм гибкости описывается количественно в рамках представления о дискретном наборе поворотно-изомерных состояний каждой связи между звеньями путём сведения к одномерной модели статистической физики (типа *Изинга модели*). Реально существуют как гибкоцепные макромолекулы (рис. 5, а), существенно изгибающиеся на длинах порядка неск. мономерных звеньев (для них $l \sim 1 \div 2$ нм), так и жесткоцепные (рис. 5, б), у к-рых изгибы становятся заметными лишь на значительно больших масштабах (напр. для двойной спирали ДНК $l \approx 100$ нм). Для жесткоцепных макромолекул реальна и такая ситуация, когда полная контурная длина меньше афф. сегмента; в таких макромолекулах

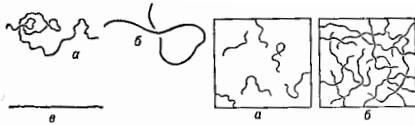


Рис. 5. Гибкоцепная (а), жесткоцепная (б) и стержнеобразная (в) макромолекулы.

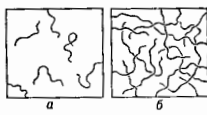


Рис. 6. Сравнительная плотность макромолекул в разбухшем (а) и полурасправленном (б) полимерных растворах.

гибкость почти не проявляется и они выглядят как практически жесткие стержни (рис. 5, б).

Ф-лы (1) и (2) справедливы только для идеальных макромолекул, т. е. таких, в к-рых мономерные звенья взаимодействуют только друг с другом вдоль полимерной цепи и отсутствуют т. н. объёмные взаимодействия (возможно, опосредованные окружающим макромолекулу веществом) между дальними по цепи звеньями, сближающимися при изгибах макромолекулы.

Конформация одиночной полимерной цепи. Конформация идеальной макромолекулы (см. *Конформации молекул*) на масштабе длины, больших l , аналогична траектории случайного броуновского блуждания частицы (рис. 4); сегмент (l) играет в этом случае роль длины свободного пробега частицы. Среднеквадратичное расстояние R между концами такой траектории пропорционально корню квадратному из числа сегментов: $R \propto \sqrt{L(l/l)}$, что соответствует (2). Макромолекула в такой конформации наз. гауссовым клубком (распределение вероятностей расстояния между её концами описывается *Гаусса распределением*).

Конформация реальной макромолекулы существенно зависит от характера объёмных взаимодействий. Если объёмные взаимодействия сводятся к взаимному отталкиванию сближающихся звеньев (или эффекту исключённого объёма — запрету для др. звеньев попадать внутрь данного звена), то макромолекула оказывается в состоянии набухшего клубка с размером R , пропорциональным lN^{ν} , где $\nu \approx 3/5$ — критич. показатель. Набухший клубок является сильнофлуктуирующей системой, его характеристика — показатель ν — обладает свойством универсальности, т. е. не зависит от деталей хим. структуры, подобно критич. показателям *фазового перехода* 2-го рода.

В том случае, когда объёмные взаимодействия определяются в осн. притяжением между звеньями, макромолекула «конденсируется» сама на себя и принимает конформацию т. н. глобулы. В отличие от клубка (гауссова или набухшего), в объёме к-рого ср. концентрация звеньев очень мала и стремится к нулю при $N \rightarrow \infty$, глобула представляет собой более компактную и плотную систему, концентрация звеньев в ней не зависит от N . Однако основное принципиальное качественное различие этих конформаций заключается в характере флуктуац. подвижности их элементов: в клубке радиус корреляции порядка размеров системы, т. е. флуктуации затрагивают весь клубок как целое; в глобуле же он много меньше размера системы, флуктуации имеют локальный характер и происходят в разных частях глобулы независимо.

Внутр. структура полимерной глобулы может быть аналогична структуре любой конденсиров. системы — жидкости, кристаллич. или аморфного твёрдого тела, жидкого или пластического кристалла, однородного или расправленного раствора, стекла и т. п. Фундам. пример П. в глобулярном состоянии — глобулярные белки. При изменении внеш. условий конформация полимерной цепи может меняться от клубковой к глобулярной и обратно, соответствующий переход клубок — глобула является фазовым переходом типа конденсации.

Полимерные растворы. Состояние раствора П. в низкомолекулярном растворителе определяется концентрацией, температурой и составом растворителя. Фундаментальными для таких растворов являются понятия термодинамики, качества растворителя и понятие т. н. θ -точки. Содержание этих понятий связано с характером объемных взаимодействий. В полимерном клубке следствием его высокой плотности доминируют шарные столкновения звеньев. Эти столкновения, как и в теории реальных газов (или растворов), характеризуются т. н. 2-м виральным коэффициентом, в виральном равновесии у-рии состояния. Если 2-й виральный коэф. взаимодействия звеньев в данном растворителе положителен, то растворитель наз. хорошим, если отрицателен — плохим; если он равен нулю, растворитель наз. θ -растворителем. При изменении температуры или состава растворителя его качество для данного П. может меняться. Простой растворитель является хорошим при относительно высокой температуре, плохим — при низкой, θ -растворителем — вблизи определенной температуры (θ -точки и Флорн). В некоторых более сложных системах зависимость качества растворителя от температуры может быть как обращенной, так и немонойтонной, с несколькими θ -точками.

В разбавленном полимерном растворе индивидуальные макромолекулы могут иметь конформации набухших клубков — в хорошем растворителе, гауссовых клубков — вблизи θ -условий, глобул — в плохом растворителе. По мере повышения концентрации полимерного раствора макромолекулы начинают взаимодействовать между собой. В условиях плохого растворителя это приводит к фазовому расслоению раствора (выпадению осадка), причём концентрация разбавленной фазы из-за низкой трансляц. энтропии оказывается чрезвычайно низкой. В хорошем или θ -растворителе ср. концентрация мономерных звеньев внутри отд. клубка очень мала, поэтому при повышении концентрации полимерного раствора перенутывание макромолекулярных цепей происходит уже при весьма малой концентрации П. в растворе (рис. 6). Т. о., для однородных полимерных растворов существует обширная область концентраций, в которой, с одной стороны, цепи сильно перенутываются, а с другой стороны, цепь занимает доля, занимаемая П. в растворе, ещё очень мала; полимерный раствор в этой области концентрации наз. *о д у р а з б а в л е н н ы м*. Существование полуразбавленного режима, режима характерного именно для раствора длинных полимерных цепей.

Разбавленный и полуразбавленный растворы в хорошем растворителе являются сильнофлуктуирующими системами с дальними (создаваемыми цепями) корреляциями, существует количество, аналогия их свойств со свойствами систем (напр., магнитных) вблизи точек фазовых переходов 2-го рода (т. н. аналогия полемер — магнетик). Для описания сильнофлуктуирующих полимерных систем применяются теория флуктуаций и концепция скейлинга (*масштабной инвариантности*), заимствованная из теории критических явлений (см. *Фазовый переход*).

При дальнейшем концентрировании полимерного раствора объёмные взаимодействия становятся всё более существенными. Если кучовский сегмент макромолекулы существенно превышает их толщину, то ещё в полуразбавленном растворе П. эти взаимодействия приводят к фазовому переходу в ориентационно-упорядоченное, т. е. жидкокристаллическое, состояние. Такой полимерный *жидкий кристалл* наз. *диотропным*; он содержит большое кол-во растворителя, и его свойствам проще всего управлять, изменяя состав или кол-во растворителя.

Полимерный раствор, в котором объёмная доля растворителя так мала, что объёмные взаимодействия не сводятся к шарным или тройным столкновениям, а имеют существенно многочастичный характер, наз. концентри-

рованными. В пределе полного отсутствия растворителя получается чистое полимерное вещество.

В фазо-однородном полуразбавленном или концентрированном полимерном растворе или чистом полимерном веществе длинные цепи имеют конформации гауссовых клубков благодаря тому, что объёмные взаимодействия, будучи очень сильными на расстояниях порядка размера одного звена, тем не менее экранируются на больших расстояниях. Причина экранировки, уменьшающей виральный коэф. взаимодействия в N раз, связана с N -кратным уменьшением трансляц. энтропии при объединении звеньев в одну цепь.

Макроскопические фазовые состояния полимерного вещества. Газообразное состояние для полимеров не характерно, необходимо для его реализации давление экспоненциально убывает с длиной цепей. Реально отдельные слабо взаимодействующие друг с другом макромолекулы могут наблюдаться только в разбавленном полимерном растворе. В конденсированных же состояниях (концентрированный полимерный раствор или чистое полимерное вещество), в зависимости от характера и силы взаимодействий звеньев, П. может пребывать в одном из четырёх макроскопических фазовых состояний: вязкотекучем, высокоэластичном, стеклообразном и кристаллическом. Полимерная жидкость в вязкотекучем состоянии наз. также *полимерным расплавом*.

Текучесть такой жидкости обусловлена тем, что она состоит из ковалентно не связанных (т. е. не образующих полимерную сетку) цепных макромолекул; чрезвычайно высокая вязкость полимерного расплава связана с тем, что возможность движения каждой макромолекулы в системе сильноперенутанных цепей очень сильно ограничена запретом на прохождение участков цепей друг сквозь друга. Единств. механизм крупномасштабного движения макромолекул в системе сильноперенутанных цепей — диффузионное проползание макромолекулы вдоль эфф. трубки, создаваемой участками окружающих цепей (т. н. *рептация*; рис. 7).

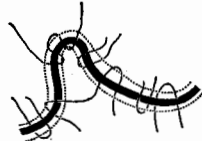


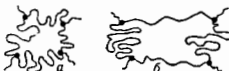
Рис. 7. Эффективная трубка, вдоль которой происходит диффузионное движение типа рептации.

Рептационный механизм движения обуславливает не только большую величину вязкости полимерного расплава, но и присущее ему свойство вакуоупругости: при увеличении частоты внеш. воздействия отклик полимерного расплава меняется от вязкого к упругому, причём частота изменения характера отклика $\sim N^{-3,4}$, т. е. весьма резко падает с ростом N . Особенно медленные рептации для систем разветвлённых макромолекул, где соответствующая частота экспоненциально убывает с ростом N .

Упругое поведение полимерного расплава сходно с поведением высокоэластического полимерного тела. Свойство высокоэластичности состоит в способности тела претерпевать огромные деформации (до мм. сотен процентов) упруго (т. е. с восстановлением исходных размеров и формы после снятия напряжения) при величине зависимости деформации от напряжения. Высокоэластич. состояние характерно для сетчатых П. (полимерных гелей). К ним относятся: полимерная сетка, состоящая из ковалентно соединённых друг с другом линейных полимерных цепей; т. н. физ. гель, в котором межцепные сшивки осуществляются более слабыми, чем ковалентные, связями (водородными, дисоль-дипольными, ионными и т. п., а также густаксия более плотной, напр. кристаллической, фазы и др.).

Природа высокоэластичности П. связана с тем, что участки полимерных цепей между соседними сшивками представляют собой свёрнутые в пространстве клубки (рис. 8, а); весьма значит. деформация тела может осуществляться в результате некоего распрямления цепочек (рис. 8, б).

Рис. 8. Свободная (а) и деформированная (б) полимерные сетки; вытягивание цепей для наглядности сильно преувеличено.



Для мя. П. характерны анизотропия формы сегментов макромолекул и анизотропия объёмных взаимодействий; расславы, концентров. растворы или гели таких П. образуют нематические, холестерические или смектические жидкие кристаллы. Они неаэ. термотропны, потому что управлять появлением или исчезновением жидкокристаллич. структуры и её параметрами проще всего изменением темп-ры.

Стеклообразное состояние П. в целом аналогично состоянию обычных низкомолекулярных стёкол, однако стеклование для П. более типично, чем для обычных низкомолекулярных веществ, т. к. вследствие топологии, ограничивающей релаксац. процессы в П. затормаживаются и П. «замораживаются». Особенно склонны к стеклованию П. из разветвлённых макромолекул. Большинство пластмасс и смол представляют собой полимерные стёкла.

Кристаллич. состояние П. во многом сходно с кристаллич. состоянием низкомолекулярных веществ, однако его образование в П. осложняется из-за большой длины макромолекул, и, как правило, кристаллизующиеся П. образуют лишь частично кристаллич. фазу, в к-рой кристаллич. области разделены обширными аморфными прослойками с перепутанными цепями.

Фазовые расщепления и доменные структуры в полимерах. В плохо растворителе выпадает осадок, т. е. происходит расщепление раствора на концентрированную и разбавленную фазы. Концентрация П. в разбавленной фазе может оказаться чрезвычайно низкой и при недостаточной чувствительности методов регистрации разбавленная фаза предстаёт как практически чистый растворитель. В смесях двух или нескольких разных полимерных веществ, как правило, возникает сегрегация на практически чистые компоненты. П. очень плохо смешиваются друг с другом: из-за низкой трансляц. энтропии цепей даже при слабом отталкивании мономерных звеньев смесь расслаивается на почти чистые фазы.

Особый тип фазового расщепления — микрофазное расщепление, или образование доменной структуры, наблюдается в расплавах или концентров. растворах блоксополимеров с плохо смешивающимися блоками. Истинное расщепление на макроскопич. фазы в такой системе невозможно, т. к. блоки соединены в единые цепи. Блоки из мономерных звеньев одного из сортов образуют поэтому либо шаровые или цилиндрич. домены (мицеллы), либо чередующиеся плоские слои (ламельлы). Аналогичные микродоменные структуры образуют также системы дифильных молекул — полимерных цепей с хим. группой на конце, отталкивающейся от мономерных звеньев (напр., водные растворы фосфолипидов, молекулы к-рых включают гидрофобный полимерный «хвост» и гидрофильную «головку»).

Динамика полимеров. Кроме мелкомасштабных движений звеньев, длинным цепным молекулам присущи движения в масштабе всей цепи. Соответствующее макс. время релаксации растёт с длиной цепи $\sim N^2$, причём значение τ зависит от характера объёмных взаимодействий, от гидродинамики окружающей среды и др., но всегда $1,5 < \tau < 3,5$.

В жидкой среде полимерная глобула и полимерный клубок обладают свойством неперетеккости: коэф. диффузии клубка как целого по порядку величины сов-

падает с коэф. диффузии сплошного шара с тем же радиусом инерции. Типичным механизмом подвижности полимерных цепей в концентров. системах, где существенны топологич. ограничения, являются рептации (рис. 7).

Синтез полимеров. Линейные цепные молекулы образуются в результате процессов полимеризации и (последоват. присоединения мономеров к растущей цепи по схеме $AN + A_1 \rightarrow AN_{21}$) либо поликонденсации и (постепенного обединения участков цепи со свободными валентностями на концах по схеме $AN + AM \rightarrow AN_{2M}$). Рост цепи заканчивается при присоединении к концу макромолекулы одновалентного соединения или (для полимеризации) при исчерпании мономера.

Если при синтезе полимерной цепи присутствуют не только мономеры с двумя функциональными группами (т. е. группами, способными установить валентные связи с др. мономерами), но и соединения с тремя или большим числом таких групп, то в результате получаются разветвлённые макромолекулы (рис. 2). В присутствии мономеров разных сортов получают макромолекулы гетерополимеров.

Получающаяся при синтезе полимерная система называется полидисперсной, т. е. содержит цепочки разных длин; характер полидисперсности определяется т. н. молекулярно-массовым распределением (или распределением по длинам цепей). Системы разветвлённых макромолекул обычно полидисперсны также по степени и характеру разветвлённости. Кроме того, макромолекулярные цепочки гетерополимеров отличаются друг от друга последовательностью расположения звеньев разных типов вдоль цепи (первичными структурами).

Биол. полимеры не обладают полидисперсностью: все однотипные макромолекулы, синтезирующиеся в живой клетке, одинаковы по длине и имеют одинаковую первичную структуру.

Полимерная сетка образуется в результате полимерного синтеза в присутствии би-, три- или мультифункциональных мономеров или при сшивании линейных цепей. В первом случае концентрация мономеров в исходной смеси должна превышать нек-рую величину, наз. порогом гелеобразования, для того чтобы наряду с разветвлёнными макромолекулами конечных размеров, получаемыми при низкой концентрации смеси, в системе возник т. н. бесконечный кластер, т. е. макроскопич. сетка (его возникновение аналогично процессу перколяции). Во втором случае сшивание предварительно синтезированных линейных цепей, находящихся в состоянии полимерного расплава или концентрованного полимерного раствора, может быть осуществлено бивалентными хим. сшивками или ионизирующим облучением. Такой процесс наз. в у л к а и н з а ц и я и й. Первая высокоэластическая резина была получена вулканизацией натурального каучука: сшиванием цепей натурального каучука двухвалентными атомами серы.

Лит.: Флор П. J., Principles of polymer chemistry, Ithaca, 1953; Волькенштейн М. В., Конфигурационная статистика полимерных цепей, М.—Л., 1958; Б р и н т з и я н М. М., П е т з и н О. Б., Конформация макромолекул, М., 1964; Г е н ф о р д Ч., Физическая химия полимеров, пер. с англ., М., 1965; Ф л о р и П., Статистическая механика цепных молекул, пер. с англ., М., 1971; Ж е н П. Ж., де Иди сфинкты в физике полимеров, пер. с англ., М., 1982; Г о с т д и б Ю. И., Д а р и н с к и й А. А., С в е т л о в Ю. Е., Физическая кинетика макромолекул, Л., 1986; Д а ш е в с к и й В. Г., Конформационный анализ макромолекул, М., 1987; Р о з е н б е р г В. А., Степенное полимериз., 1987; Г р о с с б е р г А. Ю., Х о х л о в А. Р., Статистическая физика макромолекул, М., 1989.

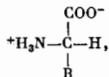
ПОЛИМЕРЫ БИОЛОГИЧЕСКИЕ (биополимеры) — природные макромолекулы, играющие осн. роль в биол. процессах. К П. Б. относятся белки, нуклеиновые кислоты (НК) и полисахариды. П. Б. образуют структурную основу всех живых организмов; все процессы в клетке связаны с взаимодействиями П. Б. между собой

и с др. молекулами. Среди последних важную роль играют липиды, образующие биол. мембраны (см. *Клеточные структуры*). Липиды не являются полимерами, но обладают нек-рыми общими с ними свойствами, в частности способностью образовывать жидкокристаллич. структуры.

П. б. являются высокомолекулярными соединениями (моп. масса 10^3 — 10^{10} а. е. м.), к ним приложимы все закономерности, установленные для др. природных и синтетич. полимеров. Однако особенности хим. строения приводит к появлению у П. б. уникальной пространств. структуры, необычных физ., хим. и биол. свойств. По строению осн. цепи белки и НК однородны, подобно о м о п о л и м е р а м, у к-рых все мономерные звенья цепи идентичны. Но в последовательности боковых групп у П. б. закодирована генетич. информация организма, поэтому П. б. следует отнести к г е т е р о п о л и м е р а м с заданной нерегулярной последовательностью мономерных звеньев. В структуре и свойствах П. б. отражены эти особенности их хим. строения. Пространств. строение П. б. с определ. структурой всей макромолекулы наз. к о н ф о р м а ц и е й; от конформации зависит взаимодействие П. б. с др. молекулами. Наиб. важные биол. ф-ции П. б. также определяются его конформацией и способностью изменять её при разл. взаимодействиях. В большинстве случаев взаимодействия П. б. являются специфическими, т. е. зависят от последовательности мономерных звеньев и локальной структуры (см. также *Биофизика*).

Различают 4 уровня структурной организации П. б. Наиб. отчетливо они выражены у белков. П е р в и ч н а я структура — это хим. строение молекулы. Чаще всего под первичной структурой понимают последовательность мономерных звеньев П. б. В первичную структуру включают хим. связи между цепями и внутри цепей (между отд. звеньями). В т о р и ч н а я структура — спиральное расположение мономерных звеньев в тех или иных участках цепи П. б. Т р е т и ч н а я структура — пространств. структура цепи, включая расположение элементов вторичной структуры и связывающих их участков. Ч е т в е р т и ч н а я структура — расположение отд. цепей (единиц третичной структуры) в образуемом ими комплексе.

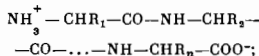
Белки состоят на одной или неск. полипептидных цепей, к-рые соединены между собой хим. или межмолекулярными связями. Полипептидные цепи построены из мономерных звеньев — аминокислотных остатков 20 разл. сортов. Аминокислоты представляют собой орган. (карбоновые) кислоты, содержащие 1 или 2 аминогруппы NH_2 . В нейтральной среде они имеют структуру,



где R — боковая группа, своя для каждой из 20 аминокислот. Аминокислоты являются оптич. L-изомерами (см. *Изомерия молекул*). Число мономерных звеньев, входящих в полипептидные цепи, может изменяться от неск. десятков до неск. тысяч; полипептиды с меньшим числом звеньев наз. о л и г о п е п т и д а м и. Каждый белок имеет определ. размеры (моп. масса $\geq 5 \cdot 10^3$), его индивидуальность определяется последовательностью аминокислотных остатков. По своим ф-циям белки делится на каталитические (ферменты, биол. катализаторы хим. реакций), структурные, транспортные (гемоглобин), рецепторные, регуляторные (гормоны), защитные (антитела) и др. В зависимости от состава выделяют простые белки — п р о т е и н ы, состоящие только из аминокислот, и сложные белки — с о с т о я т е л ь н ы е, в состав к-рых входят с аминокислотами входят углеводы (гликопротеиды),

липиды (липопротеиды), НК (нуклеопротеиды) и т. д. По форме различают глобулярные белки, образующие плотные глобулы, и фибриллярные белки, образующие длинные волокна или слои. Белки участвуют в важнейших генетич. и регуляторных процессах. Нек-рые структурные белки могут образовывать агрегаты в виде волокон, трубочек, оболочек. Иногда один и тот же белок выполняет неск. ф-ций.

П е р в и ч н а я структура. Образование полипептидной цепи с заданной последовательностью аминокислотных остатков происходит в клетке внутри клеточного аппарата — рибосомы. Присоединение каждого последующего звена цепи происходит с выделением молекулы воды. Образующаяся цепь имеет следующую структуру:



поскольку соединение мономеров происходит по принципу «головка к хвосту», цепь имеет определен. направление: слева находится N-конец цепи, справа — C-конец. Аминокислотные остатки цепи в зависимости от вида боковой группы R делятся на неск. типов. К неполярным, плохо растворяющимся в воде относятся аланин, валин, лейцин, изолейцин, фенилаланин, триптофан, тирозин, метионин, глицин и цистеин. Полярные и заряженные аминокислотные остатки обладают хорошей растворимостью в воде. К полярным относятся серин, треонин, аспаргин, пролин и глутамин. Заряжены аспаргиновая и глутаминовая к-ты (отрицательно), лизин и аргинин (положительно). Могут быть заряжеными также цистеин и тистидин. В целом молекула белка несёт положительн. и отрицат. заряды. В первичной структуре белка заключена вся информация, определяющая его пространств. структуру и ф-ции. Определение первичной структуры полипептидной цепи производится путём частичного расщепления её на короткие перекрывающиеся фрагменты с последующим анализом их аминокислотной последовательности, начиная с N-конца. Это удаётся сделать для не слишком длинных последовательностей, поэтому структуру длинных полипептидов находят, комбинируя данные для фрагментов.

Полипептидная цепь обладает гибкостью за счёт вращения вокруг хим. связей, образуемых атомами C (чёрные шарики на рис. 1, вращение изображено стрел-



Рис. 1. Вращение пептидных групп.

ками). Связь между группами CO и NH наз. пептидной. Вращение вокруг пептидной связи затруднено, поэтому атомы N, N, C и O лежат в одной плоскости.

В т о р и ч н а я структура. Благодаря своей гибкости полипептидные цепи способны образовывать упорядоченные структуры со спиральной симметрией. Наиболее распространены α -спирали и β -структуры. α -Спираль представляет собой правую спираль, у к-рой на один виток приходится 3,6 аминокислотных остатка; шаг спирали 5,4 Å, диаметр ~6 Å (без боковых групп). Спираль стабилизируется водородными связями между группами CO и NH разл. мономерных звеньев, отстоящих друг от друга на расстоянии 4 остатков. Водородные связи (пунктир на рис. 2,а) направлены вдоль оси спирали, в целом α -спираль представляет собой довольно жесткую структуру. Не всем аминокислотным остаткам энергетически выгодно образование

α -спирали. Знание соответствующих энергетич. параметров позволяет предсказывать вероятность образования α -спирали в том или ином участке белка. Существуют β -слой двух типов: параллельные и антипараллельные. На рис. 2.6 показана структура антипараллельного β -слоя. Стабилизирующие β -слой водородные

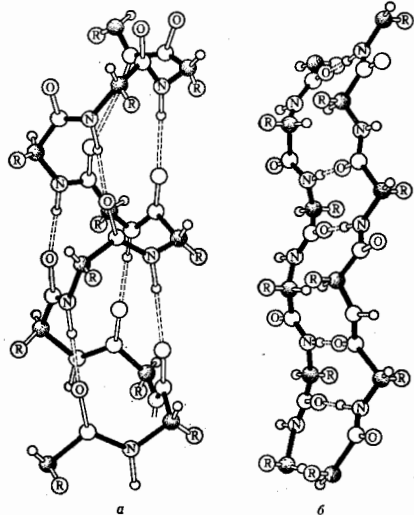


Рис. 2. Вторичная структура белков: а — α -спираль; б — β -структура.

связи между пептидными группами направлены поперёк цепи, а сами цепи вытянуты и образуют складчатую структуру. В белке встречаются также т. н. β -нагибы, обеспечивающие поворот цепи примерно на 180° при образовании водородной связи. Возможны и др. типы спиралей. Все названные вторичные структуры характерны для глобулярных белков. Фибриллярный белок, из к-рого строятся длинные ориентиров. волокна, образует спирали иного вида. Вторичную (и третичную) структуру белка исследуют с помощью рентгеновского структурного анализа, позволяющего определить положение всех атомов в молекуле. Трудности здесь связаны с тем, что не каждый белок можно получить в виде кристаллов необходимого размера. Обычно структура белка в растворе мало отличается от структуры в кристалле, это связано с тем, что кристаллы белка содержат много воды. Однако в целом вопрос о соответствии структуры белка в растворе и в кристалле остаётся открытым. Содержание α - и β -структур сильно различается для разл. белков.

Третичная структура. Большинство глобулярных белков находится в водно-солевой среде. Укладка элементов вторичной структуры при этом такова, что гидрофильные (полярные, заряженные) аминокислотные остатки располагаются в осн. на поверхности глобулы, а неполярные, плохо растворимые в воде (гидрофобные) аминокислотные остатки — во внутр. части глобулы. При этом глобула приобретает уникальную (идентичную для всех молекул данного белка) компактную и стабильную форму.

Чаще всего внутр. часть глобулы образована β -слоями, а наружная — α -спиралями. Установлена закономерность в аминокислотной последовательности в этих α -спиралях: каждое 3-е или 4-е положение вдоль цепи занимают неполярные аминокислотные остатки. При этом на боковой поверхности цилиндра, к-рым можно представить α -спираль, образуется неполярная полоса, параллельная её осн. Именно эта гидрофобная полоса обращена внутрь глобулы и контактирует с её гидрофобной частью.

Исключение составляют мембранные белки, контактирующие с неполярной жирной внутр. частью липидной мембраны. На поверхности белка в этом случае находятся гидрофобные аминокислотные остатки.

Ещё одна важная закономерность пространств. структур белков — доменная структура. Часто единая полипептидная цепь образует не одну глобулу, а неск. компактных областей, расположенных определ. образом в пространстве. Каждая такая область (домен) формируется из α -спиралей, β -слоёв и др. элементов вторичной структуры. В этом случае можно говорить как о третичной структуре таких доменов, так и о третичной структуре белков в целом, понимая под этим взаимное расположение доменов в пространстве. Примером домена, содержащегося во мн. белках, является блок из двух β -слоёв, соединённых между собой α -спиральным сегментом. Доменная структура белков важна для их биол. ф-ций. Вероятно также, что домены — это элементарные белки, на основе к-рых в ходе эволюции возникает разнообразие белковых структур.

Четвертичная структура. В тех случаях, когда глобулярный белок состоит из неск. субъединиц, не связанных между собой хим. связями, говорят о его четвертичной структуре. Связь субъединиц между собой осуществляется гл. обр. за счёт гидрофобных взаимодействий; при этом на контактирующих частях поверхности субъединиц расположены в осн. гидрофобные аминокислотные остатки. Иногда во взаимодействие между субъединицами глобулярных белков дают заметный вклад водородные связи. Др. тип четвертичных структур представляют белки, образующие нити цитоскелета. Цитоскелет заполняет пространство между ядром и внутр. поверхностью клеточной мембраны и выполняет ряд важных ф-ций, определяя форму клетки, её перемещение как целого, размещение и транспорт внутр. компонентов. Известны три типа таких нитей: микрофиламенты, микротрубочки и промежуточные филаменты. Подробно изучены первые два типа. Микрофиламенты собираются из молекул глобулярного белка актина, соединяясь в длинные цепи, образующие двойные спирали. Микротрубочки также собираются из глобулярных молекул белка тубулина и являются важным компонентом митотич. аппарата (аппарата деления) клетки, образующим т. н. митотич. веретено и определяющим распределение генетич. материала между дочерними клетками.

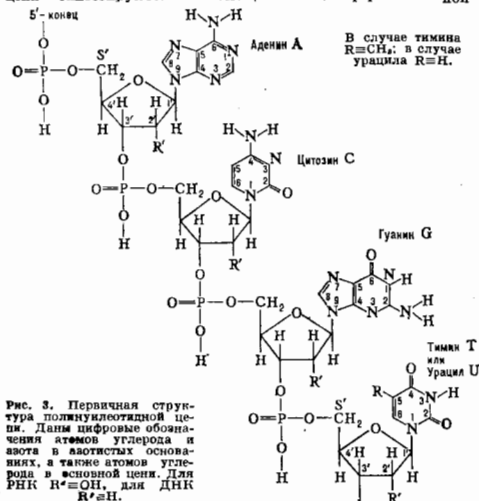
Особый тип структур представляют фибриллярные белки актин и миозин, образующие упорядоченные структуры (саркомеры). Их скопление друг относительно друга составляет основу механизма мышечного сокращения. В сложные пространств. структуры собираются белки оболочек вирусов, бактериофагов и таких структур, как рибосомы, нуклеосомы и др.

Высшие структуры белков — это состояния, обладающие относит. минимумом свободной энергии. Они устойчивы в физиологич. условиях, могут изменяться лишь в определ. пределах. Наиб. устойчива первичная структура белков, остальные легко разрушаются при внеш. воздействиях. Такое разрушение наз. денатурацией и, как правило, приводит к потере биол. свойств.

Нуклеиновые кислоты. Дезоксирибонуклеиновые кислоты (ДНК) и рибонуклеиновые кислоты (РНК) являются полинуклеотидами, т. е. П. б.,

мономерными звеньями k -рых служат нуклеотиды. Нуклеотиды состоят из азотистого основания, остатков фосфорной k -ты и углевода (рибозы или дезоксирибозы). ДНК является хранителем генетич. информации организма, записанной в виде последовательности 4 сортов её мономерных звеньев. Эта информация переносится (транскрибируется) при синтезе иРНК (матричной) РНК (мРНК), а затем с помощью генетич. кода переводится (транслируется) в аминокислотную последовательность белков. Др. виды РНК выполняют роль переносчиков аминокислот (транспортные РНК — тРНК) и составляют структурную основу рибосом (рибосомные РНК — рРНК). Молекулы РНК в нек-рых случаях могут обладать также каталитич. активностью, подобной активности белков-ферментов (т. н. рибозимы).

Первичная структура НК. Полинуклеотидная цепь (рис. 3) состоит из сахарофосфатного остова (в него входит дезоксирибоза в случае ДНК и рибоза в случае РНК), к k -рому присоединены плоские боковые группы — азотистые основания (аденин A , цитозин C , гуанин G и тимин T в случае ДНК; A , C , G и урацил U в случае РНК). В клетке такие цепи синтезируются с помощью спец. ферментов



на матрице — молекула ДНК; существует и процесс синтеза ДНК на РНК-матрице, осуществляемый др. ферментом (обратной транскриптазой). Полинуклеотидная цепь имеет направление, определяемое тем, что 3'-й атом S одного мономера соединяется фосфоэфирной связью с 5'-м атомом S следующего мономера. Каждая мономерная группа цепь ионизована и несёт один отрицат. заряд. Размеры молекул РНК и ДНК изменяются в широких пределах. Транспортные РНК (самые короткие молекулы РНК) состоят из 75—84 нуклеотидов; длин гетерогенных ядерных РНК достигает $2 \cdot 10^6$ нуклеотидов. Короткие ДНК содержат обычно нек. тысяч пар нуклеотидов, но существуют ДНК, k -рые содержат аж 10^6 .

Вторичная структура ДНК. Осн. принцип образования вторичных структур полинуклеотидов — т. н. комплементарное спаривание азотистых оснований.

Оно приводит к образованию двойных и тройных винтовых структур (спиралей), стабилизируемых водородными связями между азотистыми основаниями разных цепей и межкислотостыми взаимодействиями азотистых оснований. Осн. вторичная структура ДНК (B -форма), представляющая собой правую двойную спираль, предложена в 1953 Дж. Уотсоном (J. Watson) и Ф. Криком (F. Crick). В этой структуре две комплементарные цепочки антипараллельны. Против каждого A одной цепи расположено T другой, против G расположено C (в двуцепной РНК A спаривается с U). При этом образуются энергетически выгодные водородные связи: 2 в $A-T$ -паре и 3 в $G-C$ -паре; расстояние между точками присоединения оснований к сахарам оказывается одинаковым для $A-T$ - и $G-C$ -пар (рис. 4). Сахарофосфатные цепи образуют при этом гладкие винтовые линии. Плоскости оснований в B -форме ДНК составляют с осью двойной спирали прямой угол. На виток двойной спирали приходится в натривой соли ДНК при высокой влажности 10 пар оснований. Расстояние между плоскостями соседних пар оснований составляет 3,4 Å , что оптимально для межкислотостых взаимодействий, вносящих наиб. энергетич. вклад в стабильность двойной спирали. В растворе на виток двойной спирали в B -форме приходится 10,5 пары оснований. Диаметр двойной спирали равен примерно 22 Å . B -форма характерна для натривой соли ДНК. При изменении внеш. условий (темпер., ионного состава среды) параметры двойной спирали в B -форме изменяются, поэтому следует говорить о B -семействе структур. К этому семейству относятся и литиевая соль ДНК, т. н. C -форма, в k -рой на виток двойной спирали приходится 9,3 пары оснований, плоскость оснований отклонена на 6° от плоскости, перпендикулярной к оси спирали.

В натривой соли ДНК при относит. влажности ниже 75% происходит кооперативный реакц. переход ДНК из B - в A -форму. A -форма (точнее A -семейство форм) — это также правая двойная спираль, но с др. параметрами, чем у B -формы. Плоскости оснований сильно отклонены от плоскости, перпендикулярной к оси спирали, а сами пары комплементарных оснований смещены от оси двойной спирали к её периферии, поэтому при наблюдении вдоль оси молекула в A -форме представляется полой трубкой. РНК существует только в A -форме, как и гибриды ДНК — РНК. Характерная для двуцепной РНК структура содержит 11 пар оснований на виток двойной спирали, а отклонение плоскости оснований от плоскости, перпендикулярной к оси, составляет 10—14°. B -форма — осн. структура ДНК в живой клетке. ДНК может существовать и в др. форме, в виде Z -спирали. Рентгеноструктурный анализ позволил, как и в случае белков, установить с высоким разрешением

пространств. структуры полинуклеотидов с разл. последовательностями нуклеотидов. Z -форма ДНК, получившая своё назв. в связи с зигзагообразным строением сахарофосфатного остова, представляет собой левую двойную спираль с периодом 44,6 Å , содержащую 12 пар оснований на виток и образованную антипараллельными полинуклеотидными цепями, спарившимися по правилам комплементарности. Повторяющимся звеном в ней является не одна пара нуклеотидов, а две. Набл. легко в Z -форму переходят регулярно чередующиеся последовательности пуриновых и пиримидиновых нуклеотидов. В физиологич. условиях Z -форма в линейных ДНК не наблюдается. Однако в кольцевых молекулах ДНК может происходить переход отд. участков молекулы в Z -форму. На рис. 5 приведены объёмные модели ДНК в B - и Z -формах.

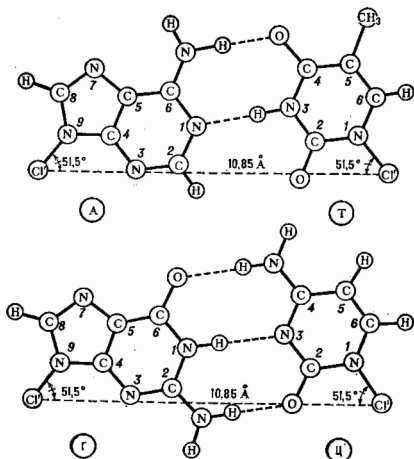


Рис. 4. Уотсон-криковские пары оснований (жирным пунктиром обозначены водородные связи).

Двойная спираль ДНК в *B*-форме является сравнительно жёсткой молекулой. Её макромолекулярные свойства в растворе хорошо описываются моделью гибкого упругого стержня, совершенного теплового движения. Гибкая жёсткость ДНК в *A*-форме больше, чем в *B*-форме, причём она анизотропна: молекула в каждой точке легче изгибается в направлении желобов двойной спирали, чем в перпендикулярном направлении.

Вторичная и третичная структуры РНК. Молекулы РНК встречаются преимущественно в виде одиночных нитей, в которых образуются дуплетные шпильки за счёт спаривания оснований комплементарных участков нити. Одноионитные участки могут образовывать водородные связи с др. одноионитными участками, определяя третичную структуру молекулы. Третичная структура хорошо изучена для молекулы тРНК; если по вторичной структуре тРНК напоминает клеверный лист, то в пространстве она принимает форму буквы Г. Вторичная структура фенилаланиновой тРНК, близкая к *A*-форме, содержит 20 пар оснований, между к-рными образованы 52 водородные связи. Третичная структура содержит ещё неск. дес. таких связей с участием азотистых оснований и сахарофосфатных цепей. Все виды тРНК имеют сходную третичную структуру.

Третичная структура ДНК. В вирусных частях ДНК компактно упакована, однако данные о виде этой упаковки отсутствуют. Лучше известна упаковка ДНК в хромосомах эукариотич. клеток (см. *Клеточные структуры*). ДНК вирусов, бактериофагов, плазмид и бактерий обычно представляют собой кольца, образованные замкнутыми двойными спиральми (каждая из нитей замкнута на себя). Хромосомная ДНК в эукариотич. клетках также образует петли, топологически эквивалентные замкнутым кольцам. Кольцевая ДНК обычно сверхспирализована и образует пространств. сверхвитки, к-рые также можно рассматривать как элементы третичной структуры ДНК. В разл. условиях и в зависимости от последовательности нуклеотидов, ДНК может образовывать и др. виды вторичной и третичной структур (параллельные спирали, тройные и четвертные спирали и др.).

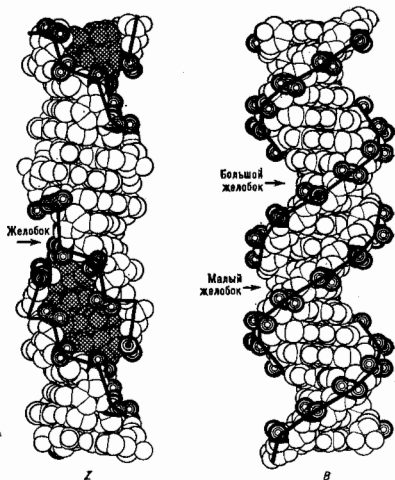


Рис. 5. Объёмные модели ДНК в *B*- и *Z*-формах (жирной линией обозначен сахарофосфатный остов).

Полисахариды являются П. б., построенными из моносахаридных остатков. Примерами линейных гомополисахаридов являются амилоза (составная часть крахмала) и целлюлоза (осн. часть древесины). Мономером амилозы и целлюлозы является глюкоза. Др. пример линейного гомополисахарида — хитин, из к-рого построены панцири насекомых. Мономерным звеном линейного полисахарида может быть и дисахарид. Первичная структура полисахарида, как правило, регулярна, но существуют полисахариды с нерегулярной последовательностью разл. мономерных звеньев. Помимо линейных существуют полисахариды с разветвлённой первичной структурой. Линейные полисахариды образуют жёсткие вторичные структуры (одно-, двух- и трёхнитевые спирали). Более высокие структуры могут быть как волокнистыми, так и гелеобразными. Если однородность полисахаридной цепи нарушена встраиванием др. сахаридов или ветвлениями, полисахариды могут образовывать гибкие волокна или гели. Полисахариды могут образовывать комплексы с белками и липидами, они придают жёсткость и прочность стенкам клеток растений и бактерий. Стенки животной клетки не обладают этими св-вами и содержат в клеточной мембране лишь нек-рое кол-во олигосахаридов (коротких полисахаридов), связанных с белками, т. е. гликопротеидами.

Исследование структуры и свойств П. б. производят разл. физ. и физ.-хим. методами. Сюда относятся рентгеноструктурный анализ и электронная микроскопия, метод ИМР в ЭПР, диффузное рассеяние рентг. лучей, оптич. методы (исследование спектров поглощения, оптич. активности, люминесценции и др.), микрокалориметрия, гидродинамич. методы, хромография, электрофорез, полярография и др. Изучение фотохим. и радиац.-хим. изменений в П. б. служит для исследования их структуры и для исследования механизма действия УФ- и ионизирующего излучения на эти объекты. П. б. являются диэлектриками и полидиэлектритами, поэтому важны измерения диэлект-

рич. поляризации и потерь в широком диапазоне частот. Особый интерес представляет исследование конформ. превращений П. б. в растворе, с этой целью используют спектрофотометрию в УФ-области и измерения кругового дихроизма. В полнпептидах при образовании из беспорядочного клубка упорядоченной спиральной структуры в области длин волн ~ 190 нм наблюдается сильный гипохромный эффект (уменьшение поглощения), пригодный для определения степени спиральности. Ароматические аминокислотные остатки имеют полосы поглощения в области ~ 280 нм, изменяющиеся при изменении окружения (неполярного на полярное), что позволяет судить о расположении и контактах этих остатков в молекуле белка. Межплоскостные взаимодействия в НК обуславливают гипохромный эффект в области ~ 260 нм. Соответственно при разрушении двойной спирали (переход спираль — клубок) наблюдается увеличение поглощения на 40%. Приrost поглощения пропорционален доле нуклеотидов, перешедших из упорядоченной спиральной структуры в неупорядоченный клубок. П. б. обладают оптич. активностью, свойственной всем аминокислотам (кроме глицина) и, соответственно, полнпептидам и белкам. Наб. информативны измерения кругового дихроизма, к-рый зависит от конформации полимера. На рис. 6 приведены кри-

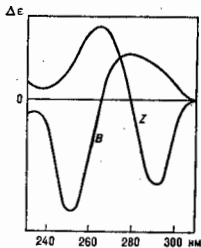


Рис. 6. Спектры кругового дихроизма ДНК в B- и Z-формах.

вые кругового дихроизма для ДНК в B- и Z-формах.

Переходы спираль — клубок в П. б. Полнпептидные цепи, образующие в определ. условиях упорядоченные спиральные структуры, при изменении внеш. условий переходят в состояние неупорядоченного клубка. Эти конформ. переходы наб. детально изучены на синтетич. гомогенных полнпептидах. Переход α -спираль — клубок носит кооперативный характер и характеризует сравнительно узким интервалом перехода. Кооперативность перехода обусловлена невыгодностью объединения из спиральной структуры (плавания) коротких участков, т. к. при этом затрачивается значит. энергия на разрыв водородных связей, а выигрыш в энтропии за счет появления подвижности пептидных звеньев мал. При плавлении длинных участков спирала возможна компенсация энергетич. затрат. Процесс денатурации белков при изменении внеш. условий включает в себя и переход спираль — клубок, но обычно процесс является многостадийным. Отд. стадии могут носить кооперативный характер. Изучение промежуточных стадий и кинетики прямого и обратного процессов (ренатурации) является источником сведений о самоорганизации высших структур белковых глобул. Двойная спираль ДНК может разрушаться при изменении внеш. условий, молекула при этом переходит в состояние одного или двух беспорядочных клубков (при полном разделении нитей). Этот переход, также как, переходом спираль — клубок или внутримолекулярным плавлением, изучен экспериментально и теоретически для B-форм ДНК. Переход спираль — клубок рассматривают на основе одномерной *Изинга модели*.

В рамках модели объясняются все наблюдения на опыте закономерности перехода в ДНК. Переход спираль — клубок в ДНК аналогичен фазовому переходу 1-го рода, но не является истинным фазовым переходом, т. к. молекулу можно рассматривать как одномерную систему. Интервал перехода (напр., интервал темп-р перехода) конечен. В этом интервале молекула разбивается на чередующиеся спиральные и клубкообразные участки. Т. к. локальное или полное разделение нитей двойной спирали ДНК происходит при мн. генетич. процессах в клетке, причём в этом процессе участвуют др. молекулы, взаимодействующие с ДНК, теория перехода спираль — клубок, включающая вопрос о влиянии др. молекул (теория скрепок), важна для понимания механизма функционирования ДНК.

ДНК в клетке обладает отриц. сверхспиральностью и за счёт её, т. е. двойная спираль в ней несколько раскручена (в колцевых ДНК при этом двойная спираль образует витки сверхспирали). В клетке есть система ферментов (топизомераз), изменяющих сверхспиральность. Широко распространена лишь отриц. сверхспиральность. Сверхспиральная ДНК обладает повыш. энергией; топизомеразы расходуют энергию на создание сверхспиральности. Мерой сверхспиральности является плотность сверхвитков (число сверхвитков, приходится на один виток двойной спирали). Величина σ отрицательна, ниже подразумевается её абс. значение. С ростом σ молекула ДНК становится более подвижной, реакционноспособной, увеличивается вероятность нарушения структуры двойной спирали (локальных её раскрутий), в отд. областях молекулы при достаточном большом значении σ возникают альтернативные (т. е. отличные от B-формы) структуры — крестообразные структуры, Z- и H-формы и др. Все эти структуры не образуются в линейной ДНК в стандартных условиях. Энергия, необходимая для их образования, черпается из энергии сверхспиральности. Для исследования альтернативных структур ДНК и определения их энергетич. параметров используют эксперимент, анализируемые с помощью топологич. теории. Топологич. ограничения, накладываемые кольцевым замкнутым строением, приводят к др. изменениям структуры и физ. свойств молекул ДНК. Исследование влияния топологич. эффектов на строение и свойства ДНК и её биол. ф-ции, на регуляцию генетич. процессов является одной из задач молекулярной биологии.

Лит.: А. К. Ерман Ю., Винофина, пер. с англ., М., 1964; Физические методы исследования белков и нуклеиновых кислот, М., 1967; Велезов А. А., Дыхие А. М., Франк-Каменецкий М. Д., Переход спираль — клубок в ДНК, «УФН», 1971, т. 105, в. 3, с. 478; В. Ю. Ермаков Л. А., Проблем биологической физики, 2 изд., М., 1977; Шабарова З. А., Богданов А. А. Химия нуклеиновых кислот и их компонентов, М., 1978; Давуркин Ю. С., Молекулярное плавление ДНК и эффект тонких структурных изменений в «Молекулярная физика», 1977, т. 11, в. 8, с. 1311; Волынский И. М., Винофина, 2 изд., М., 1988; Франк-Каменецкий М. Д., Вологодский А. В., Топологические аспекты физики полимеров: теория и её биологические приложения, «УФН», 1981, т. 134, в. 4, с. 641; Квитко Ч., Шиммель П., Биофизическая химия, пер. с англ., т. 1—3, М., 1984—85; «В мире науки», 1985, в. 12 (тематич. вып.); Молекулярная биология клетки, пер. с англ., т. 1—3, М., 1986—87; В. Лотоскин В. А., В. Топология и физические свойства кольцевых ДНК, М., 1988. Ю. С. Давуркин.

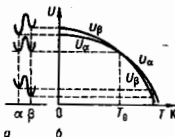
ПОЛИМОРФИЗМ (от греч. polymorphos — многообразный), способность нек-рых веществ существовать в состояниях с разл. атомно-кристаллич. структурой (см. Кристаллография). Каждое из таких состояний (термодинамич. фаз), называемое полиморфной модификацией, устойчиво при опред. внеш. условиях (темп-ре и давлении). Различие в структуре обуславливает различие в свойствах полиморфных модификаций данного вещества. П. открыт в 1822 нем. учёным Э. Митчерlichem (E. Mitscherlich). Им обладают нек-рые простые вещества (аллотропия) и мн. хим. соединения. Так, две модификации углерода — кубическая (алмаз) и гексагональная (графит) — резко различаются по физ. свойствам. Белое олово, имеющее

тетрагональную объёмноцентрир. кристаллич. решётку, — пластичный металл, а серое олово (низкотемпературная модификация) с алмазоподобной тетрагональной решёткой — хрупкий полупроводник. Некоторые вещества, напр. сера, кремнезём, вода, имеют больше чем две полиморфные модификации. II. наблюдается и у жидких кристаллов.

Области устойчивости полиморфных модификаций и точки перехода между ними определяются фазовыми диаграммами равновесия, расчёт к-рых основан на вычислении термодинамич. характеристик, а также спектра колебаний кристаллической решётки для разл. модификаций.

Структура кристаллич. решётки при $T = 0$ К определяется минимумом внутр. энергии \mathcal{E} системы частей. При $T > 0$ К структура определяется минимумом свободной энергии U , куда, кроме \mathcal{E} , входит энтропийный член TS , связанный с тепловыми колебаниями атомов: $U = \mathcal{E} - TS$, где S — энтропия. Для устойчивой низкотемпературной α -фазы зависимость $U(T)$ имеет вид, показанный на рис. Любой др. способ улавливания тех же атомов в кристалле (β -фаза) имеет при $T = 0$ $KU_{\beta} < U_{\alpha}$. Это означает, что β -фаза неустойчи-

Изменение свободной энергии U кристалла при изменении взаимного расположения виа атомов. Минимумы U соответствуют двум кристаллическим модификациям α и β (а); зависимость U от температуры (б).



ва при низких темп-рах. Однако из-за иного характера тепловых колебаний атомов кривая $U(T)$ идет более полого, в точке T_0 она пересекается с кривой U_{β} , а далее идет ниже. Это означает, что при $T < T_0$ устойчива α -фаза, при $T > T_0$ устойчива β -фаза, и точка T_0 является точкой равновесия фаз.

Фазовый переход I-го рода менее стабильной модификации в более стабильную связан с преодолением энергетич. барьера, к-рый существенно меньше, если превращение происходит постепенно, путем зародка и последоват. роста в ней областей новой фазы. Барьер преодолевается за счёт тепловых флуктуаций; поэтому, если вероятность флуктуаций мала, менее устойчивая фаза может длит. время существовать в метастабильном состоянии. Напр., алмаз, области стабильности к-рого соответствуют $T > 1500$ К и давление $p = 10^8$ Па, тем не менее может существовать неограниченно долго при атм. давлении и комнатной темп-ре, не превращаясь в стабильный при этих условиях графит. В др. веществах, напр. в *светоэлектрокристаллах* и *сегнетоэлектриках*, наоборот, разл. модификации легко и обратимо переходят друг в друга при изменении темп-ры, давления и др., претерпевая при этом структурные и фазовые переходы. В окрестности точек таких переходов фаз. свойства вещества обычно экстремальны.

Частный случай II. — о л д и т и к а м, к-рый наблюдается в некр-рых кристаллах со сложной структурой (глинистые минералы кремния, карбид кремния и др.). Полигишые модификации построены из одинаковых слоёв или слоистых «пакетов» атомов и различаются способом и периодичностью наложения таких пакетов.

Полиморфные превращения могут сопровождаться изменением характера хим. связи и свойств. Напр., при высоких давлениях в некр-рых полупроводниках (Ge, Si) перекрыты и перестройка внеш. электронных оболочек атомов приводит к металлч. модификации. При давлении $2 \cdot 10^{11}$ Па возможно возникновение *металлического водорода*, при $5 \cdot 10^{10}$ Па — металлч. Al, Xe.

Лит.: Крамер А., Крайня П. П., Полиморфизм и подлинный и кристаллич. пер. с англ., М., 1980; Крайня П. Д., Теория превращений в металлах и сплавах, пер. с англ., ч. 1, М., 1978; Умывский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978. А. Л. Ройтштерд. ПОЛИНОМИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ (от греч. poly — многочисленный и лат. locus — имя) (мультиномиальное распределение) — совместное распределение k случайных величин ξ_i , принимающих целые

неотрицательные значения r_i , $i = 1, \dots, k$, $\sum_{i=1}^k r_i = N$:

$$P(\xi_1 = r_1, \dots, \xi_k = r_k) = \frac{N!}{r_1! \dots r_k!} p_1^{r_1} \dots p_k^{r_k},$$

где $N \geq k$, $p_i \geq 0$, $\sum_{i=1}^k p_i = 1$. Ср. значения $M(\xi_i) = N p_i$, дисперсия

$$D(\xi_i) = N p_i (1 - p_i), \quad (1)$$

смешанные вторые моменты

$$D(\xi_i, \xi_j) = -N p_i p_j, \quad i \neq j, \quad (2)$$

производящая ф-ция

$$G(z_1, \dots, z_k) = (p_1 + p_2 z_2 + \dots + p_k z_k)^N.$$

II. р. является обобщением *биномиального распределения* на случай более двух возможных исходов эксперимента. Оно определяет вероятность при N независимых испытаниях получить r_i результатов типа i , если p_i — вероятность i -го исхода в одном испытании.

Характерным примером II. р. является распределение чисел событий в k ячейках *гистограмм*. Т. к. полное число событий N в гистограмме фиксировано и $\sum_{i=1}^k r_i = N$, то ранг матрицы вторых моментов $D(\xi_i, \xi_j)$ равен $k - 1$. Когда гистограмма содержит много ячеек и $p_i \ll 1$, часто пользуются приближенными выражениями для (1) и (2):

$$D(\xi_i, \xi_j) \approx N p_i, \quad D(\xi_i, \xi_j) \approx 0, \quad i \neq j.$$

Лит.: Крамер Г., Математические методы статистики, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976. В. П. Жуков.

ПОЛИТРОПА (от греч. poly — многочисленный и tropos — поворот, направление) — линия на термодинамич. диаграмме состояний, изображающая обратимый *политропный процесс*.

ПОЛИТРОПНЫЙ ПРОЦЕСС (политропический процесс) — обратимый термодинамич. процесс при пост. теплоёмкости системы. Линия, изображающая II. п. на термодинамич. диаграмме, наз. политропой. При II. п. кол-во подводимого тепла dQ пропорционально вызываемому тем самым повышению темп-ры dT , следовательно, $dQ = C dT$, где C — теплоёмкость при II. п. Для идеального газа внутр. энергия U пропорциональна темп-ре $C = C_V T$, так что, согласно *первому началу термодинамики*, $C = C_V + P(\partial V / \partial T)_C$, где P — давление, V — объём, C_V — теплоёмкость при пост. объёме. Интегрируя полученное уравнение с учётом уравнения состояния, находим уравнение для политропы идеального газа: $P V^m = \text{const}$ или $T V^{m-1} = \text{const}$, где $m = (C_P - C_V) / (C_V - C)$, C_P — теплоёмкость при пост. давлении. Изменение энтропии при II. п. равно $S_2 - S_1 = C \ln(T_2 / T_1)$, т. к. $C = T(\partial S / \partial T)_C$.

Частные случаи II. п.: *адиабатический процесс*, $C = 0$, $m = \gamma > 1$, где $\gamma = C_P / C_V$ — коэф. Пуассона; *изотермический процесс*, $m = 1$, $C = \infty$; *изобарный процесс*, $m = \infty$, $C = C_P$; *изобарный процесс*, $m = 0$, $C = C_P$.

Для неидеальных газов показател m можно приближенно считать постоянным лишь в некр-ром интервале термодинамич. параметров, поэтому II. п. в техн. термодинамике лишь приближенно представляет реальные термодинамич. процессы.

Лит.: Жуковский В. С., Термодинамика, М., 1983; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984. Д. Н. Зубарев.

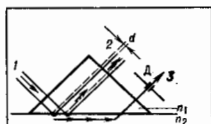
ПОЛНАЯ СИСТЕМА ФУНКЦИЙ — см. в ст. *Ортогональная система функций*.

ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ — отражение эл.-магн. излучения (в частности, света) при его падении на границу двух прозрачных сред с показателем преломления n_1 и n_2 из среды с большим показателем преломления ($n_1 > n_2$) под углом $\varphi \geq \varphi_{\text{Фр}}$ для к-рого $\sin \varphi_{\text{Фр}} = n_2/n_1 = n_{21}$. Наим. угол падения $\varphi_{\text{Фр}}$ при к-ром происходит П. в. о., наз. предельным (критическим) углом полного отражения. Впервые П. в. о. описано И. Кеплером (J. Kepler) в 1600. Поток излучения, падающий при углах $\varphi \geq \varphi_{\text{Фр}}$, испытывает полное отражение от грани раздела, целиком возвращается в среду с n_1 , т. е. коэф. отражения $R = 1$. В оптически менее плотной среде n_2 в области vicinity границы существует конечное значение эл.-магн. поля, однако поток энергии через границу отсутствует, т. к. перпендикулярная поверхности компонента *Пойтинга вектора*, усреднённая во времени, равна нулю. Это означает, что энергия проходит через границу дважды (входит и выходит обратно) и распространяется лишь вдоль поверхности среды в плоскости падения. Глубина проникновения излучения в среду n_2 определяется как расстояние, на к-ром амплитуда эл.-магн. поля в оптически менее плотной среде убывает в e раз. Эта глубина зависит от относит. показателя преломления n_{21} , длины волны λ и угла φ . Вблизи $\varphi_{\text{Фр}}$ глубина проникновения наибольшая, с ростом угла вплоть до 90° плавно сходает до пост. значения.

Поле эл.-магн. излучения в среде n_2 существенно отличается от поля проходящей поперечной волны, т. к. в среде n_2 компонента амплитуды электрич. вектора в направлении распространения волны не равна нулю. Все три компонента x , y , z амплитуды волны имеют конечные значения при всех углах $\varphi > \varphi_{\text{Фр}}$ и в области $\varphi_{\text{Фр}}$ могут значительно превышать по величине нач. значение амплитуды падающей волны (см. *Нарушенное полное внутреннее отражение*).

Процесс распространения эл.-магн. излучения при П. в. о. в случае ограниченных пучков сопровождается

Схема распространения латеральной волны при полном внутреннем отражении вблизи критического угла пучка света с конечным поперечным сечением: 1 — падающий пучок; 2 — геометрически отражённый пучок; 3 — латеральная волна; 4 — диафрагма.



продольным и поперечным смещением падающего пучка. Величина продольного смещения d зависит от состояния поляризации пучка, угла падения φ , величины n_{21} и вблизи $\varphi \approx \varphi_{\text{Фр}}$ равна

$$d_{p,s} = K_{p,s} \frac{n_{21}}{\pi n_1} \frac{\lambda}{(\sin^2 \varphi - n_{21}^2)^{1/2}}.$$

Для излучения, поляризованного в плоскости падения (p -поляризация), $K_p = 1/n_1^2$; для излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости падения (s -поляризация), $K_s = 1$. Величина смещения пучка при П. в. о. коррелирует с глубиной проникновения эл.-магн. излучения в оптически менее плотную среду n_2 . Величина смещения сравнима с глубиной проникновения и по порядку величины близка λ .

При П. в. о. p - и s -компоненты поляризованного излучения испытывают различный по величине сдвиг фаз, поэтому линейно поляризованное излучение после отражения становится эллиптически поляризованным. Разность фаз p - и s -компонент определяется из выражения

$$\tan \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \varphi (\sin^2 \varphi - n_{21}^2)^{1/2}}{\sin^2 \varphi}.$$

Величина δ имеет минимум в области углов $\varphi_{\text{Фр}} \approx 90^\circ$. Подбирая подходящий угол падения и значение n_{21} , можно получить сдвиг фаз, равный $\pi/4$; для двух отражений величина сдвига удваивается. Такой приём используется в поляризах. устройствах (призма — ромб Френеля, см. *Поляризационные приборы*) для преобразования линейно поляризованного излучения в круговое.

Вследствие дифракции, обусловленной конечными размерами падающего пучка, при П. в. о. вряду с рассмотренным продольным смещением пучка наблюдается латеральная (поперечная) волна, распространяющаяся вдоль поверхности, к-рая играет роль своеобразного волновода (рис.). Латеральная волна возникает при угле, превышающем $\varphi_{\text{Фр}}$ всего на $\sim 1'$, и распространяется на расстояние, на неск. порядков превышающее величину продольного смещения регулярной волны, имеющей интенсивность, близкую к единице. Интенсивности I_p и I_s пучков отражённой латеральной волны для p - и s -поляризованного излучения уменьшаются вдоль поверхности пропорционально кубу расстояния, на к-рое произошло смещение волны, и относятся между собой как $1/2 I_p \propto (n_2/n_1)^4$. В опыте с гелиево-лазерным лучом для границы вода — волуд латеральной волна регистрировалась на расстоянии до 7 см. Для расстояния 3 см и $\lambda = 441,8$ нм интенсивность волны составляла $1,6 \cdot 10^{-4}$ от мощности падающего пучка света.

В отличие от селективного отражения металлов, к-рое может быть весьма высоким (но всегда коэф. отражения $R < 1$), при П. в. о. для прозрачных сред $R = 1$ для всех λ и не зависит практически от числа отражений. Следует, однако, отметить, что отражение от механически полированной поверхности из-за рассеяния в поверхностном слое чуть меньше единицы на величину $\sim 2 \cdot 10^{-4}$. Потери на рассеяние при П. в. о. от более совершенных границ раздела, напр. в волоконных световодах, ещё на неск. порядков меньше. Высокая отражат. способность границы в условиях П. в. о. широко используется в *интерфьюальной оптике*, оптич. линиях связи, *световодах* и оптич. призмах. Высокая крутизна коэф. отражения вблизи $\varphi_{\text{Фр}}$ лежит в основе размерит. устройств, предназначенных для определения показателя преломления (см. *Рефрактометр*). Особенности конфигурации эл.-магн. поля в условиях П. в. о., а также свойства латеральной волны используются в физике твёрдого тела для исследования поверхностных возбуждённых колебаний (плазмонов, поляритонов), находят широкое применение в спектроскопич. методах контроля поверхности на основе нарушенного П. в. о., *комбинационного рассеяния света*, *люминисценции* и др. для обнаружения весьма низких значений концентраций молекул и величин поглощения, вплоть до значений безразмерного показателя поглощения $k \geq 10^{-4}$.

Лит.: В р е т о в с к и й Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; К и з е л ь В. А., Отражение света, М., 1973; К а л и т а е в с к и й Н. И., Волноводы, 2 изд., М., 1978.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ — атомы или молекулы газа, лишённые в результате взаимодействия одного или неск. электронов с внеш. оболочкой. Вместе с комплексом др. атомов или молекул П. и. могут образовывать *катионные ионы*. Подробнее см. *Ион, Ионизация*.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — одноосные кристаллы, в к-рых скорость распространения обыкновенного луча больше, чем скорость распространения необыкновенного луча (подробнее см. *Кристаллооптика*).

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ — часть столба люевого разряда между анодом и отрицательными пространственными. В области П. с. электропроводность максимальна, а напряженность элетрич. поля минимальна; объемный заряд отсутствует. Ионизация (прямая или ступенчатая) осуществляется электрощным ударом, а уход заряд. частиц (в радиальном направлении) — в осн. амбипольной диффузией. При значениях параметра pd (p — давление газа, d — диам. разрядной трубки), меньших нек-рого критического, скорость ионизации резко падает, а уход заряд. частиц возрастает настолько, что поддержание существования П. с. становится невозможным. Критич. значение pd сильно зависит от рода газа; так, в гелии оно $\sim 10^8$ торр·см, в парах ртути $\sim 10^4$ торр·см. В П. с. при низких давлениях, когда длина свободного пробега понов $\lambda > d$, осуществляется режим «свободного падения» ионов на стенку. Теория П. с. для такого режима создана И. Ленгмюром (I. Langmuir) и Л. Тонксом (L. Tonks). При давлениях $\sim 10^{-1} \div 10$ торр и $\lambda \ll d$ осуществляется диффузионный режим. Теория П. с. для таких условий создана В. Шоттки (W. Schottky). При дальнейшем повышении p всё большую роль начинают играть объёмные потери заряд. частиц в разл. процессах рекомбинации. С повышением p или тока наблюдается также *контракция анодного разряда*. В П. с. в широком диапазоне условий может возникать иониз. неустойчивость, проявляющаяся в виде *страт.*

Лит. см. при ст. *Люевого разряд.* В. Н. Колесникова.
ПОЛОНИЙ (Polonium), Po, — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 84; первый хим. элемент, открытый по его радиоакт. свойствам (1898, П. и М. Кюри, Р. и М. Сюри). Известны изотопы ^{210}Po — ^{218}Po . Наиб. устойчив ^{209}Po ($T_{1/2} = 102$ года), однако его получение в чистом виде сложно, поэтому для практич. целей применяют ^{210}Po (α -радиоактивен, $T_{1/2} = 138,39$ сут., κ -ий является членом естеств. радиоакт. ряда ^{238}U . Конфигурация веш. электронных оболочек $6s^2 4f^4$. Энергии последоват. ионизации 8,2; 19,4; 27,3; 38; 57,1; 73 эВ соответственно. Металлич. радиус атома Po 0,153 нм, радиус иона Po^{4+} 0,065 нм, Po^{4+} 0,056 нм. Значение электроотрицательности 2,0.

В свободном виде серебристо-белый металл, существует в двух модификациях: α -Po (кубич. кристаллич. структура, постоянная решетки $a = 0,3359$ нм) и β -Po (ромбоэдрич. кристаллич. структура с постоянной $a = 0,3368$ нм и углом $\alpha = 98,08^\circ$); темп-ра перехода $\alpha \leftrightarrow \beta$ 36°C (по др. данным, 54°C), при $18-54^\circ\text{C}$ обе модификации сосуществуют друг с другом. Плотность α -Po 9,20 кг/дм³, β -Po — 9,40 кг/дм³, $t_{\text{пл}} = 246-254^\circ\text{C}$ (по разл. данным), $t_{\text{кип}} = 962^\circ\text{C}$, теплоёмкость $c_p = 24,6$ Дж/моль·К, теплол. плавления 12,5 кДж/моль. Уд. элетрич. сопротивление 0,42 — 0,44 мОм·м (при 0°C), термич. коэф. линейного расширения $20,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (при $180-303 \text{ K}$).

В соединениях проявляет степени окисления -2, +2, +4, +6. С водородом образует летучее соединение. Металлич. П. и его соединения сильно токсичны. ^{210}Po применяют в ампульных источниках нейтронов, а также как источник энергии в атомных батареях.

С. С. Беренсон.

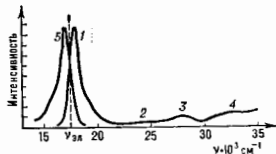
ПОЛОСА ПРОПУСКАНИЯ — область частот, в κ -рой колебания, проходящие через радиотех., акустич., оптич. и др. устройства, имеют свою амплитуду и др. параметры в установленных границах. Для элетрич. цепей в пределах П. п. сопротивление цепи (в зависимости от её типа) близко к своему макс. или мин. значению (напр., параллельно или последовательно включённый колебат. контур). П. п. — важная характеристика резонансных систем, фильтров и др. В радиотехнике принято оценивать ширину П. п. по определ. уровню (обычно $1/\sqrt{2}$) амплитудно-частотной характеристики цепи относительно её макс. значения. П. п.

одиночного контура зависит от потерь энергии в контуре, а в системе контуров (фильтре) определяется степенью связи (обменом энергии) между отд. контурами системы.

С. Ф. Лутман.

ПОЛОСАТЫЕ СПЕКТРЫ — оптич. спектры молекул и кристаллов. Возникают при электронных переходах в молекулах или межзонных переходах в кристаллах. П. с. состоит из широких спектральных полос, положение κ -рых характерно для данного вещества. В спектрах простых молекул электронные полосы распадаются на более или менее узкие колебат. полосы и вращат. линии. Полосы сложных молекул чаще сплошные, лишены дискретной структуры (рис.). Полосы могут уши-

Спектры роданима С и гинерине: 1 — длинноволновая иттенсивная полоса поглощения; 2—4 — полосы поглощения; 5 — полоса люминесценции; $\nu_{\text{вн}}$ — частота чисто адекватного поглощения.



ряться при разл. воздействиях на вещество (напр., доплеровское уширение при росте темп-ры). Исследования П. с. молекул и кристаллов позволяют получать информацию об их строении (см. *Молекулярные спектры*, *Спектры кристаллов*).

ПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ — линии передачи, содержащие проводники в виде одной или неск. полосок, расположенных в воздухе (воздушные П. л., рис. 1, а, б) либо нанесённых на диэлектрик (рис. 1, в — д), наз. подложкой. Иногда в качестве подложки применяют феррит или полупроводник. Воздушные П. л. чаще используют в диапазоне частот 1—100 МГц, а П. л., нанесённые на диэлектрик, — до 100 ГГц. Наиб. распространены П. л., у κ -рых одна поверхность подложки полностью металлизирована (микроросовые линии, рис. 1, е, з). Они обеспечивают простое соединение

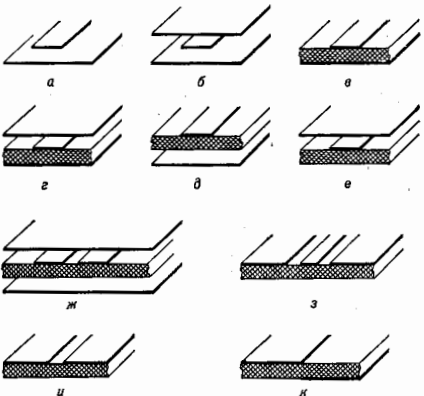


Рис. 1.

активных элементов *интегральныи схем* (ИС) с подложкой через металлизиров. отверстия в ней; применяются вплоть до миллиметрового диапазона волн. В миллиметровом диапазоне чаще используются подвесные (рис. 1, б, ж) и обращённые (рис. 1, е) линии.

Электрич. свойства П. л. характеризуются волновым сопротивлением Z_0 , коэф. замедления n (см. *Замедляющая система*) и коэф. затухания α . Подвешенные и обрамлённые П. л. отличаются от др. П. л. тем, что сторона подложки, противоположная полоскам, не металлизирована; они обладают меньшими потерями энергии в проводниках, чем микрополосковые линии, допускают передачу большей мощности. Волновые сопротивления и коэф. замедления этих линий зависят от расстояний между диэлектриком и экранами, что используют для перестройки устройств на П. л. и для выравнивания скоростей чётных и нечётных волн в связанных линиях (рис. 1, ж). Такое выравнивание необходимо для создания широкополосных направленных ответвителей.

К П. л. относятся копланарная (рис. 1, а) и щелевые (рис. 1, и) линии. Все проводящие полоски этих линий расположены с одной стороны подложки. Поэтому они допускают монтаж активных элементов, в т. ч. соединения с элементной базой, с одной стороны подложки и удобны для создания монолитных ИС. В сочетании с П. л., нанесёнными на др. сторону подложки, они существенно расширяют возможности создания разл. конструкций ИС.

В П. л. могут существовать разл. типы волн, отличающиеся распределением поля и тока по ширине полоски. Их дисперсионные характеристики (сплошные линии) представлены на рис. 2. Осн. тип волны (кривая 0) наз. квази-ТЕМ-волной, поскольку эта волна, как и ТЕМ-волна, может распространяться в диапазоне длин волн $0 < \lambda < \infty$, поперечные компоненты эл.-магн. поля в ней существенно больше, чем продольные (в ТЕМ-волне продольные компоненты поля отсутствуют; см. *Волновой металлический*), а при достаточном больших длинах волн ($\lambda > 16h\sqrt{\epsilon_r}$ и $\lambda > 8W\sqrt{\epsilon_r}$) она описывается *телеграфными уравнениями*. Здесь ϵ и μ — относительные электрич. и магн. проницаемости материала подложки, W — ширина полоски, h — толщина подложки. По мере уменьшения λ (роста частоты) коэф. замедления всех типов волн стремится к величине $\sqrt{\epsilon_r}$, соответствующей волне, к-рая распространяется в среде, имеющей те же параметры, что и подложка П. л. Рост замедления связан с тем, что по мере увеличения частоты ал.-магн. поле сосредоточивается в диэлектрике. Наб. быстрый рост замедления квази-ТЕМ-волны происходит вблизи частот, при к-рых в подложке укладываются четверть волны ($\lambda = 4h\sqrt{\epsilon_r}$), а на ширине полоски — половина ($\lambda = 2W\sqrt{\epsilon_r}$). Квази-ТЕМ-волна полностью определяется погонными вдуктивностью L , ёмкостью C , сопротивлением проводника

R , проводимостью подложки G . Через эти параметры определяются такие величины, как коэф. замедления $n = c\sqrt{LC}$ (здесь c — скорость света в свободном пространстве), волновое сопротивление $Z_0 = \sqrt{L/C}$, затухание $\alpha = 4,34(R/Z_0 + Z_0/G)$. Часто при $\mu = 1$ в области частот, для к-рой справедливы телеграфные уравн., вместо коэф. замедления используют эфф. диэлектрич. проницаемость $\epsilon_{эф} = n^2$, поскольку в этой области $n^2 = c/C_1C_2$, где C_1 — погонная ёмкость П. л. в отсутствие подложки. Дисперсионные характеристики $n(W/\lambda)$ высших типов волн в П. л. близки к дисперсионным характеристикам волн в диэлектрич. волноводе. Эти типы волн используются для создания на основе П. л. высокооборотных резонаторов. Поле в П. л. локализовано вблизи проводящей полоски, если коэф. замедления волн в П. л. (рис. 2, кривые 0, 1, 2) выше, чем в двухслойном волноводе (рис. 2, кривая 3). В противном случае возможно излучение волны колоской, т. е. трансформации волны в П. л. в волну двойной волновода. Излучение возможно также на неоднородностях в П. л. (повороты, разрывы, навесные элементы и т. п.). Область значений n , лежащая выше кривой 3, на область спектра дискретного спектра, а ниже — область непрерывного спектра, поскольку в последнем случае коэф. замедления и длины волн (частоты) могут принимать любые значения.

П. л. отличаются от др. линий передачи малыми габаритами и простой изготовлением; допускают применение планарной технологии (нанесение, фотолитография и т. п.), поэтому удобны для создания ИС как в качестве линий передачи эл.-магн. энергии, так и в качестве элементов СВЧ-устройств (резонаторов, фильтров, линий задержки, направленных ответвителей и др.).

Лит.: Нефедов Е. И., Фвазковский А. Т., Полосковые линии передачи, 2 изд., М., 1980; Справочник по расчёту и конструированию СВЧ полосковых устройств, под ред. В. И. Волынова, М., 1982; Гупта К., Гарднер Р., Чатхав Р., Машинное проектирование СВЧ-устройств, пер. с англ., М., 1987. Р. А. Сильин.

ПОЛОСТЬ РОША — пространственная область, определяющая макс. размеры стационарной вращающейся звезды (одиночной или в двойной системе). Границей П. Р. является т. н. критич. эквипотенциальная поверхность, на к-рой эфф. сила притяжения (см. ниже) обращается в нуль (хотя бы в одной точке). П. Р. названа по имени Э. А. Роша (E. A. Roche), исследовавшего фигуры равновесия тел вращения (1849—51). Большое значение понятие П. Р. приобрело во 2-й пол. 20 в. в связи с задачами экваториального истечения из быстровращающихся одиночных звёзд, а также переноса вещества с одной компоненты на другую в *тесных двойных звёздах* на поздних стадиях их эволюции.

Поверхность стационарной вращающейся звезды совпадает с нек-рой эквипотенциальной поверхностью. Эфф. потенциал Φ на поверхности одиночной вращающейся звезды определяется суммой гравитат. Φ_g и центробежного Φ_c потенциалов. Вращение нарушает сферически-симметричное распределение массы в звезде. Однако для большинства обычных звёзд из-за сильной концентрации вещества к центру обусловленные вращением отличия гравитат. потенциала от сферически-симметричного малы. Поэтому Φ_g на поверхности таких звёзд мало отличается от потенциала точечной массы: $\Phi_g = -GM/R$ (M — масса звезды, R — расстояние от центра звезды). При вращении о нек-рой угл. скоростью ω (не зависящей от координат) центробежный потенциал $\Phi_c = -(\omega^2/2)R^2 \sin^2\theta$ (θ — полярный угол). Т. о., форма стационарной вращающейся звезды (рис. 1) определяется одной из эквипотенциальных поверхностей

$$\Phi(R, \theta) = \frac{GM}{R} - \frac{1}{2}\omega^2 R^2 \sin^2\theta = C.$$

На экваторе критич. эквипотенциальной поверхности ($\theta = 90^\circ$, $R = R_c$) сила притяжения на единицу массы,

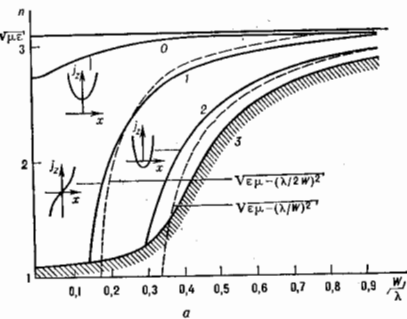
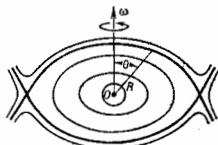


Рис. 2.

вая 0) наз. квази-ТЕМ-волной, поскольку эта волна, как и ТЕМ-волна, может распространяться в диапазоне длин волн $0 < \lambda < \infty$, поперечные компоненты эл.-магн. поля в ней существенно больше, чем продольные (в ТЕМ-волне продольные компоненты поля отсутствуют; см. *Волновой металлический*), а при достаточном больших длинах волн ($\lambda > 16h\sqrt{\epsilon_r}$ и $\lambda > 8W\sqrt{\epsilon_r}$) она описывается *телеграфными уравнениями*. Здесь ϵ и μ — относительные электрич. и магн. проницаемости материала подложки, W — ширина полоски, h — толщина подложки. По мере уменьшения λ (роста частоты) коэф. замедления всех типов волн стремится к величине $\sqrt{\epsilon_r}$, соответствующей волне, к-рая распространяется в среде, имеющей те же параметры, что и подложка П. л. Рост замедления связан с тем, что по мере увеличения частоты ал.-магн. поле сосредоточивается в диэлектрике. Наб. быстрый рост замедления квази-ТЕМ-волны происходит вблизи частот, при к-рых в подложке укладываются четверть волны ($\lambda = 4h\sqrt{\epsilon_r}$), а на ширине полоски — половина ($\lambda = 2W\sqrt{\epsilon_r}$). Квази-ТЕМ-волна полностью определяется погонными вдуктивностью L , ёмкостью C , сопротивлением проводника

рис. 1. Вид сечений эквипотенциальных поверхностей вращающейся одиночной вращающейся звезды плоскостью, проходящей через ось вращения. Критическая эквипотенциальная выделена полужирной линией, O — центр масс звезды.



равная $-GM/R_0^2$, уравновешена центробежной силой $R_0^2 \omega^2$ (т. е. эфф. сила притяжения $F = -\nabla\Phi = 0$), и постоянная $C = -(3/2)GM/R_0$. На полюсе ($\theta = 0$, $R = R_0$), где центробежная сила отсутствует, $GM/R_0 = -(3/2)GM/R_0$. Максимально возможное отношение экваториального R_0^* и полярного R_p^* радиусов звезды, заполняющей П. Р., $R_0^*/R_p^* = 3/2$. С уменьшением размеров звезды (относительно П. Р.) $R_0^*/R_p^* \rightarrow 1$. Угл. скорость вращения стационарной звезды не может превышать величины $\omega_n = (GM/R_0^2)^{1/2}$, иначе у неё начнётся экваториальное истечение вещества. Однако не все звёзды могут быть ускорены к-л. из известных механизмов до $\omega = \omega_n$. Так, в рамках моделей нейтронных звезд со слабой концентрацией массы к центру (с «жестким» ур-нем состояния) устойчивость звезды нарушается при $\omega < \omega_n$.

Появие эквипотенциальных поверхностей и П. Р. можно ввести также и для системы двух звезд, обращающихся вокруг общего центра тяжести по круговым орбитам с пост. угл. скоростью ω . В неинерциальной системе координат, вращающейся с той же угл. скоростью, эфф. потенциал стационарен и определяется суммой гравитацион. потенциалов обеих компонент и центрального потенциала:

$$\Phi(R, \theta, \varphi) = -\frac{GM_1}{R_1(R, \theta, \varphi)} - \frac{GM_2}{R_2(R, \theta, \varphi)} - \frac{1}{2} \omega^2 R^2 \sin^2 \theta,$$

где R_1, R_2 и M_1, M_2 — расстояния от центров и массы звезд R, θ, φ — сферич. координаты (центр системы — в центре масс, ось $\theta = 0$ параллельна ω), предполагается синхронность вращения (угл. скорость вращения звезд равна ω).

Эквипотенциальные поверхности, $\Phi = C$, при больших значениях модуля C ($C = C_1$) состоят из окружающих каждую массу почти концентрич. сфер и одной внеш. поверхности, по форме близкой к круговому цилиндру (рис. 2). С уменьшением $|C|$ размеры экви-

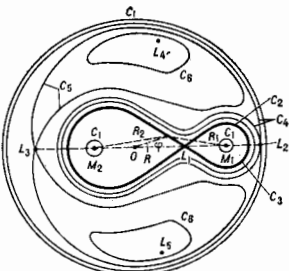


рис. 2. Вид сечений эквипотенциальных поверхностей в двойной системе звезды плоскостью, проходящей через центры масс компонент и ортогональной оси вращения системы. Критическая эквипотенциальная выделена полужирной линией, φ — азимутальный угол, O — центр масс системы. Внешние эквипотенциалы, соответствующие $C = C_2, C_3$, не показаны.

потенциальных поверхностей возрастают, они деформируются, превращаясь в вытянутые навстречу друг другу фигуры, и при нек-ром значении $C = C_4$ имеют место пересечение этих фигур. Точка пересечения (L_1) назв. внутр. либрац. точкой Лагранжа. Эквипотенци-

альная поверхность, проходящая через L_1 , назв. критической и определяет П. Р. каждой из компонент двойной системы. Поверхности звезд должны совпадать с одной из внутр. эквипотенциалей. При выполнении одной из компонент своей П. Р. начнется интенсивное перетекание вещества на соседнюю компоненту.

В зависимости от соотношения между размерами компонент и П. Р. существует классификация двойных звездных систем: разделенные системы, у к-рых обе компоненты находятся внутри П. Р.; полуразделенные системы, у к-рых одна из компонент заполняет свою П. Р.; контактные системы — обе компоненты заполняют свои П. Р. В процессе эволюции звезд одна и та же двойная система может переходить из одного класса в другой.

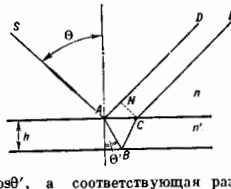
В полуразделенных и контактных системах наблюдаются газовые потоки, движение к-рых определяется структурой эквипотенциальных поверхностей вне П. Р. С дальнейшим уменьшением $|C|$ ($C = C_3$) две внутр. эквипотенциальные поверхности за П. Р. сливаются в одну гантелеподобную фигуру и при нек-ром значении $C = C_4$ наступает пересечение этой фигуры с внеш. эквипотенциальной поверхностью в либрац. точке L_2 , к-рая находится за менее массивной компонентой на линии, соединяющей центры масс звезд. Если вещество газовых потоков обладает достаточной кинетич. энергией, то прежде всего она начнет уходить из системы через окрестности L_2 .

При ещё меньших значениях $|C|$ ($C = C_3$) наступает пересечение эквипотенциальных поверхностей с внеш. стороны более массивной компоненты в точке L_3 , после чего эквипотенциальные поверхности разделяются на две фигуры ($C = C_6$), расположенные «выше» и «ниже» линии, соединяющей центры масс. Наконец, при нек-ром значении C эти фигуры вырождаются в две точки L_4 и L_5 , носители назв. треугольных либрац. точек Лагранжа. При любом отношении масс компонент эти точки образуют с центрами масс звезд равнобедренные треугольники $L_4M_1M_2$ и $L_5M_1M_2$. Положение точек L_1, L_2, L_3 на линии, соединяющей центры компонент, зависит от отношения масс. Все либрац. точки являются точками относ. равновесия, т. е. в них $\nabla\Phi = 0$. L_1, L_4, L_5 — точки неустойчивого равновесия. В линейном приближении равновесие в точках L_4, L_5 устойчиво при условии $27M_1M_2 < (M_1 + M_2)^2$.

В системе двух звезд, обращающихся друг относительно друга по эллиптич. орбитам, гравитац. поле попеременно и стационарные эквипотенциальные поверхности отсутствуют. Макс. размеры звезд здесь ограничены началом истечения вещества под действием переменных приливных сил в момент прохождения периастра.

Лит.: Мультион Ф. Введение в небесную механику. пер. с англ., М., 1936; Матртынов Д. Я. Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979.

ПОЛОСЫ РАВНОГО НАКЛОНА — чередующиеся тёмные и светлые полосы (интерференционные полосы), возникающие при падении света на плоскостранную пластину в результате интерференции лучей, отражённых от верхней и нижней её поверхностей и выходящих параллельно друг другу. Монохроматич. свет с длиной волны λ от точечного источника S (рис.), находящегося в среде с показателем преломления n , падает на пластину толщиной h и с показателем преломления n' ; при отражении луча SA от верхней и нижней грани образуются параллельные луча AD и CE . Оптич. разность хода между такими лучами $\Delta L = n'(AB + BC) - nAN = 2n'h \cos \theta'$, а соответствующая разность фаз $\delta = (2\pi/\lambda)n'h \cos \theta'$. С учётом сдвига фаз на



я при отражении $\delta = (4\pi h/\lambda) \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta} + \pi$, т. е. при постоянстве h и λ разность фаз δ определяется наклоном лучей относительно пластины: при равном наклоне и разность фаз постоянна. Чтобы лучи AD и CE интерферировали, необходимо их совмещение, что достигается для параллельных лучей в бесконечности. Наблюдается они при аккомодации глаз на бесконечность или с помощью линзы, в фокусе к-рой помещают экран. Разность фаз δ не связана с положением источника света: лучи, испущенные соседней точкой источника и отражённые под тем же углом θ , будут иметь ту же разность фаз, а при просеивании на экран попадут в ту же точку. Поэтому при использовании протяжённого источника полосы оказываются столь же отличимыми, как и с точечным источником. Если оптич. ось пучка света нормальна к пластинке ($\theta = 0$), то П. р. н. приобретает вид концентрич. колец, что используется в частности в *интерферометре Фабри — Перо*, полосы на выходе к-рого — пример П. р. н. Благодаря большому отношению $n^2 h^2/\lambda$ у интерферометра Фабри — Перо небольшие изменения λ ведут к большому изменению δ , что позволяет использовать интерферометр Фабри — Перо как спектральный прибор высокой разрешающей силы либо как частотный фильтр в *открытом резонаторе*.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985.

А. П. Газарин.

ПОЛОСЫ РАВНОЙ ТОЛЩИНЫ — интерференц. полосы, наблюдаемые при освещении тонких оптических прозрачных слоёв (плёнок) переменной толщины пучком параллельных лучей и обрисовывающие линии равной *оптической толщины*. П. р. т. возникает, когда интерференц. картина локализована на самой плёнке. Разность хода между параллельными монохроматич. лучами, отражёнными от верхней и нижней поверхностей плёнки (рис.), равна $\Delta L = 2nh \cos \theta$ (n — показатель преломления плёнки, h — её толщина, θ — угол преломления). Учитывая изменение фазы на π при отражении от одной из поверхностей плёнки, получим, что максимумы интенсивности (светлые полосы) возникают при разности хода $\Delta L' = 2nh \cos \theta \pm \lambda/2 = m\lambda$, $m = 0, 1, 2, \dots$ а минимумы (тёмные полосы) — при $\Delta L' = 2nh \cos \theta \pm \lambda/2 = (m + 1/2)\lambda$ (λ — длина волны света, в к-ром происходит наблюдение). Условие параллельности лучей выполняется, если расстояние от источника света до плёнки значительно больше $2h \sin^2 \theta$ — расстояния между точками пересечения интерферирующих лучей с поверхностью плёнки. При достаточно малом зрачке наблюд. прибора это условие выполняется и для протяжённого источника.

Если плёнка идеально одинаковой толщиной, то в любом её месте разность хода ΔL будет одна и та же, условия интерференции будут одинаковыми по всей плёнке, что приведёт к одинаковому по всей площади плёнки оптич. эффекту — ослаблению либо усилению света, а никакие интерференц. полосы не возникнут. На идеальной плоскoпараллельной пластине интерференц. полосы возникают при др. схеме наблюдения (см. *Полосы равного наклона*). Если же толщина плёнки немного меняется от точки к точке, то интерференц. полосы будут располагаться вдоль участков плёнки с одинаковыми разностями хода ΔL , т. е. с одинаковыми значениями толщины плёнки h (что и определило их назв.).

Примером регулярных П. р. т., образующихся в воздушном заворе между двумя сферич. поверхностями или сферой и плоскостью, являются *Ньютона кольца*.

При освещении белым светом разл. толщ. плен. h будут соответствовать разл. λ , для к-рых слой обла-

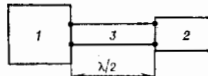
дает наиб. прозрачность и наим. отражат. способность. Это создает при малых h радужную окраску тонких плёнок (мыльных пузырей, масляных и бензиновых пятен).

П. р. т. используют для определения микрорельефа тонких пластинок и плёнок. П. р. т., возникающие в воздушном заворе между пробным стеклом и испытуемой поверхностью, характеризуют отклонение испытуемой поверхности от эталонной. Такие измерения обычно ведутся при наведении света на поверхность, близком к нормальному. При этом условии для тёмной полосы при $\cos \theta = 1$ преобразуется в $h = m\lambda/2$. Т. о., расстояние между соседними тёмными (или светлыми) полосами соответствует изменению толщины зраора на $\lambda/2$, т. е. при наблюдении в видимом свете $\sim 0,3$ мкм.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

А. П. Газарин.

ПОЛУВОЛНОВАЯ ЛИНИЯ — отрезок *линии передачи (волновод)*, двухпроводной линии, коаксиального кабеля), длина к-рого равна целому числу модулей в линии. Если нагрузка 1, частично поглощающая и отражающая падающую волну, подключена к к-л. устройству 2 через П. л. λ (рис.), то коэф. отражения



Полуволовая линия (λ — длина волны в линии).

(см. *Отражение радиоволн*) от входа П. л. $\rho_{\text{вх}}$ в случае пренебрежимо малых потерь в ней в точности равен коэф. отражения ρ , к-рый имела бы нагрузка 1, подключённая к устройству 2 непосредственно. П. л. как бы переносит без изменения свойства нагрузки на нек-рое расстояние. Эта особенность П. л. объясняется тем, что при распространении по ней от входа к выходу и обратно эл.-маг. волна приобретает доплнит. один фаз, равный $2\pi\lambda$, так что комплексные коэф. отражения от входа и от выхода оказываются одинаковыми. П. л. применяется как составной элемент разл. ВЧ- и СВЧ-устройств, антенн и др.

И. В. Иванов.

ПОЛУВОЛНОВОЙ ВИБРАТОР (полуволевой диполь) — простейшая приёмная и передающая антенна, гл. обр. в области *коротких волн* и *ультракоротких волн*. Представляет собой проводящий стержень, длина к-рого близка к половине длины волны излучаемых или принимаемых колебаний. Для связи с генератором или приёмником в ср. части стержня делается разрыв, к к-рому подключается *фидер*. П. в. можно упрощённо рассматривать как четвертьволновый отрезок разомкнутой двухпроводной линии, проводники к-рой разделены на угол 180° (см. *Линии передачи*). При этом в идеальном П. в. (без потерь) ток распределён по длине по закону $I(z) = I_0 \cos z/l$, где l — длина П. в., а I_0 — ток в пучности (в месте подключения питающей линии). Эл.-магн. поле в ближней зоне П. в. распределено так, что преимуществ. излучение или приём имеет место в плоскости xy (перпендикулярной оси П. в. Oz и проходящей через его центр O). Линии электр. поля располагаются в плоскостях, пересекающихся по оси Oz , а линии магн. поля образуют окружности с центрами на оси Oz , лежащие в перпендикулярных плоскостях. *Диаграмма направленности* П. в. представляет собой поверхность тела вращения относительно Oz и описывается в любом аксиальном сечении выражением $G = \cos \theta$, где θ — угол между плоскостью преимуществ. излучения и лучом из центра П. в. *Сопротивление излучения* П. в. равно $\sim 73 \Omega$. Потери, связанные с проводимостью, в П. в. обычно пренебрежимо малы, так что согласованный с фидером П. в. излучает практически всю подводимую энергию,

и его кид весьма высок (более 90%). П. в. применяется обычно как активный доплер, образующий в разл. сочетаниях с системой пассивных доплеров млн. типы антенн с направленным излучением. И. В. Исмаев.

ПОЛУМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ (разбавленные магнитные полупроводники) — полупроводниковые тв. растворы, в к-рых осн. диамагн. кристаллич. решётка содержит нек-рое кол-во парамагн. примесных атомов. Концентрация последних не слишком велика, так что дырь-дырьное взаимодействие между их магн. моментами M мало. При этом расстояние между примесными атомами значительно больше постоянной решётки a , и они, в нек-ром приближении, подобны атомам идеального газа с магн. восприимчивостью χ , подчиняющимся *Кюри закону*. В роли магн. примесных атомов могут выступать атомы *переходных элементов, лантаноидов и актиноидов*, имеющие нескомпенсиров. электронный спин на f - или d -орбиталях (см. *Парамагнетизм*). Обменные эффекты при взаимодействии электронов проводимости или дырок с магн. примесными атомами приводит к возможности магн. фазовых превращений.

Наиб. изучены соединения типа $A^{II}M_xB^{VI}$ и $A^{IV}M_xB^{VI}$ (где A^{II} — Cd, Zn, Hg; A^{IV} — Sn, Pb, Ge; B^{VI} — S, Se, Te; M — Mn, Fe, Eu), имеющие структуру ZnS, вюрцита и NaCl. Магн. ионы в этих П. п. (M) не создают состояний в запрещённой зоне полупроводника (рис. 1) (или вблизи точки вырождения

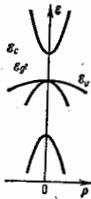


Рис. 1. Зонная диаграмма полупроводника InSb: ϵ_g — ширина запрещённой зоны; ϵ_z — дно зоны проводимости; ϵ_0 — потолок валентной зоны.

зоны проводимости и валентной зоны у *бесцелевых полупроводников*), однако отличие их потенциала от потенциала замещённых ими ионов приводит к изменению электронного спектра [ширины запрещённой зоны ϵ_g (щели), эфф. массы носителей заряда m]. Наиб. исследованы как бесцелевые П. п. ($Hg_{1-x}Mn_xTe$

при $x < 0,07$ и $Hg_{1-x}Mn_xSe$ при $x < 0,06$), так и П. п. с узкой и широкой запрещёнными зонами ($Hg_{1-x}Mn_xTe$ при $x > 0,07$, $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Zn_{1-x}Mn_xSe$). Зависимости ϵ_g от T и x для тв. растворов полупроводников $A^{II}B^{VI}$ хорошо описываются эмпирич. формулами (рис. 2):

$$Hg_{1-x}Mn_xTe \begin{cases} \epsilon_g = -0,305 + 0,55T + 4,4x(10^{-3} \text{ эВ}), \\ \frac{d\epsilon_g}{dT} = 5,5 \cdot 10^{-4} (\text{эВ/К}), \end{cases}$$

$$Hg_{1-x}Mn_xSe \begin{cases} \epsilon_g = -0,27 + 4,4x(эВ), \\ \frac{d\epsilon_g}{dT} = 8,4 \cdot 10^{-4} (\text{эВ/К}). \end{cases}$$

Возможность варьировать в широких пределах состав П. п. (изменяя x) позволяет плавко перестраивать электронную структуру от бесцелевого инверсного спектра до обычного ($\epsilon_g > 0$).

Энергетический спектр зонных носителей заряда. Специфич. свойства П. п. обусловлены обменным взаимодействием валентных носителей заряда с электронами магн. ионов. Гамильтониан этого взаимодействия

$$\mathcal{H}_{обм} = \sum_i \sum_j \hat{S}_i(r - R_j), \quad (1)$$

где \hat{S}_i — спиновые операторы зонных носителей и локализов. магн. моментов, $\int(r - R_j)$ — интеграл *обменного взаимодействия* валентных носителей с электронами магн. ионов (r — пространств. координата); суммирование ведётся по всем углам (R_j), занятым магн. ионами. Т. к. зонные носители взаимодействуют с большим числом локализов. магн. моментов, то \hat{S}_i можно заменить его термодинамич. средним $\langle \hat{S}_i \rangle$, а суммирование по R_j — суммированием по всем углам, умножив сумму в (1) на долю узлов, занятых магн. ионами. При этом энергетич. спектр носителей в П. п. вблизи краёв разрешённых зон (ϵ_g и ϵ_v) можно получить, добавив к гамильтониану, записанному в k -р-приближении $\mathcal{H}_{обм}$. В отсутствие магн. поля $\langle \hat{S}_i \rangle = 0$, $\mathcal{H}_{обм} = 0$ и энергетич. спектр П. п. аналогичен спектру соответствующего обычного полупроводника. В магн. поле энергия обменного взаимодействия $\mathcal{H}_{обм} \neq 0$, что приводит к перестройке энергии. спектра носителей заряда. В полупроводниках с достаточно широкой запрещённой зоной энергетич. интервалы между соседними *Ландау уровнями* (орбитальное квантование энергии носителей) удовлетворяют условию $\hbar\omega_c \ll \mathcal{H}_{обм}$ ($\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота). Тогда можно пренебречь орбитальным квантованием носителей, и обменное взаимодействие приводит лишь к аномально большому спиновому расщеплению зонных состояний. В узкощелевых и бесцелевых полупроводниках ($\hbar\omega_c \gg \mathcal{H}_{обм}$) перестройка спектра значительно сложнее. Возникают особенности квантования Ландау в магн. поле. Напр., могут наступить вырождение и даже инверсия спиновых подуровней, относящихся к равным уровням Ландау. Особенно сильно обменное взаимодействие скажется на положении низшего электронного (ϵ_v) и высшего валентного (ϵ_g) уровней, к-рые при увеличении H могут перекреститься. К такому же эффекту приводит увеличение содержания Mn при фиксированных H и темп-ры T . Так, бесцелевой полупроводник $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при включении магн. поля становится *полуметаллом* (пронсходит перекрестные зоны проводимости и валентной зоны), а при дальнейшем увеличении H в нек-ром поле H_1 он превращается в обычный полупроводник со щелью (рис. 3).

Магнитные свойства П. п. существенно отличаются от свойств *магнитных полупроводников*. Они зависят от концентрации магн. ионов (x) и темп-ры (T). На фазовой диаграмме $x - T$ есть 3 области: парамагнитная, т. е. область спинового стекла и антиферромагнитная (рис. 4). В парамагн. области, к-рая соответст-

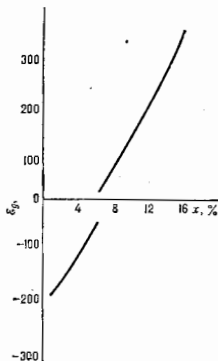


Рис. 2. Зависимость ширины запрещённой зоны ϵ_g (в эВ) у $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (верхняя) и у бесцелевого полупроводника $Hg_{1-x}Mn_xSe$ (нижняя) от содержания Mn .

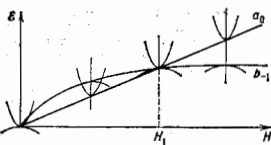


Рис. 3. Зависимость положения верхнего уровня валентной зоны σ и нижнего уровня зоны проводимости b_{-1} от магнитного поля в бесщелевых полупроводниках $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

вует малым x или высоким T , намагнитченность I описывается т. п. ф-цией Бриллюана $B(y)$:

$$I \propto -g_0 \mu_B \left[\frac{MH}{k(T+T_0)} \right], \quad (2)$$

$$B(y) = \frac{2y_0 + 1}{y_0} \operatorname{cth} \left(\frac{2y_0 + 1}{y} \right) - \frac{1}{2y_0} \operatorname{cth} \frac{y}{2y_0}.$$

Здесь y_0 , T_0 — феноменологич. параметры, учитывающие отличие I от намагнитченности идеального парамагнетика, к-рое обусловлено взаимодействием (обычно антиферромагнитным) соседних магн. ионов или более сложных комплексов.

При низких темп-рах и значит. x в П. п. наблюдается переход в фазу *спинового стекла* (напр., в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при $x > 0,17$; рис. 4). В бесщелевых П. п.

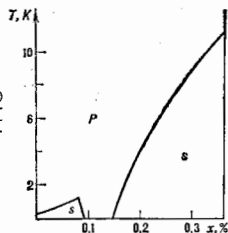


Рис. 4. Фазовая ($T-x$) диаграмма магнитного состояния $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$; P — парамагнитная фаза, S — область спинового стекла.

область синювого стекла может, по-видимому, существовать и при малых x , что связано с косвенным обменным взаимодействием магн. ионов через электроны проводимости. Антиферромагн. фаза обнаружена лишь в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при $x > 0,6$.

Локализационные состояния. Как и обычные полупроводники, П. п. могут быть легированы как донорами, так и акцепторами. Энергии локализованных примесных состояний в П. п. определяются не только кулоновским взаимодействием с потенциалом поля примесного центра, но и обменным взаимодействием с локализованными магнитными моментами, расположенными внутри боровского радиуса примесного центра. Такое локализов. состояние наз. *связанным магнитным полароном*. Вклад обменного взаимодействия в энергию локализов. состояний зависит от концентрации магн. ионов (x), темп-ры (T) и магн. поля (H). В узкощелевых и бесщелевых П. п. зависимость энергии ионизации мелких примесей от H связана также со спецификой квантования зонных состояний (см. выше). Т. о., в П. п. энергия ионизации примесей, а следовательно, и кинетич. явления значительно сильнее зависят от H и T , чем в обычных полупроводниках.

Кинетические явления. Наиб. ярким проявлением роли обменного взаимодействия электронов с локализов. магн. ионами является гигантское отрицат. *магнетосопротивление* $\Delta\rho(H)$, наблюдаемое в узко-

щелевых П. п. r -типа (ρ уменьшается на 5—7 порядков в полях $H \sim 4-5$ Тл). Уменьшение ρ в магн. поле в ряде случаев сопровождается фазовым переходом полупроводник — металл (см. *Переход металл — диэлектрик*). Этот переход обусловлен уменьшением энергии ионизации акцепторных примесей и ростом радиуса волновой ф-ции акцепторных состояний в магн. поле из-за специфики квантования валентной зоны П. п. и разрушения состояний связанного магн. поларона. Др. особенность кинетич. явлений в П. п. — немонотонная зависимость амплитуды осцилляций Шубникова — де Хааса от H и T , обусловленная разл. вкладом обменного взаимодействия в энергию разных спиновых подуровней Ландау (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле).

Оптические свойства. Специфика энергетич. спектра свободных и локализов. состояний носителей заряда в П. п. приводит к особенностям оптич. и магн.-оптич. явлений. В П. п. наблюдается гигантский *Фарадеев эффект* при энергиях фотонов, близких к энергии края фононов. Поглощения (в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ *Верде постоянная* достигает 36000 град/см Тл), сильная зависимость от магн. поля стоксовского сдвига в спектрах комбинационного рассеяния света и расщепления линий поглощения свободных и связанных *экситонов*.

Лит.: Ляпин Я. И., Цыдильковский И. М., Узкощелевые полуметаллические полупроводники, *УФН*, 1985, т. 146, с. 35; Brandt N. B., Moschinskii V. V., Semimagnetic semiconductors, *Adv. Phys.*, 1984, v. 33, № 3, p. 193; Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в бозефермионских газах, *УФН*, 1986, т. 148, в. 3, с. 433. Г. М. Мильков, И. М. Цыдильковский.

ПОЛУМЕТАЛЛЫ — металлы, обладающие аномально малым числом ($10^2 - 10^3$) носителей заряда, приходящихся на один атом вещества. П. обладают всеми свойствами *металлов* при низких темп-рах T (вплоть до температуры носителей заряда, постоянством их концентрации вплоть до темп-р $T = 0$ К, характерном электропроводности). С др. стороны, ряд свойств П. делает их похожими на *полупроводники*: значительно более низкая электропроводность, чем у металлов; заметное возрастание числа носителей при повышении темп-ры. П. занимают промежуточное положение между металлами и полупроводниками.

П. являются элементы V группы периодич. системы элементов (As, Sb, Bi), графит и нек-рые соединения (GeTe и др.). Все П. имеют одинаковое число электронов и дырок и относятся к компенсиров. металлам с четным числом валентных электронов, приходящихся на элементарную ячейку кристалла.

Полуметаллич. состояние у элементов V группы возникает вследствие структурной неустойчивости металла с простой кубич. решеткой, являющегося своеобразной «прафазой» П. Этот «праметалл» обладает *ферми-поверхностью* с большими плоскими участками, размеры к-рых сопоставимы с размерами *Бриллюэна* зоны. При нормальных давлениях термодинамически более выгодной оказывается слабо искаженная ромбоэдрич. структура с удвоенным периодом в направлении одной из пространств. диагоналей исходного куба. Переход к искаженной структуре подобен *Пайерса переходу* в одномерных металлах (см. *Квазиодномерные соединения*). При высоких давлениях r металлич. прафаза оказывается устойчивой. Её восстановление при вестороннем сжатии экспериментально наблюдалось у Bi(BiII) при $p = 26$ кбар, у Sb(SbII) при $p = 78$ кбар.

В отличие от одномерного случая, где Пайерса переход приводит к образованию электронного энергетич. спектра диэлектрика с конечной величиной запрещенной зоны, в трёхмерном случае неустойчивость прафаза может приводить к образованию как диэлектрич. спектра, так и полуметаллического. Для последнего характерно перекрытие разрешенных зон. Оно оказывается возможным из-за четности числа атомов и валентных электронов в элементарной ячейке, возникающей в результате удвоения периода решетки (у П. V

группы элементарная ячейка содержит 2 пятивалентных атома и 10 валентных электронов).

Чистые As, Sb, Bi имеют полуметаллич. спектр. Силы As и Sb ($Bi_1 - Sb_2$) в интервале составов $0,065 \leq x \leq 0,23$ являются полупроводниками с узкой запрещенной зоной $E_g \leq 0,025$ эВ.

Новую парадокс имеет происхождение полуметаллич. состояния в графите. Атомы C в отд. слое графита расположены в вершинах правильных шестиугольников и образуют структуру с полностью насыщенными связями. Электронный энергетич. спектр такого слоя является спектром бесщелевого полупроводника. Слабое перекрытие волновых ф-ций электронов в соседних слоях приводит к возникновению полуметаллич. спектра трёхмерного графита с перекрытием зон $\sim 0,04$ эВ.

Анализ происхождения электронного энергетич. спектра П. позволяет понять, с чем связано наиб. характерное для всех П. свойство — малое число носителей заряда на один атом вещества. Столь же типично для П. малое значение эфф. масс m электронов и дырок в нек-рых направлениях в зоне Бриллюана ($10^{-2} - 10^{-8}$ от массы m_0 свободного электрона).

Совершенство этих свойств обуславливает то, что целый ряд физ. параметров П. имеет аномально значение. Вследствие малого числа носителей весьма малыми являются сечения поверхности Ферми ($S \sim 10^{-40} - 10^{-48}$ г.а.см²/с²). Малость эфф. масс приводит к высокой подвижности μ носителей заряда (при низких темп-рах $\mu \approx 10^6 - 10^7$ см²/В.с), к большим значениям коэф. магнетосопротивления ($\Delta\rho/\rho H^2 \sim 10^{-2} - 10^{-8}$ З²), термоэдс ($\alpha \sim 10^{-4}$ В/град), g -факторов ($\sim 10^2 - 10^3$), магнитной восприимчивости χ .

Диэлектрич. проницаемость ϵ у П. В группы велика ($\epsilon \geq 10^3$). Такая величина ϵ связана с тем, что при удалении по энергии от уровня Ферми E_F на величину $\sim 0,1$ эВ электронный энергетич. спектр этих веществ мало отличается от спектра в парафазе, для к-рого характерна большая плотность электронных состояний.

У графита подобная аномалия отсутствует ($\epsilon \sim 2,5$). Полуметаллы V группы. Кристаллич. решётка имеет симметрию $R\bar{3}m$ (D_{3h}^{17}) (см. Симметрия кристаллов). Она отличается от простой кубич. решётки ромбоэдрич. деформацией (угл. искажения $\sim 3^\circ - 5^\circ$) и сдвигом двух граней кубов, подрешётки вдоль выделенной диагонали куба (относит. сдвиг 10%). Зона Бриллюана близка по форме к зоне Бриллюана для граней кубов, кубич. решётки. Выделенное направление — ось 3-го порядка C_3 (рис. 1). Электронные

сильно различаются между собой. У Vi поверхности Ферми дырок представляют собой эллипсоид вращения, вытянутый вдоль оси C_3 с центром в точке Γ зоны Бриллюана (рис. 2). Отношение экстремальных дырочных сечений в Vi близко к 3. У Sb 6 дырочных экстремумов, расположенных в точках H зоны Бриллюана (рис. 3).

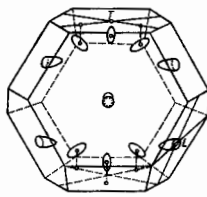


Рис. 3. Электронная и дырочные части поверхности Ферми Sb.

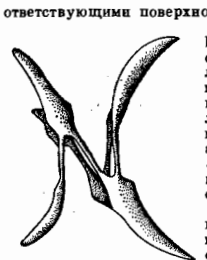


Рис. 4. Дырочная поверхность Ферми As.

Поверхности Ферми дырок — эллипсоиды вращения, направленные вытянутости к-рых составляют углы $\sim 37^\circ$ с осью C_3 , степень анизотропии экстремальных сечений близка к 3. Дырочные экстремумы в As находятся в тех же точках, что и в Sb, но поверхность Ферми дырок имеет значительно более сложную форму (рис. 4), что связано с большими размерами поверхности Ферми у As в зоне Бриллюана по сравнению с соответствующими поверхностями у Sb и Bi.

Эфф. массы электронов в П. В группы анизотропны: они близки к m_0 в направлении вытянутости поверхности Ферми, тогда как в перпендикулярных направлениях $m = 10^{-2} m_0$. Эфф. массы дырок у Vi слабо анизотропны и составляют $\sim 10^{-1} m_0$. У As и Sb дырочные массы более анизотропны и составляют $\sim (10^{-1} - 10^{-2}) m_0$.

Графит. Кристаллич. решётка относится к гексагональной системе, описывается пространств. группой симметрии $R\bar{6}_m$ (C_{6h}^{12}). Выделенное направление (ось C) перпендикулярно слоям в решётке.

Расстояние между атомами углерода в слое при $T = 300$ К $a = 1,415$ А, межслоевое расстояние $c/2 = 3,5338$ А. Зона Бриллюана — гексагональная призма (рис. 5). Ось k_z совпадает с выделенным направле-

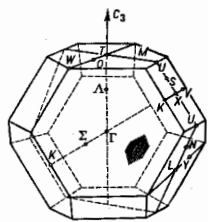


Рис. 1. Первая зона Бриллюана полуметаллов V группы.

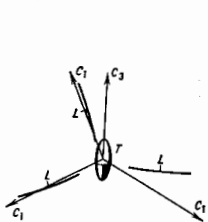


Рис. 2. Дырочные части поверхности Ферми Bi.

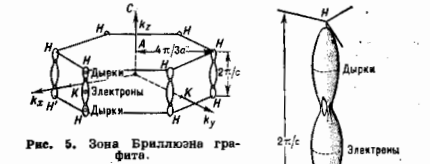


Рис. 5. Зона Бриллюана графита.

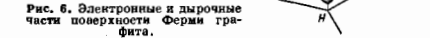


Рис. 6. Электронные и дырочные части поверхности Ферми графита.

части поверхности Ферми у всех П. В группы представляют собой 3 вытянутые поверхности, близкие по форме к эллипсоидам (отношение макс. и мин. сечений $\sim 12-16$) с центрами в точках L зоны Бриллюана (рис. 2). Направления вытянутости квазиэллипсоидов у As и Sb отклонены на малые углы ($2-6^\circ$) от базисной плоскости и соответствующих бисектрисных осей C_1 . Дырочные части поверхности Ферми у П. В группы

нием C . Поверхности Ферми сильно анизотропны. Её электронные и дырочные части вытянуты вдоль боковых рёбер HKH зоны Бриллюана и близки по форме к гофрированным в базисной плоскости эллипсоидом (рис. 6). Отношение экстремальных сечений поверхности Ферми для электронов ~ 10 , для дырок ~ 10 .

В отличие от П. V группы электронные (с центром в точках K зоны Бриллюэна) и дырочные участки поверхности Ферми сопрягаются между собой. В малой окрестности точек сопряжения поверхности близки и ковыпеским. Эфф. массы электронов и дырок вдоль оси C : $m \approx m_0$, в плоскости графитовых слоев $m \approx 10^{-2} m_0$. Кроме описанных частей поверхности Ферми, k -рые относятся к т. в. осн. носителям заряда вблизи точек K и H в зоне Бриллюэна расположены изоэнергетич. поверхности малых групп электронов и дырок (неосновные носители).

Физические свойства полуметаллов

Электропроводность. Высокая подвижность μ носителей в П. частично компенсирует малость их концентрации. В результате электропроводность σ П. значительно меньше отличается от проводимости металлов, чем концентрация носителей заряда ($\sigma = 2 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$ и $10^3 - 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при впаках темп-ры). Высокие значения μ и равенство концентраций электронов и дырок приводит к аномально сильной зависимости уд. сопротивления П. от магн. поля H . Напр., у Bi при $T = 4,2 \text{ К}$ уд. сопротивление ρ возрастает в 10^4 раз в поле $H = 10^4 \text{ Э}$. При $T = 300 \text{ К}$ в том же поле наблюдается двукратное увеличение ρ у Bi , тогда как у Si изменение ρ при тех же условиях составляет 10^{-4} (см. *Гальваномагнитные явления. Магнетосопротивление*). При впаках темп-ры магнетосопротивление $\Delta\rho/\rho$ обнаруживает осциллирующую зависимость от обратного магн. поля $1/H$ (*Шубникова — Де Хааса эффект*). Сильная зависимость сопротивления ρ от H широко используется для создания датчиков магн. поля.

Магнитные свойства полуметаллов. Все П. — диамагнетики. Определяющий вклад в величину магн. восприимчивости χ вносят электроны валентной зоны. Малость χ обуславливает большое значение χ , к-рая для П. достигает макс. значения среди всех известных диамагнетиков (исключая сверхпроводники, у к-рых $|\chi| = 1/4\mu_0$).

При впаках темп-ры у П. наблюдается осциллирующая зависимость χ от $1/H$ (*Де Хааса — ван Алфена эффект*). В наиб. чистых монокристаллах П. амплитуда осцилляций превосходит величину монотонной части, иногда достигает теоретически возможного предела $|\chi| = 1/4\mu_0$. В последнем случае в кристалле возникает своеобразная структура доменов. Среди П. макс. диамагнетизмом обладает графит (особенно искусственно квази двумерные графиты с увеличенным междоменным расстоянием). Высокий диамагнетизм П. (в частности, графита и Bi) позволяет их использовать для создания магнитных подвесов.

Термоэд. полуметаллов. С малостью энергии Ферми E_F , большой подвижностью μ носителей и заметным различием подвижностей электронов и дырок связаны высокие значения термоэд. см. (α) и её сильная зависимость от магн. поля H (см. *Термогальваномагнитные явления*). С этим же связана большая величина т. в. термоэд. см. добротности Z . В частности, у сплавов $Vb - Sb$ при $T = 77 \text{ К}$ величина Z достигает значения $\sim 6 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$ и увеличивается до $10^{-2} \text{ град}^{-1}$ в поле $H \sim 10^4 \text{ Э}$ (*Нернста — Эттингсхаузена эффект*). Высокая термоэлектрич. и термомагн. добротности позволяют использовать П. в качестве материалов для создания термоэлектрич. преобразователей или твердотельных холодильных устройств.

Чувствительность полуметаллов к внешним воздействиям. Малость энергии Ферми E_F электронов и дырок и энергии перекрытия зон является причиной того, что электронный спектр П. может претерпевать значит. изменения под действием разл. влещ. факторов (вращение спина, одноосные деформации, сильные магн. поля, изменение темп-ры, внесение примесей и т. д.). Чувствительность электронного энергетич. спектра П. относительно слабым влещ. воздействиям

позволяет наблюдать в них большое число эффектов, имеющих принципиальное значение в физике твердого тела. В П. V группы и их сплавов под давлением, при одноосных деформациях, легирования донорными или акцепторными примесями обнаружены фазовые переходы, k -рые связаны с изменением топологии и формы поверхности Ферми (то л о г и ч. переходы). Частным случаем таких переходов является *переход металл — диэлектрик*, к-рый сопровождается исчезновением поверхности Ферми электронов и дырок. Такой переход в П. V группы наблюдается под давлением, при одноосных деформациях и в магн. поле (у графита — в магн. поле). Вблизи критич. точки перехода металл — диэлектрик в П. в сильных магн. полях наблюдаются дилатризация спектра в результате электронно-дырочного сшивания и образование фаз *экстремального диэлектрика*. В П. V группы происходят переходы в состояние бесщелевого полупроводника, к-рые сопровождаются реаким уменьшения эфф. масс носителей, возрастанием их подвижности и автотриции поверхности Ферми. В П. впервые обнаружены гигантские осцилляции поглощения ультрафиолета в магн. поле, разл. виды магнитоплазменных волн (альфавенские, циклотронные волны, доллероны), скачущие траектории электронов в магн. поле (*магнитные поверхностные уровни*), *циклоотронный резонанс*, радиочастотный размерный эффект (см. *Гантмагера эффект*), разл. осцилляц. эффекты, фокусировка электронов и т. п.

Лит.: Фальковский Л. А., Физические свойства висмута, «УФН», 1968, т. 94, с. 3; Бранд Н. В., Инкельвич Е. С., Миянина Н. Я., Влияние давления на поверхность Ферми металлов, «УФН», 1971, т. 124, с. 459; Абрамов А. А., Некоторые вопросы теории полуметаллов, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 2083; Эдельман В. С., Свойства электронов в висмуте, «УФН», 1977, т. 123, с. 257; Краиневел А. У., Уолли К. В., Поверхность Ферми, пер. с англ., М., 1978; Слагтер Р. U., Уилер С., High pressure properties of graphite and its intercalation compounds, «Adv. Phys.», 1984, v. 33, № 5, p. 469; Brand N. V., Chudinov S. M., Popov I. A., G. G., Semiletal I. I., Graphite and its compounds, Amsterdam, 1988. С. М. Чубин, С. Д. Бемиславский.

ПОЛУПРОВОДНИКИ — широкий класс веществ, в к-рых концентрация подложных носителей заряда значительно ниже, чем концентрация атомов, и может изменяться под влиянием темп-ры, освещения или относительно малого кол-ва примесей. Эти свойства, а также увеличение проводимости с ростом темп-ры, качественно отличают П. от металлов. Различие между П. и диэлектриками носит условный характер, к диэлектрикам обычно относят вещества, уд. сопротивление ρ в к-рых при комнатной темп-ре ($T = 300 \text{ К}$) $\geq 10^{11} - 10^{14} \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

По структуре П. делятся на кристаллические, аморфные и стеклообразные, жидкие. Особый класс составляют *твердые растворы* П., в к-рых атомы разных сортов хаотически распределены по узлам правильной кристаллич. решетки. Ниже рассматриваются кристаллы. П.

По хим. составу П. делятся на элементарные П. (Ge, Si, Se, Te), двойные, тройные, четверные соединения. Существуют также органич. П. (см. *Органические проводники*). Полупроводниковые соединения принято классифицировать по номерам групп периодич. табл. элементов, к к-рым принадлежит входящие в соединения элементы. Напр., соединения $A^{IV}B^{IV}$ содержат элементы 3-й и 5-й групп ($GaAs, InSb$ и т. д.). Элементы Ge, Si , соединения $A^{III}B^{V}$ и их твердые растворы играют важную роль в полупроводниковой электронике. Хорошо изучены также полупроводниковые соединения $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$ (см. *Полупроводниковые материалы*).

Зонная структура полупроводников

Электрич. в оптич. свойства П. связаны с тем, что заполненные электронами состояния (уровни энергии) отделены от вакантных состояний запрещенной зоной, в к-рой электронные состояния отсутствуют (рис. 1). Примеси и дефекты структуры приводят к появлению

состояний в запрещенной зоне, во этих состояниях сравнительно мало, так что понятие запрещенной зоны сохраняет смысл. Высшая целиком заполненная зона наз. валентной, следующая разреженная, но пустая зона — зоной проводимости (см. *Твердое тело, Зонная теория*).

Рис. 1. Зонная схема полупроводника (состояния, заполненные электронами, заштрихованы).



Ширина запрещенной зоны E_g является важной характеристикой П., в значит. мере определяющей все его электронные свойства; величина E_g изменяется в широких пределах (табл. 1).

Табл. 1. — Ширина запрещенной зоны некоторых полупроводников при $T=300$ К

Полупроводник	E_g , эВ	Полупроводник	E_g , эВ
Ge	0,65	InP	1,26
Si	1,10	GaSb	0,67
Se	1,89	GaAs	1,35
InSb	0,17	GnP	2,24
InAs	0,35	AlSb	1,60

Существуют *бесщелевые полупроводники*, у к-рых $E_g = 0$ (напр., α -Sn, HgTe, HgSe); у твердых растворов, включающих эти П. (напр., $Hg_{1-x}Cd_xTe$), E_g может принимать очень малые значения.

Состояние электрона в П. характеризуется номером разрешенной зоны s и квазиимпульсом p . Структура зоны определяется зависимостью энергии ϵ_s от квазиимпульса p : $\epsilon_s(p)$, наз. законом дисперсии (в дальнейшем, говоря о конкретной зоне, индекс s опускаем). Если валентная зона целиком заполнена электронами, то в ней нет элементарных возбуждений. Если по к.-л. причине в валентной зоне отсутствует электрон, то говорят, что в ней появилось возбуждение в виде положительно заряженной квазичастицы — дырки. Носителями заряда в П. являются электроны в зоне проводимости (электроны проводимости) и дырки в валентной зоне.

Энергетические зоны. Зоны проводимости типичных П. (Ge, Si, $A^{III}B^V$) не имеют вырождения вблизи минимума $\epsilon(p)$ (не считая двухкратного вырождения по спину). У нек-рых П. минимум $\epsilon(p)$ нахо-

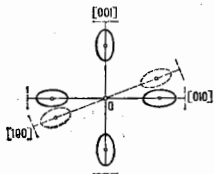


Рис. 2. Расположение изовалентных поверхностей энергий электронов в зоне Бриллюэна для Si (пунктир — граничные члены).

дится при $p = 0$, т. е. в центре Бриллюэна зоны. В малой окрестности этой точки можно разложить $\epsilon(p)$ в ряд по степеням p . При этом для кристаллов с кубич. симметрией можно ограничиться первыми двумя членами, что приводит к зависимости:

$$\epsilon(p) = \epsilon_c + p^2/2m. \quad (1)$$

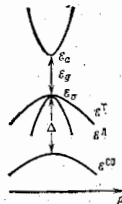
Здесь ϵ_c — энергия, соответствующая «дну» зоны проводимости, m — постоянная, имеющая размерность массы. Для электронов с не очень большой энергией, для к-рых применим закон (1), величина m фигурирует в ур-ниях движения как масса электрона. Поэтому она наз. *эффективной массой*. Напр., если электрон находится в потенциальном поле, причём характерный размер, на к-ром изменяется поле, велик по сравнению с постоянной решётки a_0 , то уровни энергии и волновые ф-ции электрона можно находить с помощью *Шрёдингера уранения*. При этом не нужно учитывать периодич. потенциал, создаваемый атомами кристалла, а нужно лишь заменить массу свободного электрона в вакууме m_0 на эфф. массу m (метод эфф. массы). Т. о., при малых энергиях эфф. масса определяет динамику электронов (табл. 2).

Закон дисперсии (1) является параболическим (квадратичным) изотропным в наз. стандартизм. Изоэнергетич. поверхности в импульсном пространстве $\epsilon(p) = \text{const}$ вблизи $p = 0$ представляют собой сферы с центром в точке $p = 0$.

Если минимум $\epsilon(p)$ находится не в центре зоны Бриллюэна, а при $p \neq 0$, то эфф. масса m зависит от направления относительно кристаллографич. осей (осей симметрии кристалла), т. е. является тензором m_{ij} , даже в кристаллах с кубич. симметрией.

В этом случае должно существовать неск. минимумов, расположенных в симметричных (эквивалентных) точках зоны Бриллюэна. Напр., зона проводимости таких П., как Ge и Si, имеет неск. минимумов. В Si один из них расположен в направлении $[100]$ на расстоянии от центра зоны Бриллюэна ($p = 0$) $p^0 = 0,85(2\pi\hbar a_0)$. Поверхности пост. энергии $\epsilon(p) = \text{const}$ представляют собой эллипсоиды вращения вокруг направления $[100]$ (рис. 2). Кубич. симметрия

Рис. 3. Зависимость энергии ϵ от квазиимпульса p для типичных полупроводников: ϵ_c — электронная зона; ϵ_v^1 — дырочные зоны: ϵ_v^1 — зона тяжёлых дырок; ϵ_v^2 — зона лёгких дырок; ϵ_v^3 — спин-орбитально отщеплённая зона.



кристалла требует, чтобы такие эллипсоиды существовали в каждом из 6 эквивалентных направлений. Т. о., в Si есть 6 эквивалентных минимумов $\epsilon(p)$. Выбирая ось z вдоль $[100]$, получим выражение для энергии электронов проводимости вблизи минимума $\epsilon(p)$:

$$\epsilon(p) = \frac{(p_x - p^0)^2}{2m_1} + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m_2}. \quad (2)$$

Для Si $m_1 = 0,91m_0$, $m_2 = 0,19m_0$, где m_1 , m_2 — эфф. массы вдоль и поперёк z .

Минимумы зоны проводимости Ge (соответствующие ϵ_c) расположены в направлениях пространств. диагоналей куба точно на границах зоны Бриллюэна. По-

этом каждый минимум принадлежит двум зонам Бриллюэна и их число вдвое меньше числа эквивалентных направлений, т. е. равно 4. Поверхности $\epsilon(p) = \text{const}$ имеют вид эллипсоидов с осями вращения вдоль диагоналей куба; $m_{11} = 1,58 m_0$, $m_1 = 0,08 m_0$.

Области энергии вблизи каждого минимума наз. долинами, а П. с неск. эквивалентными минимумами наз. многодолинными (см. *Многодолинные полупроводники*).

Вырожденные зоны. Валентная зона типичных П. (Ge, Si, A^{III} V) в точке $p = 0$ без учёта спин-орбитального взаимодействия шестикратно вырождена. Однако благодаря спин-орбитальному взаимодействию зона расщепляется в точке $p = 0$ на двукратно и четырёхкратно вырожденные зоны (рис. 3). Энергетич. расстояние между ними Δ наз. энергетич. спин-орбитального расщепления. При $p \neq 0$ 4-кратное вырождение снимается и возникает 2 двукратно вырожденные зоны, к-рые наз. зонами лёгких (ϵ^L) и тяжёлых (ϵ^T) дырок. Их энергия зависит от квазиимпульса, определяемого выражением:

$$\epsilon^{L,T} = -\frac{1}{2m_0} \left\{ \gamma_1 p^2 \pm \left[4\gamma_2 p^4 + 12 \left(\gamma_3 - \gamma_2^2 \right) \left(\frac{p_x^2}{\gamma_x} + \frac{p_y^2}{\gamma_y} + \frac{p_z^2}{\gamma_z} + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

где знак плюс соответствует зоне лёгких дырок, знак минус — зоне тяжёлых дырок; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — безразмерные параметры (параметры Латтинджера; табл. 3).

Табл. 3. — Параметры Латтинджера и энергии спин-орбитального расщепления Δ (эВ) для Ge и Si

Полупроводник	γ_1	γ_2	γ_3	Δ
Si	4,22	0,39	1,44	0,04
Ge	13,35	4,25	5,69	0,29

Поверхности $\epsilon(p) = \text{const}$, описываемые выражением (3), не обладают сферич. симметрией. Это слегка «гофрированные» сферы. В ряде П., в т. ч. и в Ge, аннизотропия изоэнергетич. поверхностей слабая. Поэтому зоны лёгких (л) и тяжёлых (т) дырок приближённо описываются ур-ниями

$$\epsilon^L = -p^2/2m^L, \quad \epsilon^T = -p^2/2m^T, \quad (4)$$

где $m^L = m_0(\gamma_1 + 2\gamma_2)^{-1}$ — масса лёгкой дырки, $m^T = m_0(\gamma_1 - 2\gamma_2)^{-1}$ — масса тяжёлой дырки, $\gamma = (3\gamma_2 - 2\gamma_1^2)/5$. Для Ge $m^L = 0,04 m_0$, $m^T = 0,3 m_0$. Если пренебречь переходами между зонами лёгких и тяжёлых дырок, то m^L и m^T описывают динамику лёгких и тяжёлых дырок. Описанная картина валентных зон точна для кристаллов Ge и Si, обладающих центром инверсии. В кристаллах П. типа A^{III} V при малых p закон дисперсии имеет более сложный вид.

Модель Кейна. Кинетич. энергия ϵ электрона или дырки параболически (квадратично) зависит от их квазиимпульса p при условии, что она мала по сравнению с ϵ_g . В узкозонных П. (ϵ_g мало) это условие нарушается. Однако для закона дисперсии и при $\epsilon > \epsilon_g$ можно получить простые выражения, к-рые справедливы при условии, что длина волны электрона велика по сравнению с постоянной решётки a_0 . При этом, как правило, энергетич. расстояние до следующих разрешённых зон остаётся всё ещё значительно больше, чем энергия электрона. В этом случае следует учитывать только перемешивание волновых ф-ций электронных зон проводимости и валентной зоны, взаимодействие же с др. зонами несущественно. Такое приближение наз. моделью Кейна. Кроме величин ϵ_g и Δ в нём фигурирует лишь один параметр P , характеризующий перемешивание волновых ф-ций, к-рый выражается через эфф. массу электрона на «двух» зонах проводи-

мости ϵ_c . При приближении малых импульсах p , когда $\epsilon \ll \epsilon_g$, модель Кейна даёт следующие параболич. выражения для энергии электронов $\epsilon^e(p)$, лёгких дырок $\epsilon^L(p)$, тяжёлых дырок $\epsilon^T(p)$ и дырок в спин-орбитально отщеплённой зоне $\epsilon^{CO}(p)$:

$$\begin{aligned} \epsilon^e &= \frac{p^2 p^2}{3\hbar^2} \left(\frac{2}{\epsilon_0} + \frac{1}{\epsilon_0 \sigma^* \Delta} \right); \\ \epsilon^L &= -\frac{2p^2 p^2}{3\hbar^2 \epsilon_0}, \quad \epsilon^T = 0; \\ \epsilon^{CO} &= -\Delta - \frac{p^2 p^2}{3\hbar^2 (\epsilon_0 \sigma^* \Delta)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Как видно из (5), это приближение не позволяет найти энергетич. спектр тяжёлых дырок. Если $\epsilon_g \ll \Delta$, то, сопоставив (5) с (4) и (4), получим, что массы электрона и лёгкой дырки одинаковы и равны:

$$m = 3\hbar^2/4P^2 \epsilon_g. \quad (6)$$

Если при атом $p \ll \sqrt{2m\Delta}$, то энергетич. спектры электронов и лёгких дырок описываются ф-лами

$$\begin{aligned} \epsilon^e &= \frac{\epsilon_g}{2} \left(1 + 4 \frac{p^2}{2m\epsilon_0} \right)^{1/2}, \\ \epsilon^L &= \frac{\epsilon_g}{2} - \frac{\epsilon_g}{2} \left(1 + 4 \frac{p^2}{2m\epsilon_0} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Ф-лы (7) показывают, что спектр электронов и лёгких дырок отклоняется от квадратичного, когда кинетич. энергия электрона или дырки порядка ϵ_g .

Примеси и дефекты в полупроводниках

Различают примеси электрически активные и неактивные. Первые способны приобретать в П. заряд того или др. знака, к-рый компенсируется появлением электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне. Электрически неактивные примеси остаются нейтральными и сравнительно слабо влияют на электрич. свойства П. Как правило, электрич. активность связана с тем, что примесный атом имеет иную валентность, чем замещаемый атом, а кристаллич. решётка, в к-рую попадает примесь, аннгирует ей свою координацию ближайших соседей. Так, напр., элемент V группы, попадая в решётку Si с тетраэдрич. координацией, «перестраивает» свои валентные электроны так, что 4 из них образуют устойчивую тетраэдрич. конфигурацию, а 5-й электрон связан с примесным атомом относительно слабо. В первом приближении можно считать, что на атом «лишней» электрон действует лишь сила электростатич. притяжения к примесному иону, уменьшенная в ϵ раз (ϵ — диэлектрич. проницаемость решётки).

В простейшем случае невозрожденной (стандартной) зоны ур-ние движения для лишнего электрона оказывается таким же, как для электронов в атоме водорода. Энергия связи имеет вид

$$\epsilon_0 = \frac{me^4}{2e^2 \hbar^2 \epsilon} = \frac{m_0 e^4}{2\hbar^2 \epsilon} \left(\frac{m}{m_0} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где e — заряд электрона, ϵ — диэлектрич. проницаемость решётки. Если $m/m_0 = 10$, а $\epsilon = 12$, то ϵ_0 оказывается примерно в $1,5 \cdot 10^3$ раз меньше, чем энергия связи атома водорода (13,6 эВ). Тепловое движение легко отрывает электрон от примесного атома, после чего он может участвовать в переносе электрич. тока. Такие примесные атомы наз. донорами и (*донорная примесь*).

Элементы III группы, попадая в тетраэдрич. решётку, захватывают электрон из валентной зоны и с его помощью образуют устойчивую тетраэдрич. конфигурацию. Образовавшись в валентной зоне дырка притягивается к отрицательно заряженному примесному атому и при низких темп-рах находится в связанном (локализованном) состоянии. Энергия связи дырки

в случае стандартной зоны также выражается ф-лой (8), где m — эфф. масса дырки. Дырка, которая является от примесного атома, также может участвовать в переносе тона. Примесные атомы, поставляющие дырки, наз. акцепт. п. о. р. а. м. (акцепторная примесь).

На межатомных расстояниях потенциал, создаваемый примесным ионом, существенно отличается от потенциала точечного заряда и зависит от хим. природы примеси. Эта короткодействующая часть примесного потенциала создаёт дополнительное по отношению к ф-ле (8) смещение примесного уровня, называемое хим. сдвигом. Благодаря хим. сдвигу примесные уровни разных примесей отличаются друг от друга. Для s -состояний отличие значительно сильнее, чем для p -состояний, т. к. волновая ф-ция p -состояний равна 0 в примесном центре.

Если зона содержит нек. эквивалентных экстремумов (напр., состоит из нек. эквивалентных аллосп. дов), то примесные уровни имеют дополнит. вырождение, кратное к-рому равна числу эквивалентных экстремумов. В Ge, напр., вырождение донорного состояния четырёхкратное, в Si — шестикратное. Это вырождение частично снимается за счёт короткодействующей части примесного потенциала — в Ge инашиный примесный уровень расщепляется на 2 уровня, в Si — на 3 (табл. 4). Теоретич. значения, приве-

присеи (см. выше). Мелкие донорные состояния можно считать отщепленными от зоны проводимости, а мелкие акцепторные состояния — от валентной зоны. Глубокие состояния принадлежат в равной мере обеим зонам и могут быть и донорными и акцепторными.

В зависимости от кол-ва и вида примесей соотношение между концентрациями электронов и дырок может быть разным (см. ниже). Частицы, представленные в большинстве, наа. осн. носителями заряда, в меньшинстве — несносными. Доноры, введение примесей позволяют получать П. с требуемыми свойствами (см. *Легирование полупроводников*).

Если примесный атом замещает в решётке атом, принадлежащий той же группе периодич. системы (изоэлектронное замещение), то чаще всего он не образует локализов. электронное состояние. Такие примеси электрически неактивны. Они могут входить в решётку в очень больших кол-вах и образовывать твёрдые растворы. В твёрдых растворах расположение узлов решётки обладает дальним порядком, но атомы замещения располагаются в этих узлах хаотически.

Твёрдые растворы чрезвычайно важны для полупроводниковой электроники, т. к. в них можно менять ϵ_g за счёт изменения состава. Т. о., можно получить ряд кристаллов с непрерывно меняющейся ϵ_g и даже кристаллы, в к-рых ϵ_g меняется от точки к точке. Однако твёрдые растворы представляют собой неупорядоченные системы. Их состав неизбежно меняется от точки к точке, что приводит к размытию краёв зон и к специфич. рассеянию носителей заряда (см. также *Гетеропереход, Гетероструктура*).

Дефекты решётки в П. также могут быть электрически активными и неактивными. Важную роль играют вакансии, межузельный атом, дислокация.

В некристаллич. и жидких П. примеси ведут себя иначе, чем в кристаллических. Отсутствие кристаллич. структуры приводит к тому, что примесный атом иной валентности, чем замещаемый, может намытть свои валентные связи, так что ему будет невыгодно присоединить лишней электрон или отдавать свой электрон. В результате примесный атом оказывается электрически нейтральным. Это обстоятельство не позволяет менять пункт легирования тип проводимости, что необходимо, напр., для создания $p-n$ -переходов. Некоторые аморфные П. изменяют электронные свойства под действием легирования, но в значительно меньшей степени, чем кристаллич. П. Чувствительность аморфных П. к легированию может быть повышена технol. обработкой. Насыщение аморфного Si водородом и последующее легирование донорами или акцепторами обеспечивает n - или p -тип проводимости. Таким способом получают n - p -переход в плёнках аморфного Si; аморфный Si стал перспективным материалом для солнечных батарей (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники, Жидкие полупроводники*).

Статистика электронов в полупроводниках. Условие нейтральности

В состоянии термодинамич. равновесия концентрации электронов и дырок однозначно определяются темп-рой, концентрацией электрически активных примесей и параметрами зонной структуры. При расчёте концентраций электронов и дырок учитывается, что электрон может находиться в зоне проводимости, на донорном или акцепторном уровнях, а также то, что небольшая часть электронов в результате теплового «заброса» или др. воздействия может покинуть валентную зону, вследствие чего в ней образуются дырки.

Электроны подчиняются Ферми — Дирака статистике, и их распределение по энергиям ϵ описывается ф-цией Ферми, содержащей в качестве параметров состояния темп-ру T и химический потенциал μ . Иногда его наз. уровнем Ферми и обозначают ϵ_F . Вероятность заполнения уровня с энергией ϵ равна:

Табл. 4. — Энергия связи донорных состояний в Si и Ge, в МэВ

Полупроводник	ϵ_1^{II}	ϵ_2^{II}
Si (теория)	31,27	11,51
Si (P)	45,5; 33,9; 32,6	11,45
Si (As)	53,7; 32,6; 31,2	11,43
Si (Sb)	42,7; 32,9; 30,6	11,52
Ge (теория)	9,81	4,74
Ge (P)	12,9; 9,9	4,75
Ge (As)	14,17; 10,0	4,76
Ge (Sb)	10,32; 10,0	4,74

дённые в табл., не учитывают хим. сдвиг. Эксперим. значения соответствуют примесям, символ к-рых указан в скобках. Состояние $2p$ соответствует нулевому значению магн. квантового числа, но к-рому в случае стандартной зоны вырождение отсутствует (ϵ_0^{II} соответствует основному состоянию примеси).

Акцепторные состояния в случае вырожденной валентной зоны обладают определ. спецификой. Если спин-орбитальное расщепление Δ велико по сравнению с энергией связи ϵ_0 акцептора, то двукратно вырожденную отщеплённую зону можно не принимать во внимание. Если пренебречь Δ флуктуацией изозергетич. поверхностей, то акцепторные состояния классифицируются по значениям полного момента кол-ва движения I и его проекции на ось квантования. Осн. состоянием оказывается четырёхкратно вырожденное состояние с $I = 3/2$.

Во мн. П. $m^* \gg m^0$. В этом случае волновая ф-ция примесного электрона содержит 2 разных масштаба, представляющих собой разные воля де Бройля для частиц с одной энергией, но разными эфф. массами. По мере удаления от примесного центра волновая ф-ция определяется сначала меньшим масштабом, соответствующим тяжёлым дыркам, а затем большим масштабом, соответствующим лёгким дыркам. Энергия связи определяется тяжёлой массой. Её можно получить из ф-лы (8), заменив m на m^* и добавив численный множитель ϵ_g .

Примесные состояния, у к-рых энергия связи ϵ_0 мала по сравнению с ϵ_g , наз. мелкими. Глубокие состояния, как правило, возникают, когда осн. вклад в энергию связи даёт не электрон, а именно, ослабленный диэлектрич. проникновение ϵ , а короткодействующий потенциал, к-рый определяется хим. природой

$$\{[1 + \exp(\epsilon - \epsilon_F)]/kT\}^{-1}.$$

При не очень большой концентрации примесей уровень Ферми ϵ_F оказывается в запрещенной зоне (рис. 4). При этом поведение подвижных электронов в дырок описывается законами классич. статистики (см. Максвелла распределение). Концентрация электронов в зоне

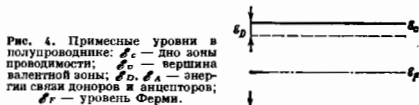


Рис. 4. Примесные уровни в полупроводнике: ϵ_c — дно зоны проводимости; ϵ_d — верхняя валентной зоны; ϵ_d , ϵ_a — энергии связи доноров и акцепторов; ϵ_F — уровень Ферми.

проводимости (n) и дырок в валентной зоне (p) определяются соотношениями (ϵ_F отсчитывается от «дна» зоны проводимости ϵ_c):

$$n = N_c \exp(\epsilon_F/kT), \quad (9)$$

$$p = N_v \exp[-(\epsilon_c + \epsilon_F)/kT], \quad (10)$$

где N_c и N_v — характерные концентрации электронов и дырок, определяемые их спектром при стандартном законе дисперсии. При стандартном спектре с эфф. массами электронов и дырок m^* и m^{\ddagger}

$$N_c = (2\pi m^* kT)^{3/2} / 4\pi^2 \hbar^3, \quad (11)$$

$$N_v = (2\pi m^{\ddagger} kT)^{3/2} / 4\pi^2 \hbar^3.$$

Для случая аллоисоэлектронных изоморфизмов, поверхность следует заменить m^* на $(m_1 m_2 m_3)^{1/3}$, где m_1 , m_2 , m_3 — эфф. массы, соответствующие гл. осям эллипсоида. В случае вырожденной валентной зоны выражения для N_c и N_v имеют более сложный вид; однако если масса тяжёлых дырок гораздо больше массы лёгких дырок, то можно пользоваться ф-лами (11), заменив m^{\ddagger} массой тяжёлой дырки.

Концентрация электронов, находящихся на донорных уровнях, даётся выражением

$$n_d = N_d \left\{ 1 + g^{-1} \exp[-(\epsilon_d + \epsilon_F)/kT] \right\}^{-1}, \quad (12)$$

где g_d — кратность вырождения наименьшего донорного уровня (с учётом спинового вырождения); N_d — концентрация доноров; ϵ_d — энергия связи донора ($\epsilon_d > 0$). Концентрация дырок, захваченных на акцепторные уровни, т. е. концентрация нейтральных акцепторов, равна:

$$p_a = N_a \left\{ 1 + g^{-1} \exp[-(\epsilon_a - \epsilon_F - \epsilon_g)/kT] \right\}^{-1}. \quad (13)$$

Здесь g_a — кратность вырождения акцепторного уровня, N_a — концентрация акцепторов, ϵ_a — энергия связи акцептора ($\epsilon_a > 0$).

Уровень Ферми ϵ_F определяется из условия электростратности, согласно к-рому концентрация отриц. зарядов (электронов и заряд. доноров) должна быть равна концентрации положит. зарядов (дырок и нейтральных акцепторов):

$$n + N_a - p_a = p + N_d - n_d. \quad (14)$$

Для определения концентраций электронов n и дырок p следует подставить ф-лы (9) — (13) в (14), решить получающиеся ур-ние относительно ϵ_F , а затем, подставив ϵ_F в ф-лы (9) и (10), определить n и p . Из (9) и (10) видно, что произведение концентраций электронов n и дырок p не зависит от концентрации примесей:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c N_v \exp(-\epsilon_g/kT). \quad (15)$$

В случае стандартного спектра

$$p_i = n_i = \frac{(2\pi kT)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} (m^* m^{\ddagger})^{3/4} \exp(-\epsilon_g/2kT). \quad (16)$$

Собственные и примесные полупроводники. Собств. П. содержит электроны и дырки в одинаковом кол-ве: $n = p = n_i$. Эти электроны и дырки возникли, напр., за счёт теплового зарброса электронов из валентной зоны в зону проводимости. В собств. П. уровень Ферми находится примерно посредине запрещенной зоны и определяется выражением

$$\epsilon_F = -\epsilon_g/2 + \frac{3}{4} kT \ln(m^{\ddagger}/m^*). \quad (17)$$

При достаточно высокой тем-ре П. может быть собственным и при довольно больших концентрациях примесей. Для этого необходимо, чтобы концентрация n_i превысила N_d и N_a . Температурная область, в к-рой П. можно считать собственным, определяется шириной запрещенной зоны ϵ_g , концентрациями примесей, а также спектром электронов в дырок. В Ge $n_i = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, в Si $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ ($T = 300$ K).

П. наз. примесным, если N_d или N_a значительно превышают n_i . Гл. свойство примесного П. состоит в том, что концентрации электронов и дырок в нём резко отличаются друг от друга. П., в к-ром преобладают электроны (осн. носители заряда), наз. П. n -типа, а П., в к-ром преобладают дырки, — П. p -типа. В первом случае преобладают донорные примеси, во втором — акцепторные.

Если имеются только донорные примеси и тем-ра столь высока, что они все ионизированы, но в то же время достаточно низка, чтобы пренебречь тепловым зарбросом электронов из валентной зоны ($n_i < N_d$), то концентрация электронов $n \approx N_d$, а для ϵ_F справедлива ф-ла

$$\epsilon_F = kT \ln(N_d/N_c). \quad (18)$$

При $N_d < N_c$ уровень Ферми лежит несколько ниже «дна» зоны проводимости ϵ_c . Концентрация дырок в этом случае пренебрежительно мала по сравнению с концентрацией электронов. В случае акцепторных примесей существует аналогичный температурный интервал, в к-ром концентрация электронов пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией дырок, а ϵ_F находится вблизи ϵ_v :

$$\epsilon_F = -\epsilon_g - kT \ln(N_a/N_v). \quad (19)$$

Если есть доноры и акцепторы, причём $N_d > N_a$, то каждый акцептор захватывает по электрону от доноров. Тогда при полной ионизации доноров концентрация электронов $n = N_d - N_a$. Аналогично при $N_a > N_d$ $p = N_a - N_d$. Т. о., примеси компенсируют друг друга. Поэтому П., в к-рых присутствуют и донорные и акцепторные примеси, наз. компенсированными; степенью компенсации K наз. отношение концентраций несвязанных (фоновых) и основных примесей, так что $0 \leq K \leq 1$.

При достаточно низких тем-рах в П. n -типа лишь малая часть электронов находится в зоне проводимости. Их концентрация зависит в этом случае от T экспоненциально:

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} (N_d N_c)^{1/2} \exp(\epsilon_d/2kT). \quad (20)$$

Выражение (20) справедливо лишь для слабо компенсированного П. При этом ϵ_F находится примерно посредине между донорным уровнем и ϵ_c :

$$\epsilon_F = -\frac{\epsilon_g}{2} + \frac{1}{2} kT \ln(N_d/2N_c). \quad (21)$$

Аналогичные выражения справедливы и для П. p -типа. В этом случае ϵ_F лежит между акцепторным уровнем

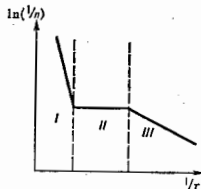
и ϵ_2 , а концентрация дырок экспоненциально зависит от T . В компенсации дырок n -типа при низких темп-рах ϵ_F практически совпадает с донорным уровнем, а зависимость $n(T)$ при $l \ll N_d$ имеет вид

$$n = N_c \frac{N_d - N_a}{2N_a} \exp(-\epsilon_d/kT). \quad (22)$$

На рис. 5 схематически показана зависимость $\ln(1/n)$ от $1/T$ в П. n -типа. Крутой участок (I) соответствует собств. П. Согласно (16), энергия активации, характеризующая угол наклона прямой в этой области, равна $\epsilon_d/2$. В области II все дырки изолированы и $n = N_d - N_a$. В самой низкотемпературной области (III) почти все электроны находятся на примесях и энергия активации, согласно (22), равна ϵ_d . В слабокомпенсиров. П., где $K < 1$, между областями III и II существует область, в к-рой, согласно (20), энергия активации равна $\epsilon_d/2$.

Т. о., концентрации подвижных электронов и дырок в П. экспоненциально уменьшаются с темп-рой, обращаясь в 0 при $T = 0$ K (рис. 5). Это явление наз. «вы-

Рис. 5. Зависимость логарифма концентрации электронов $\ln(1/n)$ от $1/T$ в полупроводнике n -типа.



мораживаемым носителей. Оно объясняется локализацией носителей на примесях. Однако при достаточно большой концентрации примесей это свойство исчезает.

Сильнодегенирированные полупроводники. При достаточно высокой концентрации примесей существует остаточная концентрация подвижных электронов (или дырок), примерно равная концентрации примесей и слабо зависящая от T при низких темп-рах. Это приводит к появлению остаточной электропроводности металлич. типа, т. е. слабо зависящей от T . Напр.: в n -Si с примесью P остаточная электропроводность наблюдается при $N_d > 3.7 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, в n -Ge с примесью Sb — при $N_d > 1.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$.

Переход к металлу. электропроводности объясняется сближением соседних примесных уровней, вследствие чего образуется примесная энергетич. зона, к-рая, в конечном счёте, перекрывается с зоной проводимости. Критич. концентрация $N_{кр}$, при к-рой появляется электропроводность металлич. типа, как правило, описывается соотношением

$$N_{кр} a^3 \approx 0.02, \quad (23)$$

где a — радиус примесного состояния (расстояние, на к-ром волновая ф-ция примесного состояния падает в e раз), соответствующий данному сорту примесей в условиях слабого легирования. При концентрациях доноров N_d , удовлетворяющих неравенству $N_d a^3 \gg 1$, электронный газ при $T = 0$ K можно считать идеальным. Действительно, уровень Ферми находится в зоне проводимости и при стандартном спектре выражает зависимость

$$\epsilon_F = (3\pi^2)^{1/3} n^{1/3} / 2m, \quad (24)$$

причём в отсутствие компенсации ($N_a = 0$) $n = N_d$. При $N_d a^3 \gg 1$ энергия Ферми ϵ_F больше, чем энергия взаимодействия электронов с примесями и друг с другом. Поэтому электронный газ можно считать идеальным.

Т. о., статистика электронов в сильнодегенир. П. такая же, как в металлах, хотя концентрация носите-

лей значительно ниже металлической. При достаточно высоких T ($kT \gg \epsilon_F$) фермиевское вырождение электронного газа исчезает, электронный газ становится максвелловским, а ϵ_F определяется ф-лой (18).

Если в П. n -типа имеются такие акцепторы, то в ф-лу (24) следует подставить $n = N_d - N_a$. При точной компенсации, когда N_d и N_a достаточно близки, электронный газ не является идеальным. Электроны находятся в поле со случайным потенциалом, создаваемым донорами и акцепторами. Случайный потенциал можно рассматривать как искривление «дна» зоны проводимости ϵ_c . При очень точной компенсации характерная амплитуда случайного потенциала становится больше, чем ϵ_F , определяемая ф-лой (24). При этом электроны находятся лишь в самых глубоких местах потен. рельефа, образуя изолированные друг от друга k и l (рис. 6). При $T = 0$ K такая система становится диэлектриком. Электропроводность осуществляется путём теплового заброса электронов на т. н. уровень протекания (см. Протекающая теория).

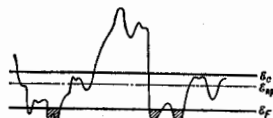


Рис. 6. Энергетическая схема компенсированного полупроводника. Иволнистая линия изображает искривление «дна» зоны проводимости, верхняя сплошная линия — энергию «дна» зоны проводимости в отсутствие примесного потенциала, нижняя сплошная линия — уровень Ферми, штрих-пунктирная линия — уровень протекания. Заштрихованы области, занятые электронами (электронные капли).

Процессы переноса

Электропроводность. Носителями заряда в П., помимо электронов, могут быть и ионы, однако ионная электропроводность в типичных П. пренебрежительно мала (исключение — ионные суперпроводники). В П. осуществляются 3 гл. механизма электронного переноса: основной зонный перенос (движение электрона связано с изменением его энергии в пределах одной, разрешённой энергетич. зоны); прыжковый перенос по локализов. состояниям (см. Прыжковая проводимость); поляронный перенос (см. Полярон).

Электропроводность П. меняется в очень широких пределах при изменении темп-ры и концентрации примесей. Изменение происходит как за счёт изменения концентрации подвижных носителей n , так и за счёт изменения характера их рассеяния. Электропроводность σ можно представить в виде

$$\sigma = en\mu, \quad (25)$$

где μ — подвижность носителя заряда, к-рая в невырожденном П. не зависит (или зависит слабо) от n . Подвижность определяется отношением дрейфовой скорости v_D носителей под действием электрич. поля к напряжённости поля E :

$$\mu = v_D/E. \quad (26)$$

Существуют прямые методы измерения подвижности, основанные на соотношении (26), но чаще всего подвижность определяют по величине μ и коэф. Холла R_H , измеренному в слабом магн. поле H (см. Холла эффект):

$$\mu = R_H \sigma. \quad (27)$$

Подвижность, определённую таким способом, часто наз. холловской. Она может отличаться от подвижности, определяемой ф-лой (26).

Величина μ и её температурная зависимость определяются состоянием носителя (зонное, примесное, по-

лярное) и механизмом их рассеяния. Для зонной электропроводности П. характерны высокие значения μ . Так, в слаболегированном n-Ge при $T = 77$ К $\mu = 10^4$ см²/(В·с). Если $\mu < 1$ см²/(В·с), то обычно это означает, что механизм электропроводности поларонный или прыжковый.

Электрон, энергия к-рого лежит в разрешённой зоне в идеальной кристаллич. решётке, может двигаться без рассеяния, сохраняя свой квазиимпульс. Рассеяние вызывается отклонениями от идеальной периодич. структуры, связанными с тепловыми колебаниями атомов (рассеяние на фононах), примесями и дефектами структуры. Кроме того, носители могут рассеиваться друг на друге (см. *Рассеяние носителей заряда*).

Наиб. важные механизмы, определяющие подвижность носителей в области $T < 300$ К, — рассеяние на акустич. фононах и заряд. примесях. В невырожденных П. при рассеянии на акустич. фононах $\mu \sim T^{-1/2}$, а при рассеянии на заряд. примесях $\mu \sim T^{3/2}$. При более высоких темп-рах преобладает первый механизм, а при более низких — второй, вследствие чего зависимость $\mu(T)$ имеет характерный максимум. Если энергия теплового движения носителей (kT) сравнима или превышает энергию оптич. фонона, то важную роль играет рассеяние на оптич. фононах. В твёрдых растворах важно рассеяние на флуктуирующ. составе, при к-ром $\mu \sim T^{-1/2}$.

В сильнолегиров. П. при низких темп-рах основным является рассеяние на заряд. примесях, экранированных электронами проводимости. В этом случае и подвижность μ , и электропроводность σ слабо зависят от T и можно говорить об электропроводности $\sigma(0)$, представляющей результат экранирования ф-ции $\sigma(T)$ к $T = 0$ К. При концентрации примесей, меньшей чем $N_{кр}$, вианотемпературная электропроводность носит активацион. характер, т. к. концентрация подвижных носителей экспоненциально падает с понижением темп-ры. При $N > N_{кр}$ $\sigma(0) \neq 0$. Это означает, что электроны локализованы на примесях. При вязкой концентрации примесей центрами локализации являются отл. примеси, а при концентрации, приближающейся к $N_{кр}$, область локализации электрона включает много примесных центров. Согласно теории, представленной в величине $\sigma(0)$ как ф-ция концентрации примесей N обращается в 0 при $N \rightarrow N_{кр}$ в соответствии со степенным законом

$$\sigma(0) \sim (N - N_{кр})^t, \quad (28)$$

где $t > 0$ — нек-рое число, называемое критическим индексом. Переход от электропроводности металл. типа к электропроводности активационной наз. переходом Мотта — Андерсона (см. *Переход металл — диэлектрик*).

Электропроводность в сильном электрич. поле. Отклонения от закона Ома в сильном электрич. поле в П. связано гл. обр. с разогревом газа носителей. Энергия, получаемая носителями от электрич. поля, передается при столкновениях фононам и приводит к выделению джоулевой теплоты. Однако мощность, получаемая от поля, может быть столь велика, что носители не успевают передать её фононам, вследствие чего их темп-ра оказывается выше, чем темп-ра решётки. В этом случае говорят о горячих носителях (см. *Горячие электроны*). Разогрев возникает, если кол-во энергии, получаемое носителем от поля за время между столкновениями, превышает энергию, передаваемую фонону при одном столкновении.

Если темп-ра носителей зависит от электрич. поля, то закон Ома не выполняется, в вид вольт-амперных характеристик П. (ВАХ) определяется мн. факторами. Разогретые носители могут, напр., оказаться в др. области энергетич. спектра и при этом резко изменить свою подвижность. Это может привести к неустойчивости; примером к-рой является *Ганна эффект* (см. также *Паажа теорема*). Др. видом неустойчиво-

сти является лавинный пробой. Электроны в электрич. поле приобретают кинетич. энергию, сравнимую с шириной запрещённой зоны E_g , и при этом выбивают электроны из валентной зоны в зону проводимости. Эти электроны в свою очередь разгоняются полем и выбивают новые электроны и т. д. Специфическим для П. является т. н. пргмесный пробой, возникающий в значительно более слабом поле. В этом случае электроны выбиваются не из валентной зоны, а с примесных уровней.

Гальваномагнитные явления в П. позволяют экспериментально исследовать параметры зонной структуры и примесный состав. Простейшим методом определения знака заряда носителей и их концентрации является измерение постоянного Холла R_H в слабом магн. поле. При одном сорте носителей

$$R_H = r/een, \quad (29)$$

где r — коэф., зависящий от механизма рассеяния носителя. Если носителями являются одновременно и электроны и дырки, причём их взаимодействием можно пренебречь, то электропроводность можно представить в виде сумм

$$\sigma = e\mu_3 n_3 + e\mu_4 n_4, \quad (30)$$

где μ_3 , μ_4 — подвижности электронов и дырок. Коэф. Холла в этом случае связан с μ_3 и μ_4 соотношением

$$R_H = e^2 (\mu_3^2 n_3^2 - \mu_4^2 n_4^2) / \sigma^2. \quad (31)$$

Как видно из ф-лы (31), знак R_H в П. n - и p -типов разный.

Более точно концентрацию носителей можно определить, измеряя эффект Холла в сильном магн. поле, когда *циклотронная частота* носителей велика по сравнению с частотой столкновения и для электронов и для дырок. Тогда

$$R_H = 1/e(p - n). \quad (32)$$

Особую роль играет т. н. *квантовый Холла эффект*. Он возникает в двумерной системе, к-рая реализуется, напр., в инверсионном слое МДП-структуры. Если сильное магн. поле направлено перпендикулярно слою, то зависимость холловской электропроводности σ_H от магн. поля содержит «ступеньки», к-рые описываются ф-лой

$$\sigma(H) = \nu e^2 / h, \quad (33)$$

где величина ν принимает нек-рые целые и дробные значения. Точность, с к-рой выполняется соотношение (33), столь высока, что квантовый эффект Холла с успехом может служить методом измерения соотношения мировых констант.

Важную роль для определения параметров П. играют также измерения отрицат. магнетосопротивления в слабом магн. поле. Магн. поле разрушает квантовую интерференцию электронных состояний и этим увеличивает электропроводность системы (см. *Магнетосопротивление. Слабая локализация*).

Термоэлектрич. эффекты в П. важны и как средство определения параметров П. и для практич. приложений. *Термоэдс* у П. значительно больше по величине, чем у металлов. Термоэдс вырожденного электронного газа порядка $(k/e) \cdot (kT/e\mu)$, причём у типичных металлов множитель $kT/e\mu$ очень мал. Термоэдс невырожденных П. такого множителя не содержит, и потому она значительно больше. В связи с этим П. используются для создания термоэлементов. Для исследования П. важную роль играет измерение термоэлектрич. эффектов в магн. поле.

Оптические свойства полупроводников

Прямые и непрямые переходы. Фундаментальное или собственное поглощение света в П. связано с переходом электронов из валентной зоны в к.-л. незаполненную

зону. Эти переходы могут быть прямыми и непрямыми. В прямых переходах участвуют лишь электрон и фотон. Законы сохранения энергии и импульса при прямых переходах имеют вид

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \mathcal{E}_c(p) - \mathcal{E}_v(p); \\ p' - p &= \hbar q. \end{aligned} \quad (35)$$

Здесь p и p' — квазиимпульсы электрона в начальном и конечном состояниях, $\hbar\omega$ — энергия фотона, q — его волновой вектор. Т. к. импульс фотона $\hbar q$ мал по сравнению с p' и p , то $p \approx p'$ (рис. 7). Если экстремумы обеих зон находятся в одной точке импульсного пространства, порог прямых переходов (край поглощения) совпадает с \mathcal{E}_g . Фотона с $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$ могут поглощаться лишь за счёт значительно менее вероятных процессов (см. ниже); прозрачность П. резко возрастает при $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$.

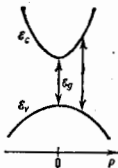


Рис. 7. Прямые переходы; экстремумы зон проводимости и валентной зоны находятся в точке $p = 0$.

Непрямыми наз. переходы, в к-рых кроме электрона и фотона участвует фонон или примесный центр. В этом случае соотношение $p \approx p'$ не выполняется. Непрямые переходы менее вероятны, однако они определяют коэф. поглощения света при $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$ в случае, когда экстремумы зон находятся в разных точках импульсного пространства. У Ge, напр., абс. экстремум зоны проводимости находится в точке В (рис. 8), к-рая лежит на границе зоны Бриллюэна. Максимум валентной зоны лежит в точке А при $p = 0$. Зона проводимости имеет более высокий минимум в точке С при $p = 0$. Разность энергий между точками С и А равна \mathcal{E}_{cv} . Прямые переходы возможны лишь при $\hbar\omega > \mathcal{E}_{cv}$. В области энергий $\mathcal{E}_g \leq \hbar\omega < \mathcal{E}_{cv}$ возможны лишь не прямые переходы (наклонная линия). Коэф. поглощения света вблизи фундам. края $\sim 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-1}$ при прямых переходах и $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ при не прямых переходах.

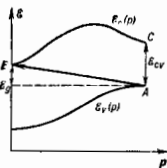


Рис. 8. Прямые и не прямые переходы для зонной структуры Ge.

Экситон. Структура края фундам. поглощения усложняется за счёт взаимодействия электрона в зоне проводимости в дырке в валентной зоне, возникающих при поглощении фотона. Электрон и дырка могут образовывать связанное состояние, к-рое наз. *Ванье — Мотта экситоном*. Вследствие этого энергия фотона, соответствующая краю поглощения, уменьшается на величину энергии связи экситона. Т. к. экситон имеет также возбуждённые состояния, то край фундам. поглощения имеет структуру, напоминающую бальмеровскую серию атома водорода. При достаточной большой интенсивности света в П. может образоваться значит. кол-во экситонов. С увеличением их концентрации они

конденсируются, образуя *электронно-дырочную жидкость*.

Влияние внешних полей. Структура края фундам. поглощения изменяется под влиянием электрич. и магн. полей. Электрич. поле «наклоняет» зоны и делает возможным туннельный переход при $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$ (см. Квантовая — Франца эффект). Магн. поле вызывает эквивалентное энергия электронов и дырок, т. е. возникоение эквивалентных *Ландау уровней*, расстояния между к-рыми равно $\hbar e H / m$, где m — эфф. масса электрона или дырки. Плотность состояний носителя заряда вблизи уровней Ландау возрастает, вследствие чего появляются осциллирующ. коэф. поглощения как ф-ция частоты света. Максимум поглощения соответствует переходам между уровнями Ландау. Изучение осцилляций позволяет расшифровать спектр электронов и дырок (см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*).

Размерное квантование. На край фундам. поглощения влияет также т. н. размерное квантование, к-рое возникает, если образец представляет собой тонкую плёнку или имеет маленькие размеры во всех измерениях. Соответствующие уровни энергии также проявляются при межзонаном поглощении (см. *Квантовые размерные эффекты*).

При $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$ важную роль играет внутрizonное поглощение. Квантование в магн. поле или размерное квантование может значительно усилить внутрizonное поглощение на выделенных этим квантованием частотах, что также позволяет изучать спектр носителей. *Циклотронный резонанс* оказался наиб. важным явлением такого рода: электроны в сильном пост. магн. поле H движутся по замкнутым траекториям, причём период обращения зависит от вида энергетич. спектра П., от величины магн. поля H и его направления относительно кристаллографич. осей. Образец помещают в ВЧ-поле и исследуют поглощение энергии этого поля в зависимости от величины H . Резонанс возникает, когда частота поля совпадает с циклотронной частотой электрона.

Генерация неравновесных носителей. Концентрация равновесных электронов и дырок определяется теми-рой образом. Мп. важные свойства П. связаны с неравновесными состояниями, к-рые могут быть созданы разными способами, напр. при возбуждении светом и инжекцией через контакты. При облучении светом, с $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$ генерируются электроны и дырки, к-рые являются неравновесными. При стационарном освещении их концентрация не зависит от времени и определяется интенсивностью света и временем жизни носителей (в свободном состоянии). Они обуславливают явление *фотопроводимости* — изменения электропроводности под действием света. Иногда электропроводность при освещении отличается на много порядков от т. н. темновой электропроводности. Если прекратить освещение, концентрация носителей возвращается к равновесному значению за время порядка времени жизни неравновесных носителей. Малая инерционность этого явления позволила создать чувствит. приборы для регистрации светового излучения, в т. ч. и для ИК-диапазона (см. *Приёмники оптического излучения*).

При протекании тока через контакт П. с металлом или др. П. неравновесные электроны и дырки заполняют приконтактную область, причём их концентрация зависит от величины тока, а толщина области, заполненной неравновесными носителями, — от димн. на к-рую они диффундируют за время жизни (см. *Инжекция носителей заряда, Контактные явления в полупроводниках*).

Рекombинация. Время жизни носителей определяется рекомбинац. процессами, в результате к-рых исчезают электронно-дырочные пары, т. е. электроны возвращаются из зоны проводимости в валентную зону. Рекомбинация неравновесных носителей может сопровождаться излучением квантов света (*люминесценция*).

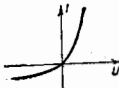
Люминесценция может быть вызвана светом (фотолюминесценция) или электрич. током (электрoлюминесценция). На явления электрoлюминесценции основана работа большинства полупроводниковых излучателей света (см. Светоизлучающий диод. Рекомбинация носителей заряда в полупроводниках).

За счёт неравновесных носителей в П. может возникать и инверсия и населённость в т. н. активной области электронов на более высоких уровнях энергии число, чем на виах. В таких условиях излучение света превышает его поглощение, т. е. происходит усиление света. Усиление происходит лишь в т. н. активной области П. В остальных местах инверсия населённости отсутствует и преобладает поглощение света. Если усиление света в активной области столь велико, что оно компенсирует и потери в пассивной области и выход световой энергии вовне, то возникает генерация света. В полупроводниковых лазерах инверсия населённости обычно достигается инжекцией неравновесных носителей через контакты (см. Инжекционный лазер, Гетеролазер).

При безызлучат. рекомбинации выделяемая энергия в конечном счёте отдаётся решётке. Механизмы безызлучат. рекомбинации разнообразны. При небольших концентрациях носителей осн. механизмом является рекомбинация через промежуточное состояние в запрещённой зоне, образованное примесями или дефектом решётки. Примесь захватывает сначала носитель одного знака (напр., электрон), а затем второго знака (дырку). В результате электрон и дырка исчезают, а примесь или дефект возвращается в исходное зарядовое состояние. Аналогичным механизмом является поверхностная рекомбинация, к-рая происходит при участии поверхностных состояний. При больших концентрациях носителей важную роль играет т. н. оже-рекомбинация, когда энергия передаётся 3-му носителю. Оже-рекомбинация обусловлена взаимодействием электронов. При конструировании светодиодов и лазеров безызлучат. рекомбинация нежелательна и её стараются по возможности уменьшить.

Полупроводниковые структуры. Простейшей полупроводниковой структурой является $p-n$ -переход. Его получают, легируя образец так, чтобы в одной его части преобладали донорные, в другой — акцепторные примеси. Осн. свойство $p-n$ -перехода состоит в том, что абс. величина тока I , к-рый течёт через него, сильно зависит от полярности приложенного напряжения U (рис. 9). Если переход включён в прямом направлении,

Рис. 9. Вольт-амперная характеристика $p-n$ -перехода.



то электроны и дырки движутся по направлению к границе областей и рекомбинируют вблизи неё. Этот механизм обеспечивает относительно большой ток. Если переход включён в обратном направлении, то носители движутся от границы. В этом случае ток течёт лишь за счёт генерации электронно-дырочных пар вблизи границы и оказывается по величине значительно меньше, чем ток в прямом направлении. Т. о., $p-n$ -переход может работать как выпрямитель. На основе $p-n$ -переходов делают также солнечные батареи, светодиоды, лазеры и др. приборы (см. Диоды твердотельные). Два $p-n$ -перехода, включённые навстречу друг другу, образуют транзистор.

Для нужд полупроводниковой электроники изготавливают т. н. pn -диоды, в к-рых p - и n -области разделены областью с собствен. проводимостью (i), а также периодич. структуры, состоящие из большого кол-ва p - и n -областей ($p-n-p$ и др.). Все перечисленные выше структуры получают путём легирования дозорами

и акцепторами к-л. одного материала (см. Легирование полупроводников). Гетероструктуры и гетеропереходы, представляющие собой контакт разных полупроводниковых материалов, применяются при создании полупроводниковых лазеров и др. полупроводниковых приборов.

Метод молекулярной эпитаксии позволяет создать сверхструктуры, представляющие собой периодич. чередование П. с разными ρ (рис. 10). При этом в зоне проводимости и в валентной зоне возникают периодически расположенные потенц. ямы и барьеры, размеры к-рых могут быть порядка неск. межатомных расстояний. В результате в зоне проводимости и в валентной зоне появляются т. н. мини-зоны, раз-

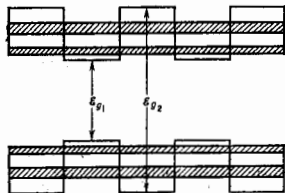


Рис. 10. Энергетическая схема сверхструктуры (мини-зонная структура).

делённые запрещёнными интервалами энергии. Благодаря этому сверхструктуры обладают свойствами, нашедшими применение в твердотельной электронике.

Поверхность полупроводника. Под поверхностью П. понимают неск. атомных слоев вблизи границы П. Она обладает свойствами, отличающимися от объёмных. Наличие поверхности нарушает трансляц. симметрию кристалла и приводит к *поверхностным состояниям* для электронов, а также к особым ал.-магн. волнам (поверхностные плазмоны), колебл. и спиновым волнам. Благодаря своей хим. активности поверхность, как правило, покрыта макроскопич. слоем сторонних атомов или молекул, адсорбируемых из окружающей среды. Эти атомы и определяют физ. свойства поверхности, маскируя состояние, присущее чистой поверхности. Развитие техники сверхвысокого вакуума позволило получать и сохранять в течение неск. часов атомарно чистую поверхность. Исследования чистой поверхности методом дифракции медленных электронов показали, что кристаллографич. плоскости могут смещаться как целое в направлении, перпендикулярном к поверхности. В зависимости от ориентации поверхности по отношению к кристаллографич. осям это смещение может быть направлено внутрь П. или наружу. Кроме того, атомы приповерхностного слоя изменяют положение равновесия в плоскости, перпендикулярной поверхности, по сравнению с их положениями в такой же плоскости, находящейся далеко от поверхности (*реконструкция поверхности*). При этом возникает упорядоченная двумерная структура с симметрией влже объёмной или не полностью упорядоченные структуры. Первые являются термодинамически равновесными, в их симметрия зависит от ориентации поверхности. При изменении темп-ры могут происходить фазовые переходы, при к-рых симметрия структуры изменяется (см. Поверхность).

Лит.: А н с л ь м. А. К., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; С м и т Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Б о н ч - Б р у е в и ч В. Л., К а т л а ш а н и к о в С. Г., Физика полупроводников, М., 1977, А. Л. Эброс.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ — вещества с чётко выраженными свойствами полупроводников в широком интервале темп-р, включая комнатную ($T \sim 300$ К). Характеризуются значеванным уд. электрoпроводностью ($\sigma \sim 10^4 - 10^{10}$ Ом \cdot см $^{-1}$ при

$T \sim 300$ К), промежуточными между уд. электропроводностью металлов и хороших диэлектриков. В отличие от металлов, концентрация подвижных носителей заряда в П. м. значительно ниже концентрации атомов, а электропроводность σ возрастает с ростом T . Для П. м. характерна высокая чувствительность эл.-физ. свойств к внеш. воздействию (нагрев, облучение, деформация и т. д.), а также к содержанию примесей и структурных дефектов. Характеристики важнейших П. м. приведены в табл. 1.

По структуре П. м. делятся на кристаллические, аморфные, жидкие. Ряд органич. веществ также проявляет полупроводниковые свойства и составляет обширную группу органических полупроводников. Наиб. значение имеют неорганич. кристаллич. П. м., к-рые по хим. составу разделяются на элементарные, двойные, тройные и четверные хим. соединения, растворы и сплавы. Полупроводниковые соединения классифицируются по номерам групп периодич. табл. элементов, к к-рым принадлежат входящие в их состав элементы.

Основные группы кристаллических полупроводниковых материалов (см. табл. 1):

1. Элементарные П. м.: Ge, Si (алмаз), В, α -Sn, Te, Se и др. Важнейшими представителями этой группы являются Ge и Si — осн. материалы полупроводниковой электроники. Обладая 4 валентными электронами, атомы Ge и Si образуют кристаллич. решётку типа алмаза, где каждый атом имеет 4 ближайших соседа, с каждым из к-рых связан ковалентной связью (координация соседей — тетраэдрическая). Они образуют между собой непрерывный ряд *твёрдых растворов*, также являющихся важными П. м.

2. Соединения типа $A^{III}B^V$. Имеют в осн. кристаллич. структуру типа сфалерита. Связь атомов в кристаллич. решётке носит преим. ковалентный характер с нек-рой долей (5—15%) ионной составляющей (см. *Химическая связь*). Важнейшие представители этой группы: GaAs, InP, InAs, InSb, GaP. Мн. П. м. $A^{III}B^V$

образуют между собой непрерывный ряд твёрдых растворов тройных и более сложных ($Ga_xAl_{1-x}As$, $GaAs_xP_{1-x}$, $Ga_xIn_{1-x}P$, $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ и т. д.), к-рые также являются важными П. м. (см. *Температурный переход. Температурная мура*).

3. Соединения элементов VI группы (O, S, Se, Te) с элементами I—V групп, а также с переходными и редкоземельными металлами. Среди этих П. м. наиб. интерес представляют соединения типа $A^{IV}B^VI$. Они имеют кристаллич. структуру типа сфалерита или вюрцита, реже — типа NaCl. Связь между атомами носит ковалентно-ионный характер (доля ионной составляющей порядка 45—60%). Для П. м. типа $A^{IV}B^VI$ характерны явления *псевдоморфизма* и наличие полиморфизма кубической и гексагональной модификаций. Важнейшие представители: CdTe, CdS, ZnTe, ZnSe, ZnO, ZnS. Мн. П. м. типа $A^{IV}B^VI$ образуют между собой непрерывный ряд твёрдых растворов; важнейшие из них: $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Cd_xHg_{1-x}Se$, $CdTe_xSe_{1-x}$. Физ. свойств в значит. мере определяются концентрацией собственных точечных дефектов структуры, проявляющих электр. активность (центры рассеяния и рекомбинации).

Соединения типа $A^{IV}B^VI$ имеют кристаллич. структуру типа NaCl или орторомбическую. Связь между атомами — ковалентно-ионная. Типичные представители: PbS, PbTe, SnTe. Они образуют между собой непрерывный ряд твёрдых растворов, среди них наиб. важны $Pb_xSn_{1-x}Te$, $Pb_xSn_{1-x}Se$. Собств. точечные дефекты структуры в $A^{IV}B^VI$ имеют низкую энергию ионизации и проявляют электр. активность.

Соединения типа $A^{II}B^VI$ имеют кристаллич. структуру типа сфалерита с $1/2$ незаполненных катионных узлов. По своим свойствам занимают промежуточное положение между $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^VI$. Для них характерны низкие решетчатая теплопроводность и подвижность носителей заряда. Типичные представители: Ga_2Te_3 , Ga_2Se_3 , In_2Te_3 .

Табл. 1. — Характеристики важнейших полупроводниковых материалов (* означает усреднение по кристаллографическим направлениям)

Полупроводниковый материал	Тип кристаллич. решётки	Период кристаллич. решётки, Å (300 К)	$T_{пл}$, °C	Плотность, г/см ³ (300 К)	Коеф. линейного расширения $\times 10^{-6}$, K ⁻¹	Коеф. теплопроводности, Вт \times см ⁻¹ \times град ⁻¹	Диэлектрич. проницаемость, ϵ_0^*	Темп-ра Дебая, θ_D
Si	кубическая (алмаз)	5,43072	1417	2,32830	2,4(300 К)	1,3	11,7	680(300 К) 530(80 К)
Ge	—	5,65754	937	5,32600	5,75(300 К)	0,63	16	490(300 К) 353(80 К)
$A^{III}B^V$								
InSb	кубическая (сфалерит)	6,4795	525	5,775	5,04(300 К)	0,17	17,5	202(300 К)
InAs	—	6,05838	943	5,667	5,19(300 К)	0,27	14,5	249(300 К)
InP	—	5,86875	1062	4,787	4,73(300 К)	0,67	14	321(300 К)
GaSb	—	6,09866	706	5,1220	6,7(298—873 К)	0,34	15	263(300 К)
GaAs	—	5,6535	1238	5,3161	6,0(300 К)	0,16	12,5	344(300 К)
GaP	—	5,4495	1470	4,1297	5,3(300 К)	0,75	10,2	446(300 К)
$A^{IV}B^VI$								
ZnS	кубическая (сфалерит) гексагональная (вюрцит)	5,4093 $a=3,820$ $c=6,250$	1830	4,09	6,14(300 К)	0,026	8,16*	310(300 К) 315(80 К)
ZnSe	кубическая (сфалерит) гексагональная (вюрцит)	5,8687 $a=4,003$ $c=7,090$	1427	5,264	9,44(300—1000 К)	0,19	8,5*	400(80 К)
ZnTe	кубическая (сфалерит) гексагональная (вюрцит)	$a=6,1033$ $kI=6,4, 310$ $kII=7, 0$	1239	5,633	9,02(300 К)	0,18	9,8*	250(80 К)
CdS	кубическая (сфалерит)	5,820	1740	4,825	6,5(300—1100 К)	0,2	9,3*	250—300(300 К)
CdSe	гексагональная (вюрцит) кубическая (сфалерит)	$a=4,1368$ $c=6,7136$ 0,6050	1347	5,81	—	0,043	9,5*	230(80 К)
CdTe	гексагональная (вюрцит) кубическая (сфалерит)	$a=4,304$ $c=7,018$ 6,482	1092	5,85	4,9(300 К)	0,075	10,5*	200(80 К)
HgTe	кубическая (сфалерит)	5,463	670	6,076	4,0(300 К)	0,016	48*	—

Табл. 2. — Параметры зонной структуры и свойства носителей заряда для важнейших полупроводниковых материалов

Полупроводниковый материал	Тип зонной структуры	ϵ_s , эВ (300 К)	$\partial\epsilon_s/\partial T, \cdot 10^{-4}$, эВ/град°	$\partial\epsilon_s/\partial p, \cdot 10^{-4}$, эВ/бар	m в долях m_0 (300 К)		μ , см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	
					электроны	дырки	электроны	дырки
Si	непрямозонный	1,14	-4	1,5	0,33	0,55	1500(300K)	480(300K)
Ge	—	0,67	-4	5	0,22	0,39	4500—	1900—
A^{III}B^V								
InSb	прямозонный	0,18	-2,8	14,8(000)	0,013	0,4	8000—	750—
InAs	—	0,356	-2,2	8,5(000)	0,025	0,4	1,2·10 ⁴ (77K)	9,1·10 ³ (77K)
InP	—	1,35	-2,9	4,6	0,073	0,4	3500(300K)	240(300K)
GaSb	—	0,79	-3,8	12	0,042	0,5	5000—	200—
GaAs	—	1,43	-3	12,5	0,072	0,68	4000—	1400—
GaP	непрямозонный	2,26	-5,5	1,7	0,35	0,5	850—	450—
							300—	100—
A^{II}B^{VI}								
ZnS	прямозонный	3,68	-5,3	5,7	0,23	0,6	170	—
ZnSe	—	2,8	-7,2(30—400K)	6	0,16	0,6	260(300K)	15—
ZnTe	—	2,25	—	6	0,17	0,8	340—	110—
CdS	—	2,42; 2,53	-4,4(77—300K)	3,3	0,2	0,5	350—	50—
CdSe	—	1,85	-4,6(30—400K)	3,0	0,13	0,6	550—	30—
CdTe	—	1,55	-4,1(77—394K)	3,0	0,11	0,35	4·10 ³ (77K)	100—
							1200(300K)	80—
HgTe	—	0,15	-16(4K)	10	0,017	0,16	2,3·10 ⁴ —	100—
					0,03(1,2K)	0,35	7·10 ³ (77K)	—

4. Тройные соединения типа A^{III}B^{IV}C^V. Кристаллизуются в осн. в решетке халькопирита. Обнаруживают упорядочение в магн. и электрич. полях. Образуют между собой твердые растворы. Типичные представители: CdSnAs₂, CdGeAs₂, ZnSnAs₂.

5. Карбид кремния SiC — единств. соедине-ние, образуемое элементами IV группы между собой; существует в неск. структурных модификациях; α -SiC (структура сфалерита), β -SiC (гексагональная структура), имеющая ок. 15 разновидностей.

Некристаллические полупроводниковые материалы

Типичными представителями являются стеклообразные П. м. — халькогенидные и оксидные. К первым относятся элементы TI, P, As, Sb, Bi с S, Se, Te, характеризующиеся широким диапазоном значений σ , низкими темп-рами размягчения, устойчивостью к кислотам и щелочам. Типичные представители: As₂Se₃ — As₂Te₃, TI₂Se — As₂Se₃. Оксидные стеклообразные П. м. имеют состав типа V₂O₅ — P₂O₅ — RO_x (R — металлы I — IV групп); $\sigma = 10^{-10}$ — 10^{-3} Ом⁻¹·см⁻¹. Стеклообразные П. м. имеют электронную проводимость, обнаруживают фотопроводимость в термоэдс. При медленном охлаждении обычно превращаются в кристаллич. П. м.

Важными некристаллич. П. м. являются также твердые растворы водорода в аморфных полупроводниках (гидрированные некристаллич. П. м.): α -Si(H), α -Si_{1-x}C_x(H), α -Si_{1-x}Ge_x(H), α -Si_{1-x}N_x(H), α -Si_{1-x}Sn_x(H). Водород обладает высокой растворимостью в этих П. м. и замыкает на себя значит. кол-во «болтающихся» связей, характерных для аморфных П. м. В результате резко снижается плотность состояний носителей заряда в запрещенной зоне и появляется возможность создания p — n переходов (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*).

Свойства полупроводниковых материалов

Осн. физ.-хим. свойства важнейших П. м. представлены в табл. 1 и 2.

Прслеживаются следующие общие закономерности в изменении свойств. С увеличением энергии связи между атомами уменьшается период кристаллич. решетки a , возрастает темп-ра плавления $T_{пл}$ и ширина запрещенной зоны ϵ_g . С увеличением молекулярной (атомной) массы период кристаллич. решетки в возрастает,

$T_{пл}$ и ϵ_g уменьшаются. Нагрев П. м. приводит к увеличению a ; внеш. давление p вызывает уменьшение a . При этом соотв. уменьшаются или увеличиваются энергия связи между атомами и ширина запрещенной зоны ϵ_g (табл. 1).

Зонная структура. В большинстве практически важных П. м. валентные зоны имеют сходное строение. Они вырождены и состоят из зоны тяжелых дырок v_1 , зоны легких дырок v_2 и спиноразделенной зоны v_3 (рис. 1). Все зоны имеют максимум в центре Бриллю-

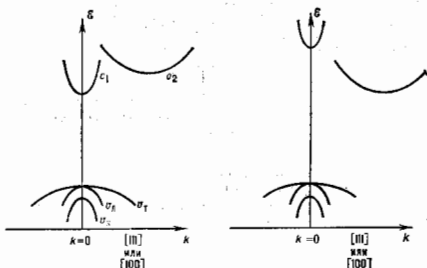


Рис. 1. Зонная структура: слева — прямозонных полупроводниковых материалов; справа — непрямозонных.

нова зоны ($k = 0$). Перенос носителей в П. м. с дырочной проводимостью определяется дырками первых 2 зон, эфф. массы k -рых приведены в табл. 2 (см. *Зонная теория*).

В зоне проводимости, помимо минимума в центре Бриллюнова зоны ($k = 0$), есть побочные минимумы, располагающиеся вдоль кристаллографич. направлений [100] или [111]. Электроны в центр. минимуме c_1 имеют высокую подвижность и малую эфф. массу m , в побочных минимумах — низкую подвижность и большую m . Если энергетически наиб. низкий является минимум в центре Бриллюнова зоны, то такие П. м. наз. «прямозонными». П. м., где энергетически наиб. низкими являются минимумы в направлениях

[100] или [111], относятся к числу «непрямозонных». В прямозонных П. м. электроны проводимости имеют высокую подвижность и малую эфф. массу, в непрямозонных наоборот (табл. 2). Величина коэф. поглощения света вблизи края фундаментального поглощения

Табл. 3. — Коэффициент излучательной рекомбинации K_n

Полупроводниковый материал	Тип зонной структуры	$K_n, \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
Si	Непрямозонный	$1,79 \cdot 10^{-14}$
Ge	—	$5,25 \cdot 10^{-14}$
GaP	—	$5,37 \cdot 10^{-14}$
GaAs	Прямозонный	$7,21 \cdot 10^{-10}$
GaSb	—	$2,39 \cdot 10^{-10}$
InAs	—	$8,5 \cdot 10^{-11}$
InSb	—	$4,58 \cdot 10^{-11}$

в прямозонных П. м. $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$, в непрямозонных П. м. — $10^3 - 10^2 \text{ см}^{-1}$. Прямозонные П. м. обнаруживают более высокой коэф. излучат. рекомбинации (табл. 3) (см. Рекомбинация носителей заряда).

Свойства полупроводниковых твёрдых растворов зависят от их состава и природы составляющих компонентов. Период кристаллич. решётки обычно линейно зависит от концентрации растворённого компонента (нравилло Вегарда). Концентрац. зависимость подвижности носителей μ , времени их жизни τ , интенсивности излучат. рекомбинации K_n и оптич. поглощения в твёрдых растворах прямозонных П. м. описываются плавными кривыми между значениями, характерными для составляющих их компонентов (рис. 2).

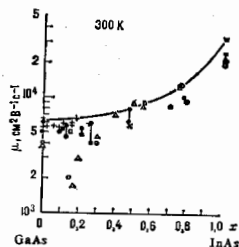


Рис. 2. Зависимость подвижности μ носителей в растворах прямозонных полупроводников GaAs, InAs от концентрации компонентов (x).

В твёрдых растворах, образованных прямозонным и непрямозонным П. м., в области составов, где происходит изменение зонной структуры, наблюдаются резкие изменения свойств (рис. 3).

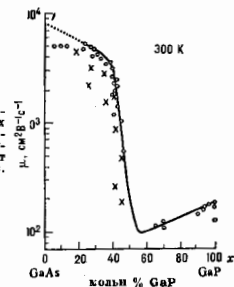


Рис. 3. Зависимость подвижности μ носителей в твёрдых растворах между прямозонным и непрямозонным полупроводниками GaAs, P, x от концентрации компонентов.

Зависимость свойств П. м. от природы и концентрации примесей в дефектов используют для целенаправленного изменения характеристик П. м. путём легирования (см. Легирование полупроводников).

Получение чистых полупроводниковых материалов

Очистка от посторонних примесей в случае Ge и Si осуществляется путём синтеза их летучих соединений (хлоридов, гидридов) с последующей глубокой очисткой методами ректификации, сорбции, частичного гидролиза и термич. обработки. Хлориды подвергают затем высокотемпературному восстановлению водородом, также прошедшим предварит. глубокую очистку, с осаждением восстановленных продуктов на прутках из Ge или Si. Из очищенных гидридов Ge и Si выделяют путём термич. разложения. В результате достигается суммарное содержание остаточных электрически активных примесей $\sim 10^{-4} - 10^{-6}\%$.

Получение особо чистых полупроводниковых соединений осуществляют, применяя для их синтеза очищенные компоненты. Суммарное содержание остаточных примесей в исходных материалах $\sim 10^{-4} - 10^{-6}\%$. Синтез разлагающихся соединений проводят либо в запаянных кварцевых ампулах при контролируемом давлении паров летучего компонента в рабочем объёме, либо под слоем т. н. жидкого флюса (напр., особо чистый обезжелезненный борный ангидрид). Синтез соединений, имеющих большое давление паров летучего компонента над расплавом, осуществляют в камерах высокого давления. Часто синтез совмещают с последующей допозит. очисткой соединения путём направленной или зонной кристаллизации расплава. Направленную кристаллизацию осуществляют перемещением контейнера с расплавом в область (зону) с градиентом темп-ры. При зонной плавке расплавленная зона перемещается вдоль кристалла.

Выращивание полупроводниковых монокристаллов

Наиб. распространённым способом является вытягивание из расплава по методу Чохральского (см. Кристаллизация, Монокристаллов выращивание). Этим методом получают монокристаллы Ge, Si, соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}, \text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{IV}}, \text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ и т. д. Вытягивание монокристаллов неразлагающихся П. м. проводят в атмосфере водорода, инертных газов или в условиях глубокого вакуума. При выращивании монокристаллов разлагающихся соединений (InAs, GaAs, InP, GaP, CdTe, PbTe и др.) расплав герметизируют слоем жидкого борного ангидрида (флюс). Монокристаллы вытягивают, погружая затравку в расплав через флюс и поддерживая в рабочем объёме над расплавом определ. давление инертного газа. Часто вытягивание осуществляют в камерах высокого давления; при этом совмещается процесс выращивания монокристалла с предварит. синтезом соединения под слоем флюса (GaAs, InP, GaP и др.).

Для выращивания монокристаллов П. м. также используют методы направленной и зонной кристаллизации в горизонтальном и вертикальном варианте (индукционный или резистивный нагрев). В случае разлагающихся соединений для получения монокристаллов стехиометрич. состава процесс проводят в запаянных кварцевых ампулах, поддерживая равновесное давление паров летучего компонента над расплавом; часто для этих целей требуются камеры высокого давления, в к-рых поддерживается противодействие инертного газа. При получении монокристаллов необходимой кристаллографич. ориентации используют ориентированные монокристаллич. затравки.

Для выращивания монокристаллов, обладающих благоприятным сочетанием величин плотности и поверхностного натяжения, можно использовать метод бесконтактной зонной плавки. Отсутствие контакта расплава со стенками контейнера позволяет получать наиб. чистые монокристаллы. Обычно процесс выращивания

монокристалла совмещают с предварит. доп. оптич. очисткой. Для создания расплавленной зоны применяют индукционный нагрев (используется в технологии Si).

Для получения монокристаллов ряда тугоплавких релаксирующих полупроводниковых соединений применяют кристаллизацию из газовой фазы методами сублимации и хим. транспортных реакций (напр., CdS, ZnS, SiC, AlN).

Если при выращивании не удается получить соединения стехиометрич. состава, кристаллы разрезают на пластины и подвергают доп. отжигу в парах недостающего компонента. Наиб. часто этот приём используют для получения кристаллов узкозонных соединений $A^{IV}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$, где собств. точечные дефекты проявляют высокую электр. активность (PbTe, PbSb_{1-x}Te, Cd_{1-x}Hg_xTe и др.). Для выращивания профилей монокристаллов П. м. (ленты, прутки, трубы и т. д.) применяют метод Стенана. Процессы получения П. м. в виде монокристаллич. плёнок на разл. родах монокристаллич. подложек наз. процессами эпитаксиального наращивания (см. Эпитаксия).

Применение полупроводниковых материалов

Осн. областью применения П. м. является микроэлектроника. П. м. составляют основу современных больших и сверхбольших интегральных схем (ИС), к-рые делаются в осн. на Si. Повышение быстрействия и снижение потребляемой мощности связано с созданием ИС на основе GaAs, InP и их твёрдых растворов с др. соединениями $A^{IV}B^{VI}$.

П. м. используют для изготовления «силовых» электронных приборов (вентилей, тристоров, мощных транзисторов). Здесь также осн. П. м. является Si, в дальнейшем продвижение в область более высоких рабочих темп-р связано с применением GaAs, SiC и др. широкозонных П. м. Расширяется применение П. м. в солнечной энергетике. Осн. П. м. для изготовления солнечных батарей являются Si, GaAs, гетероструктуры Ga_{1-x}Al_xAs — GaAs, Cu_{1-x}S — CdS, α -Si(H), α -Si(H) — α -Si_{1-x}C_x(H). С применением кристаллич. гидрированных П. м. связаны перспективы снижения стоимости солнечных батарей.

П. м. используются в пров.-в полупроводниковых лазерах в световых приборах. Лазеры изготовляют на основе ряда прямозонных соединений $A^{III}B^{V}$, $A^{IV}B^{VI}$, $A^{IV}B^{VI}$ и др. Важнейшими П. м. для изготовления инжекционных лазеров являются гетероструктуры: Ga_{1-x}Al_xAs — GaAs; Ga_{1-x}In_xAs_{1-y}P_y — InP; Ga_{1-x}In_xAs — InP; Ga_{1-x}In_xAs_{1-y}P_y — GaAs_{1-x}P_x; Pb_{1-x}Sn_xTe — PbTe (см. Гетероструктуры) для изготовления светодиодов используют GaAs, GaP, GaAs_{1-x}P_x, Ga_{1-x}In_xAs, Ga_{1-x}Al_xAs, SiC и др. П. м. составляют осн. базу фотоэлектрич. устройств широкого диапазона (Ge, Si, GaAs, GaP, InSb, InAs, Ga_{1-x}Al_xAs, Hg_{1-x}Cd_xTe, Pb_{1-x}Sn_xTe и др.). Полупроводниковые лазеры и фотоэлементы — составляющие элементы базы волоконно-оптич. линий связи (см. Волоконная оптика).

Широко используют П. м. для создания разл. приборов СВЧ- и радиодиапазонов (биполярные и полевые транзисторы, транзисторы на горячих электронах, диоднопробные диоды), детекторов частиц (чистые Ge, Si, GaAs, CdTe и др.; см. Полупроводниковый детектор). На основе П. м. изготавливают термохолодильники, термоэлектрич. высокочувствит. термометры, датчики магн. полей, модуляторы и волноводы ИК-излучения, т. е. оптические окна и др.

Лит.: Горелов И. С., Давиденко И. М., Я. Материаловедение полупроводников и металловедение. М., 1973; Мизнер В. С. и Я. М. Р. Полупроводниковые материалы в современной электронике. М., 1986; Нашельский В. А., Я. М. Технологич. полупроводниковых материалов. М., 1987; Мейер В. Г., Я. М. Р. Газарев С. Д. Электрофизические свойства полупроводников. (Справочник физических величин). М., 1987. М. Г. Мильштейн.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ — общее название разнообразных приборов, действие к-рых основано на свойствах полупроводников — односторонних (табл. 1) и неоднородных, содержащих $p-n$ -переходы и гетеропереходы (табл. 2, 3). В П. п. используются разл. явления, связанные с чувствительностью полупроводников к внеш. воздействиям (изменению темп-ры, действию света, электр. и магн. полей и др.), а также поверхностные свойства полупроводников (контакт полупроводников — металл, полупроводник — диэлектрик и их сочетания).

Табл. 1. — Полупроводниковые приборы на основе односторонних полупроводников

Внешнее воздействие	Используемое явление (свойство)	Название прибора	Число электродов
Свет	Пропускание света выше определ. частоты	Оптич. фильтр	0
»	Генерация носителей заряда под действием света	Полупроводниковый лазер с оптич. накачкой	—
Электронный пучок	Генерация носителей под действием электронов	Полупроводниковый лазер с накачкой электронным пучком	—
Электр. поле E	Электр. проводимость полупроводника; ток $I = \sigma E$	Резистор (сопротивление)	—
»	Свет частоты ω и E в магн. поле H	Генератор Гална	2
»	»	Фотосопротивление (фоторезистор)	2
»	»	Сопровождение (резистор), управл. элемент магн. поля	2
»	»	Датчик Холла	4
E, темп-ра T	Зависимость электропроводности полупроводника от темп-ры: $I = \sigma(T)E$	Термистор (терморезистор)	2
E, давление P	Тензорезистивный эффект	Тензодатчик	2

Табл. 2. — Многопереходные полупроводниковые приборы

Внешнее воздействие	Название	Основные особенности	Число электродов
E ₁ или E ₂	Биполярный транзистор	Взаимосвязанные $p-n$ и $n-p$ -переходы	3
E	Диодный тиристор	Четырёхслойная структура $p-p-n-p$	2
»	Триодный тиристор	$p-p-n-p$ -структура с 1 управляющим электродом	3
»	Полевой транзистор с $p-n$ -переходом	Униполярный транзистор с затвором в виде $p-n$ -перехода	4
»	МДП-диод	Диоды с МДП-структурой (переменная ёмкость, световыключающие диоды, приёмники света)	2
»	МДП-транзистор (МДП-триод)	МДП-структура	3

Наряду с П. п., классификация к-рых приведена в табл. 1, 2, 3, к П. п. относят также полупроводниковые интегральные схемы — монолитные функциональные узлы, все элементы к-рых изготавливаются в едином технолог. процессе.

Лит.: Пасынков В. В., Чирниц Л. К., Шнигов А. Д. Полупроводниковые приборы, 4 изд., М., 1987; Федотов Я. М., 1970; З и С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984.

Табл. 3. — Полупроводниковые приборы с одним $p-n$ -переходом, генератором или переходом металл-диэлектрик

Внешнее воздействие	Используемое явление	Название прибора	Число элементов
Свет	Вентильная фотоодс	Полупроводниковый фотоэлемент, солнечная батарея	2
E	Вольтамперная характеристика $p-n$ -перехода	Полупроводниковый диод-выпрямитель	2
	Зависимость сопротивления $p-n$ -перехода от приложенного напряжения	Варистор (переменная сопротивление)	2
	Зависимость емкости $p-n$ -перехода от приложенного напряжения	Варистор (переменная емкость)	2
	Излучат. рекомбинация электронов и дырок в области гомо- или гетеро- $p-n$ -перехода (спонтанная)	Светоизлучающий диод (электролюминесцентный диод)	2
	N -образная вольтамперная характеристика симметричного (с двух сторон) $p-n$ -перехода (вырождение)	Туннельный диод (уменьшение и генерирование электрич. колебаний с частотами 10 ТГц)	2
	Излучат. рекомбинация (вынужденная) в области гомо- или (чаще) гетеро- $p-n$ -переходов	Исходящий лазер	2
	Резкое возрастание тока чрев $p-n$ -переход из-за лавинного пробоя и туннелирования	Стабилизатор напряжения	2
V	Генерация колебаний СВЧ, связанная с лавинным умножением и задержкой на время пролета	Лавинно-прямительный диод (генератор)	2
	Вольтамперная характеристика контакта металл-полупроводник	Диод Шоттки, диод Мотта, туннельный диод	2
	Генерация электронно-дырочных пар частиц, вылетающей в обедненной носителями слой области контакта полупроводник-металл или между $p-n$ -перехода	Полупроводниковый детектор частиц	6
T	Зависка э.з. эффект	Термопара, термогенератор	6
E, T	Пельтье эффект	Холодильник Пельтье	6
Свет, E	Генерация электронов и дырок в области $p-n$ -перехода под действием света	Фотодиод (детектор света и др.)	6

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР — детектор частиц, осн. элементом к-рого является $p-n$ -переход.

П. д. состоит из слоя полупроводника с нанесенными на него с обеих сторон металлы. электродами, на к-рые подается напряжение. При попадании частицы или γ -кванта в полупроводник в нём в результате ионизации образуются неравновесные носители заряда — электроны и дырки, к-рые под воздействием электрич. поля перемещаются к электродам. В результате в электрич. цепи, соединённой с П. д., возникает импульс тока

$$I(t) = \frac{\Delta Q(t)}{\Delta t},$$

где $\Delta Q(t) = \Delta Q_2(t) + \Delta Q_1(t)$ — заряд, наводимый на электродах. Импульс тока преобразуется в импульсы напряжения, амплитуда к-рого пропорциональна энерг. выделению $\Delta \mathcal{E}$ частицы в полупроводнике.

Необходимым условием, обеспечивающим возможность измерения заряда ΔQ , возникающего в П. д. под действием ионизирующей частицы, является малая величина темнового тока I_0 , протекающего через П. д. в отсутствие ионизации. Это означает, что полупроводник должен обладать высоким уд. сопротивлением r .

Если флуктуации темнового тока $\sqrt{I_0 \Delta t / e}$ за время собрания носителей $\Delta t (I_0 \Delta t / e)$ сравнимы с числом носителей N_0 , созданных в объёме П. д. частицей, то выделение полезного сигнала оказывается невозможным. Чем меньше N_0 и чем с большей точностью необходимо измерить ΔQ , тем большим сопротивлением r должен обладать полупроводник. Для измерения энерг. выделенная $\Delta \mathcal{E} = 1$ МэВ с точностью 1% необходимо $r > 10^8$ Ом·см.

Число носителей заряда N_0 , возникающих в П. д. при энерг. выделении $\Delta \mathcal{E}$, равно $\Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}_0$, где \mathcal{E}_0 — энергия, необходимая для образования пары электрон-дырка. Т. к. в полупроводниках $\mathcal{E}_0 \sim 3$ эВ, а в газах $\mathcal{E}_0 \sim 30$ эВ, то в П. д. при том же $\Delta \mathcal{E}$ создается в 10 раз больше носителей заряда, чем в газовой иониз. камере. В этом заключается одно из важных преимуществ П. д. перед газовыми детекторами.

Время жизни носителей заряда t должно превышать время сбора Δt заряда на электроды (иначе сбор будет не полным). В полупроводниках, используемых для П. д., времена жизни свободных электронов и дырок t составляют неск. мс, что достаточно для полного сбора носителей. Скорость v сбора носителей или время их сбора Δt определяются подвижностью носителей заряда μ и напряжённостью электрич. поля E : $v = \mu E$. В случае однородного электрич. поля $E = W/d$, где W — толщина чувствит. области. Материал для П. д. не должен содержать большого кол-ва примесных центров, к-рые приводили бы к захвату носителей заряда, образующихся при ионизации.

В природе не существует веществ, к-рые имели бы значения r , μ , t , \mathcal{E}_0 , необходимые для П. д. Диэлектрики обладают высоким r , но очень малым t , поэтому на их основе возможно создание детекторов лишь с тонкой чувствит. областью. Так, на основе алмазов созданы детекторы с толщиной рабочей области $D \leq 300$ мкм. Полупроводники обладают нужными r , \mathcal{E}_0 , t , однако их сопротивление r (даже при высокой степени очистки от примесей) оказывается ниже требуемого для обеспечения малого темнового тока (табл.).

Характеристики некоторых полупроводников, применяемых для полупроводниковых детекторов

Вещество ($T=300$ К)	Плотность, г/см ³	\mathcal{E}_0 , эВ		μ , см ² /Вс		t , с	
		\mathcal{E}_0 , эВ	\mathcal{E}_0 , эВ	электроны	дырки	электроны	дырки
Si	2,33	1,42	3,61	1350	480	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
Ge (77 К)	5,33	0,79	2,96	$3,6 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
CdTe	6,08	1,47	4,43	1000	80	10^{-7}	$5 \cdot 10^{-7}$
GaAs	5,32	1,42	4,2	$8 \cdot 10^3$	450	10^{-7}	10^{-7}
HgI ₂	6,4	2,13	4,2	100	4	10^{-7}	10^{-7}

Необходимые условия реализуются в области $p-n$ -перехода, обеднённой носителями, где r на неск. порядков выше, чем вне перехода. Обычно толщина области $p-n$ -перехода W , обеднённая носителями заряда, — чувствит. область П. д. — мала ($\leq 10^{-4}$ см). Практич. значения такой $p-n$ -переход не представляет, т. к. пробег R заряд. частиц, как правило, существенно больше l в области $p-n$ -перехода выделяется малая часть энерг. частицы. Для увеличения W на $p-n$ -переход подают обратное смещение U , к-рое увеличивает размер обеднённой области в соответствии с соотношением $W = bV/rU$, где b — константа, характеризующая полупроводник. Так, для n -Si $b = 0,5$. Для p -Si $b = 0,3$, для n -Ge $b = 1$, для p -Ge $b = 0,85$. При этом через $p-n$ -переход течёт темновой ток разл. происхождения: за счёт тепловой генерации электронов и дырок $I_{ген} = \exp(-\mathcal{E}_g/kT)$, где \mathcal{E}_g — ширина запрещённой зоны в полупроводнике; ток диффузии $I_{диф}$ за счёт неравновесной концентрации носителей.

ток поверхностной утечки $I_{пов}$. Для уменьшения $I_{пов}$ необходимы материалы с достаточно большой $I_{ге}$ (в случае Ge — охлаждение). Для уменьшения $I_{пов}$ выбирают спец. геометрию П. д., используют обработку поверхности и разл. покрытия. Наиб. употребит. материалами для П. д. являются Si и Ge.

Типы полупроводниковых детекторов. В зависимости от способа создания $p-n$ -перехода различают поверхности-барьерные, диффузионные и ионно-легированные П. д. В поверхности-барьерных П. д. $p-n$ -переход создается пассивирующей пленкой металла испарением в вакууме (см. Шоттки барьер; рис. 1).

При определ. значениях r и U можно обеспечить полное обеднение носителями и получить детекторы с чувствит. областью, равной всей толщине пластины полупроводника, вплоть до 2—3 мм. Незудовлет. областями в таких детекторах являются переднее и заднее окна, суммарная толщина k -рых может быть доведена до долей мм.

В диффузионных П. д. переход создается диффузией донорных (или акцепторных) атомов в полупроводник с проводимостью r - или n -типов. Толщина входного окна в диффузионных детекторах существенно больше, чем в поверхности-барьерных, однако переход менее чувствителен к внеш. условиям.

В ионно-легиров. П. д. переход создается внедрением примесных атомов в кристалл при облучения его пучком ионов (см. Ионная имплантация). Обычно внедряется бор в полупроводник n -типа и фосфор в полупроводник p -типа (см. Легирование полупроводников). Толщина входного окна в ионно-легиров. П. д. может достигать величины ~ 1 мм. Для обеспечения высоких характеристик ионно-легиров. П. д. необходим отжиг радиационных дефектов, k -рые возникают при внедрении ионов.

Сущность, увеличение обедненной области в П. д. достигается компенсацией исходного материала до собственной (i) проводимости с помощью дрейфа понов Li в поле $r-n$ -перехода. На основе pin -диода созданы П. д. с толщ. чувствит. области $W = 10-15$ мм и с объемом $V = 100-150$ см³ (рис. 2). Из-за относи-

тельности (для Ge разностная концентрация p - и n -примесей составляет $2 \cdot 10^{20}$ см⁻³). На этой основе созданы т. н. $HPGe$ -детекторы (high purity Ge), для k -рых нет необходимости охлаждения во время хранения, но необходимо охлаждение при работе с целью уменьшения шумов.

Преимущества П. д. по сравнению с др. детекторами: пропорциональность сигнала энергоделиению ΔE частицы в месте П. д. в широком диапазоне E (неск. порядков), малая толщина входного окна, нечувствительность к магн. полю, высокие энергии разрешения на счёт малости E_0 , компактность и др. Однако реализация этих характеристик требует применения сложных электронных устройств. По назначению П. д. можно подразделить на спектрометрические, временные, координатные.

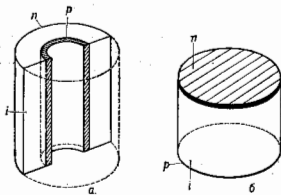
Спектрометрические полупроводниковые детекторы. Энергетич. разрешение П. д. определяется статистич. флуктуациями в числе носителей заряда δN_n ; потерями в собранном заряде за счёт рекомбинации носителей заряда, захвата их ловушками при движении к электродом δR ; флуктуациями в потерях энергии во входном окне П. д. $\delta E_{ок}$; шумами электронных устройств δE_e , в шумами темнового тока δ . Полное разрешение П. д. по энергии равно:

$$\delta E = \left[\delta E_{N_n}^2 + \delta E_R^2 + \delta E_{ок}^2 + \delta E_e^2 + \delta E_{\delta}^2 \right]^{1/2}$$

Компонента δE_{N_n} связана с механизмом возникновения и определяет предельное разрешение. П. д. обладает наилучшим разрешением среди детекторов ионизационного типа. Если вся энергия E частицы выделяется в объёме П. д., то энергетич. разрешение, определяемое статистич. флуктуациями в числе носителей, $\delta E_{N_n} = 2,36(F \cdot E) / N_n$, где F — т. н. фактор Фанона, учитывающий корреляцию в числе носителей. Теоретич. оценки дают $F = 0,09-0,30$ для Ge и $0,05-0,02$ для Si. Эксперим. значения F для Ge и Si равны $0,13$ и $0,02$, при этом есть тенденция к уменьшению F с улучшением качества П. д. и электронных устройств.

Спектрометрия β -частиц (электронов и позитронов) с энергиями $E \leq 1$ МэВ, k -рые имеют пробег в Si $R \leq 1$ мм, осуществляется как поверхности-барьерными П. д., так и Si(Li)-детекторами. В области энергий $E < 100$ кэВ применение полупроводниковых спектрометров предпочтительнее по сравнению с др. β -спектрометрами (рис. 3). Особенностью регистрации электронов с энергиями $E > 100$ кэВ является появление в процессах взаимодействия электронов с веществом γ -квантов, k -рые могут уйти из объёма П. д. (тормозное излучение). Это приводит к неполному выделению энергии первичного электрона в П. д., к появлению «педестала» в регистрируемом спектре и к уменьшению тем самым эффективности регистрации по пику полного поглощения. С увеличением энергии электронов вклад этих процессов растёт, и при энергиях $E \approx 10$ МэВ спектрометрия электронов по пику полного поглощения теряет смысл, т. к. торможение электронов в объёме П. д. приводит к образованию

Рис. 2. Конфигурации германиевых детекторов, легированных Li (pin -структура): а — оксидно-алюминиевого, б — планарного.



только высокой подвижности понов Li в Ge и Si при $T = 30^\circ \text{C}$ для литий-дрейфовых П. д. необходима (восточно) иная темп-ра, для Ge(Li)-детекторов необходима темп-ра жидкого азота, для Si(Li)-детекторов достаточна $T = (-20) - (-10)^\circ \text{C}$. Разработаны методы очистки Si и Ge до состояния, близкого к собств. про-

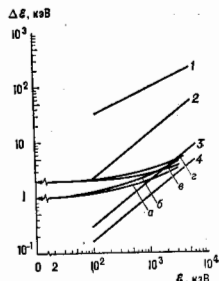


Рис. 3. Энергетическое разрешение ΔE для различных β -спектрометров: 1 — сцинтилляционного; 2 — магнитного соленоидального; 3 — магнитного с железом; 4 — с магнитным полем; 5 (а, б, в, г) — полупроводниковых спектрометров.

Для больших ϵ , вплоть до неск. сотен МэВ, используются т. н. ливневые спектрометры на основе слоистых систем, включающих слой тяжелого вещества с высоким ат. номером Z (Pb), в к-рых происходит активное разможнение электронов и γ -квантов, и слой, состоящие из кремневых П. д. (в виде монокристалла для обеспечения большой площади), в к-рых регистрируются вторичные электроны и γ -кванты. Энергетич. разрешение слоистых ливневых спектрометров $\delta\epsilon$ пропорционально $\epsilon^{-1/2}$.

Спектрометрия α - и К-мезонов, протонов и лёгких ядер для небольших энергий, при к-рых пробеги частиц не превышают неск. мм, осуществляется с помощью Si-детекторов. Для малых ϵ из-за большой величины удельных ионизационных потерь $d\epsilon/dx$ существенна потеря частицей энергии во входном окне П. д. Поэтому здесь предпочтительнее использовать поверхностно-барьерные кремпиевые детекторы. Для α -частиц с $\epsilon = 5$ МэВ лучшее разрешение, достигнутое с использованием Si, составляет $\delta\epsilon \approx 8,5$ кэВ, что всё же в $\sim 1,5$ раза превышает предельное разрешение, обусловленное статистич. флуктуациями в числе ионистей $\delta\epsilon_{ст}$.

Для идентификации частиц по массе используется телескоп из двух (или более) П. д. — т. н. ($\Delta\epsilon - \epsilon$)-система (см. Телескоп счётчиков). Поскольку амплитуда сигнала $\Delta\epsilon$ -детектора пропорциональна $d\epsilon/dx \sim \sim mZ^2/\epsilon$, то произведение амплитуд от $\Delta\epsilon$ - и ϵ -детекторов оказывается пропорциональным массе m регистрируемой частицы.

Для спектрометрии длиннопобеговых частиц (с пробегами $R > 5$ м в Si) применяют как одиночные «толстые» Si- и Ge-детекторы спец. конструкции, так и телескопы «тонких» П. д., имеющих суммарную толщину $\Sigma \Delta x_i > R$. Применение телескопов предпочтительнее перед одиночным «толстым» П. д., т. к. 1) возможна идентификация частицы по массе по измеренным $\Delta\epsilon$ в отдельных П. д.; 2) возможен отбор случаев, когда частица испытывает ядерное взаимодействие или рассеяние; 3) лучшие временные характеристики. Однако с увеличением энергии частицы (пробега R) вероятность ядерного взаимодействия частицы с веществом П. д. растёт, что приводит к появлению «неустойчивости» в спектре амплитуд. Предельные энергии, когда ещё применяют телескопы П. д., $\epsilon \approx 200 - 250$ МэВ (для протонов).

Спектрометрия тяжёлых ядер и осколков деления ядер имеет ту особенность, что в этом случае высока уд. ионизация. Это приводит к более медленному разделению положит. и отрицат. зарядов п. следовательно к большой вероятности рекомбинации зарядов на пути частицы, из-за чего возникает ошибка в определении энергии. Степень рекомбинации существенно зависит от ориентации траектории (трека) относительно электр. поля E . Ошибка меньше для трека, расположенного перпендикулярно силовым линиям электр. поля. Для уменьшения эффекта рекомбинации необходимо увеличивать напряжение U на П. д. При спектрометрии тяжёлых ядер и осколков деления важно также иметь мин. толщину входного окна.

Спектрометрия нейтронов осуществляется либо по протонам отдачи (в этом случае перед П. д. располагается водородосодержащая мишень), либо путём регистрации продуктов ядерной реакции, происходящей в самом П. д. или в тонком слое нейтронно-чувствит. материала, расположенного между двумя П. д. В последнем случае обычно используются реакции: ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{He} + t + 4,777\text{МэВ}$; ${}^3\text{He} + n \rightarrow p + t + 0,764\text{МэВ}$ (см. Нейтронные детекторы).

Для спектрометрии рентгеновских и γ -квантов при $\epsilon < 100$ кэВ используются планарные Si-детекторы. Для $\epsilon > 100$ кэВ применяются коаксиальные Ge(Li)-детекторы, а также LaGe -детекторы (до $\epsilon \sim 10$ МэВ); Ge(Li)-детекторы обладают наилучшим разрешением по энергии: $\delta\epsilon = 1,7$ кэВ для $\epsilon_s = 1$ МэВ (рис. 4).

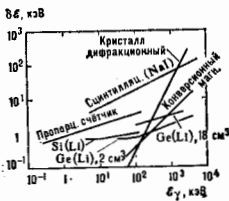


Рис. 4. Зависимость разрешающей способности от энергии ϵ -квантов для ϵ -спектрометров разных типов.

С ростом ϵ , (от 10^1 до 10^8 кэВ, см. рис. 5) эффективность регистрации, осуществляемая по пику полного поглощения, падает, т. к. растёт вклад комптоновского фона, что затрудняет выделение слабых линий при исследовании многолинейчатых γ -спектров. В качестве *гайма-спектрометров* используются также П. д. на основе CdTe, GaAs, HgTe. Благодаря большому Z такие детекторы имеют большую эффективность регистрации (чем Ge-детекторы), но худшее энергетич. разрешение (из-за большей величины $\epsilon_{ст}$, табл.).

Эти П. д. используются также для регистрации сцинтилляц. излучения вместо фотодетекторного умножителя в комбинации сцинтиллятор — фотодиод (см. Сцинтилляционный детектор). Для $\epsilon_s > 10$ МэВ процесс поглощения энергии в П. д. приобретает ливневый характер; вплоть до энергий порядка сотен МэВ для спектрометрии γ -квантов используются ливневые спектрометры на основе П. д. с радиаторами с большим Z .

П. д. обладают хорошим временным разрешением, сравнимым в нек-рых случаях с разрешением сцинтилляц. детекторов. Для планарных П. д. с $W = 1$ мм время сбора носителей Δt , определяющее временное разрешение, порядка 10 нс.

Координатные полупроводниковые детекторы изготавливаются на основе Si. В т. н. реактивном П. д. координата x прохождения частицы через П. д. определяется по соотношению амплитуд сигналов (E и $E(x)$), снимаемых с разных сторон П. д., на одной стороне к-рого нанесена металл. плёнка, обладающая высокой однородностью по толщине (сопротивлению). Обычно это Au или Pd (рис. 6). Координатное разрешение составляет доли мм.

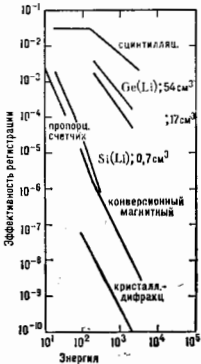


Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации ϵ -квантов от ϵ_s для равных ϵ -спектрометров.

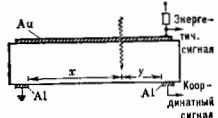


Рис. 6. Схема реактивного детектора ($t = x + y$).

В т. н. стриповых (полосковых) детекторах одн. из электродов выполнен в виде изолиров. полосок. Стриповые П. д. — одномерные координатные детекторы — обладают координатным разрешением $\Delta x \approx 20$ мкм,

определяемым шириной стрипа. В двумерных стриповых П. д. стрипы нанесены с обеих сторон П. д., но во взаимно перпендикулярных направлениях. Стриповые П. д. применяются в качестве т. н. верхних детекторов для выделения случаев рождения и распада короткоживущих ($\tau = 10^{-12} - 10^{-13}$ с) т. н. очарованных и прелестных частиц и определения их времён жизни и др. характеристик (см. *Комбинированные системы детекторов, Элементарные частицы*). Дальнейшее развитие привело к созданию т. н. пиксельных детекторов с размером ячейки (пикселя) 30×30 мкм на основе *pn*-структуры. Для сокращения каналов электроники разработана полупроводниковая дрейфовая камера на основе *ppr*-структуры (рис. 7). Электрич. поле возрастает

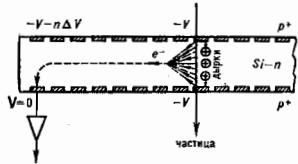


Рис. 7. Дрейфовая камера.

с номером стрипа, а крайняя левая полоска служит анодом. На стрипы подается отрицат. потенциал $-V$ по отношению к ср. плоскости, так что электроны стягиваются к ней и движутся к аноду. Дырки же будут собираться на электродах вблизи трека частицы. Координата определяется по времени дрейфа электронов от места их возникновения до анода. Координатное разрешение полупроводниковой дрейфовой камеры составляет $10 \div 20$ мкм.

П. д. с лавинным усилением заряда имеют внутр. усиление до $10^3 - 10^4$ и обладают лучшими временными характеристиками, чем *ПИС-детекторы*. Перспективы координатные П. д. на основе *лавинно-прямых диодов* с отрицательной обратной связью.

Радиационная стойкость П. д. зависит от вида, интенсивности и энергии излучения. П. д. могут устойчиво работать без ухудшения характеристик при облучении γ -квантами дозой до 10^6 рад. На веск. порядков более чувствительны П. д. к облучению тяжелыми заряж. частицами, а также медленными нейтронами. Ухудшение энергетич. разрешения возникает при потоке протонов (с энергией 5–10 МэВ) порядка 10^6 см $^{-2}$, быстрых нейтронов $\sim 10^{12}$ см $^{-2}$, электронов (с энергией 2–5 МэВ) $\sim 10^{13}$ см $^{-2}$.

Дит.: Semiconductor detectors, ed. by G. Bertolini, A. Cocchi, Amat., 1968; Vertex detectors, ed. by F. Upla, N. U. 1988; А. и И. в Ю. К., Кадьян А. И., Кушняр В. Ф., Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике, М., 1989; Кля и н е т К., Детекторы корпускулярных излучений, пер. с нем., М., 1980. Г. А. Сокол.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИОД — см. *Диоды твердотельные*.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР — лазер на основе полупроводниковой активной среды. В отличие от лазеров др. типов, в П. л. используются квантовые переходы между разрешенными энергетич. зонами, а не дискретными уровнями энергии (см. *Полупроводники*). Лазерный эффект в П. л. связан в осн. с межзонной люминесценцией (излучат. рекомбинацией созданных люмин. воздействием избыточных электронов и дырок; рис. 1). Поэтому длину волны λ лазерного излучения можно выразить через ширину запрещенной зоны E_g :

$$\lambda = hc / E_g, \quad (1)$$

где h — постоянная Планка, c — скорость света. П. л. выекают спектральный диапазон от $\lambda \approx 0,3$ мкм до $\lambda \approx 45$ мкм (рис. 2).

В полупроводниковой активной среде может достигаться очень большой показатель оптич. усиления (до 10^4 см $^{-1}$), благодаря чему размеры П. л. исключительно малы, напр. длина резонатора может составлять неск. мкм, типично — 200–300 мкм. Помимо компактности, особенностями П. л. являются малая инерционность ($\sim 10^{-9}$ с), высокий кд ($10 - 50\%$), возможность плавной спектральной перестройки, большой выбор веществ для генерации в широком спектральном диапазоне. К достоинствам П. л. следует также отнести совместимость П. л. с полупроводниковыми приборами др. типов и возможность монолитной интеграции, возможность электронного управления режимом генерации и параметрами излучения — длиной волны, степенью когерентности, числом спектральных мод и т. н., возможность ВЧ-модуляции излучения путем модуляции тока накачки, инвковольность ($< 1 - 3$ В) электропитания, а также наибольшую среди лазеров др. типов долговечность (до 10^6 ч).

П. л. включает в себя активный элемент из полупроводникового монокрystalла, чаще всего в форме бруска («пипа»). Собственно активная область элемента обычно составляет лишь его малую часть, и её объем, напр. в соаренении т. н. полосковым, *инжекционным лазере*, оказывается в пределах $10^{11} - 10^{10}$ см 3 . Оптич. резонатор П. л. образован либо торцевыми зеркальными гравиями активного элемента (изготавливаемого обычно путем раскалывания пластин по плоскостям свайности кристалла), либо внеш. отражателями и сложными устройствами с периодич. структурами обратной связи (брагговскими отражателями и структурными распределителями обратной связи).

Накачка. Важнейшим способом накачки в П. л. является инжекция избыточных носителей заряда через *p-n-переход, гетеропереход* или др. нелинейный электрич. контакт. На рис. 3 показан нижежц. лазер с активной полоской, вытянутой вдоль оси оптич. резонатора перпендикулярно двум плоскостеральным торцам лазера. Из-за сравнительно малых размеров излучающего пятна на торце инжекц. лазера искуваемое излучение сильно дифрагирует при выходе во внеш. среду и его направленность оказывается невысокой (угол расходимости лазерного пучка составляет $20 - 40^\circ$ и обычно заметно различается во взаимно ортогональных плоскостях).

Др. способами накачки служат электрич. пробой в сильном поле (напр., в т. н. стримерных лазерах), освещение (П. л. с оптич. накачкой) и бомбардировка быстрыми электронами (П. л. с электронно-лучевой или электронной накачкой). П. л. с накачкой электрич. пробом содержат активный элемент в форме чппа-резонатора с контактами для подведения высоковольтного напряжения. В стримерном П. л. используется пробой при стримерном разряде в однородном полупроводниковом образце высокого сопротивления. Напряжение в этом П. л. подводится в виде коротких импульсов, а излучающее пятно быстро перемещается вслед за головкой (стримером) электрич. разряда.

При использовании оптич. или электронно-лучевой накачки активная область располагается в приповерхностном слое полупроводникового образца, и толщина этой области зависит от глубины проникновения энергии накачки. В зависимости от взаимного расположения пучка накачки и лазерного луча используют как

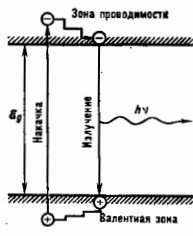


Рис. 1. Межзонная оптическая переходы в полупроводниках при накачке квантами с энергией, большей E_v .

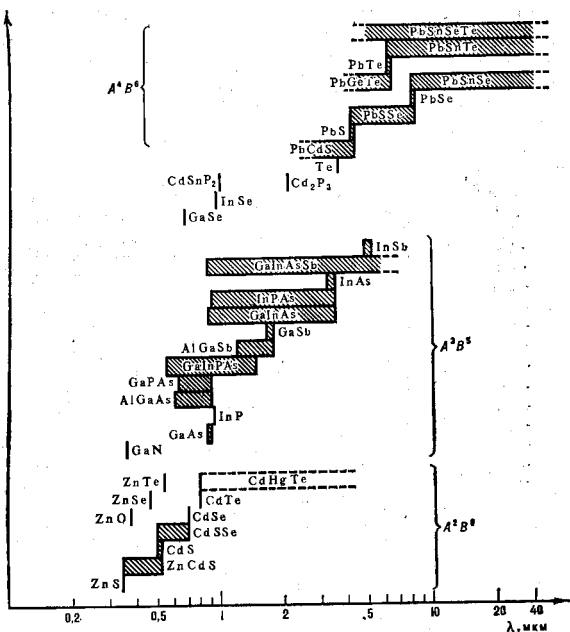


Рис. 2. Полупроводники, используемые в полупроводниковых лазерах, и спектральные диапазоны излучения.

продольный, так и поперечный вариант геометрии накачки. П. л. с электронно-лучевой накачкой помимо активного элемента (мишени) включает в себя электронную пушку. Особенностью лазеров с такой накачкой является возможность быстрого изменения конфигурации накачки, напр. скапирования со скоростью, обеспечивающими воспроизведение телевиз. изображения (лазерное проекц. телевидение).

Физический механизм. Рабочие уровни в П. л. обычно принадлежат энергетич. зонам, т. е. областям сплошного спектра энергетич. состояний, а активными частями лазерной среды являются свободные носители заряда. Накачка обеспечивает поступление избыточных электронов в зону проводимости и избыточных дырок в валентную зону (напр., оптич. накачка порождает избыточные пары носителей — электронов и дырок — за счёт межзонного поглощения; см. в ст. *Полупроводники*). Время свободного пробега носителя обычно мало ($10^{-13} - 10^{-12}$ с) вследствие быстрых процессов внутрizonной релаксации носителей (в частности, электрон-электронных столкновений, рассеяния на фононах и примесях и т. п.). В результате неравновесные носители могут «стериализоваться», т. е. перейти на более низкие энергетич. уровни в пределах своей зоны, распределившись по энергии ϵ в соответствии с ф-цией распределения Ферми для электронов f_n и дырок f_p (см. Ферми — Дирака распределение):

$$f_n = \left(1 + \exp \frac{\epsilon - \epsilon_F^n}{kT}\right)^{-1}; f_p = \left(1 + \exp \frac{\epsilon_F^p - \epsilon}{kT}\right)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь T — абс. темп-ра, ϵ_F^n и ϵ_F^p — т. н. квазиуровни Ферми. Образно говоря, электроны «скатываются» ко «дну» зоны проводимости ϵ_F^n , а дырки «всплывают» к «потолку» валентной зоны ϵ_F^p раньше, чем рекомбинируют между собой. Время жизни избыточных носителей, ограниченное рекомбинацией, само по себе довольно мало ($10^{-8} - 10^{-8}$ с), однако оно существенно превышает время свободного пробега и время, необходимое для термализации носителей. Это справедливо и в том случае, когда используется накачка активной среды быстрыми электронами, исходная энергия к-рых составляет $10^4 - 10^6$ эВ. Электроны накачки порождают лавину вторичных неравновесных электронов и дырок, термализующихся к краям своих зон. Время релаксации электронов большой энергии также очень мало из-за возможности расхода энергии на ионизацию (порождение вторичных пар) и на генерацию ВЧ-фононов.

Состояние возбуждённой полупроводниковой среды, при к-ром имеется избыток концентрации носителей, распределённых, однако, в осн. в соответствии с фермиевскими ф-циями f_n и f_p , называется квазиравновесным, подчёркивая тем самым энергетич. равновесность внутри каждой зоны при отсутствии равновесия между зонами.

Мерой отклонения от равновесия концентрации носителей при квазиравновесии служит разность квазиуровней Ферми $\Delta\epsilon = \epsilon_F^n - \epsilon_F^p$. Вынужденные излучат. переходы преобладают над переходами с поглощением, если вероятность заполнения электронами верхних рабочих уровней превышает вероятность заполнения ими ниж. уровней. Это условие сводится к следующему неравенству:

$$f_n(\epsilon + \hbar\nu) > 1 - f_p(\epsilon), \quad (3)$$

где ϵ — энергия ниж. состояния (в валентной зоне), $\epsilon + \hbar\nu$ — энергия верх. состояния (в зоне проводимости); величина $1 - f_p(\epsilon)$ представляет собой вероятность заполнения соответствующего состояния электроном. С учётом (2) для квазиравновесия условие (3) может быть выражено в виде

$$\Delta\epsilon > \hbar\nu, \quad (4)$$

и поскольку для межзонного перехода $\hbar\nu \geq \epsilon_g$, то одновременно выполняется условие

$$\Delta\epsilon > \epsilon_g. \quad (5)$$

Неравенство (5) является условием инверсии для межзонных переходов. Инверсия населённости может быть получена и для переходов между зонами и примесным уровнем или примесными зонами в легиров. полупроводниках, и даже между дискретными уровнями примесного центра (напр., П. л. на триэлектронном переходе в InP, легированном Fe, работающий на длине волны 2,7 мкм при 2 К). Созданы также излучатели когерентного дальнего ИК-излучения, работающие при низкой темп-ре в режиме коротких



Рис. 4. Спектральный контур помехи оптического усиления в полупроводниковом лазере.

Такая компенсация достигается прежде всего вблизи максимума усиления, если не применена дополнительная спектральная селекция, смещающая рабочую частоту лазера. На пороге генерации должны быть выполнены два условия — компенсация энергии потерь за счёт оптич. усиления и наличие положит. обратной связи за счёт частичного (или полного) отражения оптич. по-

тока от зеркал обратно в активную среду. Если R — коэф. отражения и K — коэф. усиления на длине активной среды между зеркалами, то условие генерации имеет вид

$$KR \geq 1 \quad (6)$$

(при включении накачки для накопления фотонов в резонаторе необходимо выполнить условие $KR > 1$ в стационарном режиме, если пренебречь вкладом спонтанного излучения $KR \rightarrow 1$). Для естеств. плоской поверхности полупроводникового кристалла, напр. GaAs, $R \approx 0,32$ (если внеш. среда — воздух или вакуум). Следовательно, для возникновения генерации оказывается достаточным $K \approx 3$, что легко можно получить на сравнительно малой длине активной среды (100 — 300 мкм), если учесть, что показатель усиления в полупроводниковой среде легко достигает значений $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-1}$.

Материалы и структуры. В П. л. применяются т. н. прямозонные полупроводники (рис. 5, а), в к-рых термализующиеся носители обоих знаков приобретают примерно одинаковый квазимпульс, собираясь в соответствующих экстремумах своих зон и затем излучательно

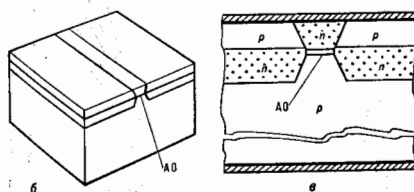


Рис. 5. Полосковый инжекционный лазер: а — общий вид в сборке; б — схема; в — сечение вблизи активной области (АО).

выпуском в внутрizonных переходах в скрещённых электрич. и магн. полях.

Состояние инверсии достигается благодаря действию интенсивной накачки и в случае межзонных переходов выполняется прежде всего для рабочих уровней, находящихся на самых краях обеих зон (в сильнопроводящих полупроводниках — для уровней в «хвостах» зон, протягивающихся в номинально запрещённую зону). Это объясняет справедливость соотношения (1) для большинства лазеров, т. е. объясняет связь энергии фотона лазерного излучения с шириной запрещённой зоны излучающего полупроводника ($h\nu \approx E_g$). Все факторы, оказывающие действие на ширину запрещённой зоны полупроводника (тем-ра, давление, магн. поле), влияют на длину волны лазерного излучения П. л. и одновременно, на показатель преломления среды. Это позволяет осуществлять перестройку длины волны лазерного излучения, напр. для спектроскопич. целей. С др. стороны, для получения лазерного излучения на фиксиров. длине волны необходимо предпринимать меры для её стабилизации, поддерживая на пост. уровне тем-ру, ток накачки и т. п.

Условие инверсии может быть выполнено для фотонов в нек-рой спектральной полосе (рис. 4). Для получения эффекта лазерной генерации оптич. усиление должно компенсировать все потери потока фотонов в пределах лазерного резонатора, образуемого обычно совместно активной средой и зеркальными плоскостями.

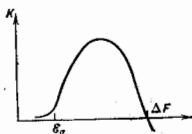
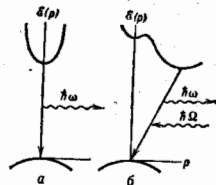


Рис. 6. Энергетические диаграммы прямого (а) и непрямого (б) полупроводников.



рекомбинируя с выполнением закона сохранения квазимпульса (импульс фотона составляет относительно малую величину). В непрямозонных полупроводниках (рис. 5, б) для рекомбинации носителей требуется участие др. частиц или квазичастиц (напр., фононов, обладающих соответствующим квазимпульсом), что существенно снижает эффективность излучат. перехода. В результате получат. переходы не могут конкурировать с безизлучательными. Для непрямозонных полупроводников (к ним относятся, в частности, Si, Ge, SiC, GaP и др.) характерна слабая межзонная люминесценция, в них не развивается усиление, достаточное для возникновения генерации на этих переходах. Попытки создания афф. лазеров на непрямозонных полупроводниках остались безуспешными. Прямозонные полупроводники, используемые в П. л. (рис. 1), относятся в осн. к трём группам соединений: $A^m B^n$, $A^m B^m$, $A^m B^n$ (первые две используются в инжект. П. л.). Кроме бинарных соединений, имеются многочисл. ряды полиморфных твёрдых растворов (на рис. 2 даны их сокращённые ф-лы: напр. GaInPAs означает $Ga_x In_{1-x} P_y As_y$, где x и y — мольные доли соединений Ga и As, соответственно, составляющих многокомпонентную, в данном случае четырёхкомпонентную, смесь).

Среди лазерных материалов выделяются соединения и составы, входящие в т. н. изопериодические пары, т. е. пары кристаллов, различающиеся по хим. составу, ширине запрещённой зоны и др. физ. свойствам, но имеющие одинаковый период кристаллич. решётки. Такие материалы пригодны для образования бездефектных гетеропереходов путём наращивания одного материала на другом эпитаксиальными методами (см. Эпитаксия). Совершенные гетеропереходы необходимы для формирования лазерных гетероструктур, широко используемых в совр. П. л. (наз. также гетеролазерами).

В изопериодич. паре более узкозонный компонент служит в качестве активного вещества и, следовательно

но, должен быть примованным материалом. Более широкозонный компонент выполняет роль эмиттерных слоёв. Подбор изоприводич. материалов среди бинарных соединений весьма ограничен. Лучшей парой являются соединения GaAs (примованное $\epsilon_g \approx 1,5$ эВ) и AlAs (непримованное, $\epsilon_g \approx 2,1$ эВ), у к-рых периоды решётки различаются на 0,14%. В твёрдых растворах бинарных соединений период решётки плавно зависит от состава; возможности подбора в них изоприводич. пар расширяются. Примером могут служить пара InP ($\epsilon_g = 1,35$ эВ) и $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As} = 0,74$ эВ), используемая в гетеролазере на длине волны 1,67 мкм. В четверных и др. многокомпонентных твёрдых растворах существуют неперывные ряды изоприводич. материалов: напр., пара InP — $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ перекрывает диапазон длин волн 1,0—1,67 мкм, если между x и y соблюдается «непериодическое» условие $z \approx 2,2x/(1+0,06z)$.

В лазерных гетероструктурах активная область обычно представляет собой тонкий или сверхтонкий (< 100 нм) слой (иногда — неск. таких слоёв с прослойками между ними), заключённый между широкозонными эмиттерными слоями (т. е. двойная гетероструктура). Активный слой обычно обладает свойствами диэлектрика, волноводя, к-рый удерживает поток излучения, расширяя область вдоль него, и уменьшает дифракц. оптич. потери. Активный слой образует собой потенци. яму для избыточных носителей одного или обоих знаков, и в случае особо малой его толщины (< 30 нм) в нём проявляется волновая природа электронов — квантование энергетич. уровней в яме оказывает влияние на спектральную форму полосы усиления. Такие П. л. наз. квантовыми ямами. Уменьшение активного объёма позволяет повысить мощность накачки, необходимую для получения режима генерации. В набв. миниатюрных лазерах пороговый ток генерации составляет ок. 1 мА при комнатной темп-ре, а для получения оптич. мощности 1 мВт достаточен ток накачки 5—10 мА. Распространённым вариантом плазменной лазерной гетероструктуры является двойная гетероструктура с трёхслойным волноводом (рис. 6), в к-рой

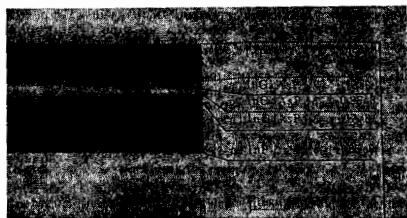


Рис. 6. Двухсторонняя лазерная гетероструктура на основе InGaAsP/InP с трёхслойным волноводом ($\lambda = 1,3$ мкм).

собственно активный слой снабжен тонкими волноводными прослойками. На основе такой модифицированной гетероструктуры достигнуты набв. высокие характеристики инжект. лазера. В т. н. зарачённых или заглублённых полосковых гетероструктурах активный волновод представляет собой полосу, ограниченную гетеропереходами со всех боковых сторон.

В инжект. лазерах удаётся использовать только те лазерные материалы, в к-рых можно получить $p-n$ переход или $p-p$ гетеропереход, а также возможно обеспечить протекание тока достаточно высокой плотности (10^2 — 10^4 А/см²). К ним не относятся, в частности, примованные соединения типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ в ряд др. полупроводников (Te, GaSe и др.). Ко всем материа-

лам для П. л., однако, применимы бесконтактные способы накачки — оптическая и электронно-лучевая.

Основные характеристики. Мощность излучения П. л. как ф-ция тока накачки (ватт-амперная характеристика; рис. 7) имеет излом на пороге генерации и крутой более или менее линейный участок, наклон к-рого представляет собой дифференц. ватт-амперную эффективность П. л. Пороговая плотность тока в инжект. гетеролазере на основе GaAlAs/GaAs составляет при комнатной темп-ре 200—500 А/см² при малой толщине активного слоя. В нек-рых образцах П. л. кид (коэф. преобразования электрич. энергии в энергию лазерного излучения) достигает 30—40%. Типичная мощность неперывного излучения полоскового П. л. — ок. 10 мВт, хотя наилучшие ресурсные характеристики (явнр., безотказная работа > 10^5 ч) соответствуют мощности 1—3 мВт. Многоэлементные излучатели — фазированные лазерные монолитные «линейки» — обеспечивают мощность лазерного излучения на уровне 5—15 Вт в зависимости от размеров излучателя и числа полосковых элементов. В импульсном режиме мощность излучения ограничивается оптич. прочностью материала (критич. интенсивность излучения в GaAs составляет 2—3 МВт/см² при длительности импульса 10^{-7} с). Пиковая мощность инжект. лазера с широким контактом достигает 20—50 Вт; в лазерах с большим рабочим объёмом, накачиваемых с помощью электронного пучка или излучения др. лазера, мощность излучения в импульсном режиме может достигать 10^5 Вт.

Модовой состав излучения существенно зависит от конструкции и размеров резонатора П. л., а также от величины мощности излучения. П. л. испускает узкую спектральную линию, к-рая сужается с увеличением мощности излучения, если не появляются пульсации и многомодовые эффекты. Сужение линии ограничивается фазовыми флуктуациями, обусловленными спонтанным излучением. Эволюция спектра излучения с ростом мощности в инжект. лазере показана на рис. 7. В одночастотном режиме наблюдаются сужение спектральной линии до 10^2 — 10^3 Гц; мин. значение ширины линии в П. л. со стабилизирующей одночастотного режима с помощью селективного ввеш. резонатора составляет величину ~0,5 кГц. В П. л. путём модуляции накачки удаётся получить модулярное излучение, напр. в форме синусоидальных пульсаций с частотой, достигающей в нек-рых случаях 10—20 ГГц, или в форме УК-импульсов субнанокуандной длительности (10^{-13} — 10^{-12} с). Осуществлена передача информации с помощью П. л. со скоростью 2—8 Гбит/с.

Применение П. л. находят в бытовых и техн. устройствах записи и воспроизведения информации (т. е. оптич. ягла в проигрывателях на компакт-дисках, видеокассетах, в голографич. системах памяти), в лазерных принтерах, волоконно-оптич. системах связи, системах накачки твердотельных лазеров, в автоматич. телеметрич. датчиках, науч. исследованиях, в спектроскопии, спектральных датчиках, оптич. дальнометрах, высотометрах, в проекц. лазерном телевидении, оптич. «сторожах», имитаторах стрельбы, индикаторах

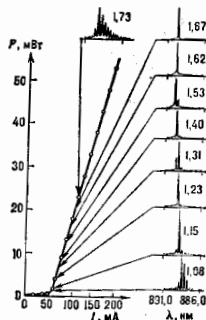


Рис. 7. Ватт-амперная характеристика и эволюция спектров излучения полоскового гетеролазера на основе GaAlAs/GaAs.

и т. д. В заруб. странах годовое потребление П. л. составляет $\sim 10^7$ экземпляров, гл. обр. *гетеролазеров* на основе GaAlAs/GaAs и InGaAsP/InP.

Лит.: Елисеев П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров. М., 1983; Басов Н. Г., Елисеев П. Г., Попов Ю. М., Полупроводниковые лазеры. УФН, 1968, т. 148, с. 35.

ПОЛУТЕННЕВЫЕ ПРИБОРЫ — название одного из типов полиметров, в к-рых измерение угла *градиентности поляризации* сводится к визуальному выравниванию яркости двух половин поля зрения прибора. Подробнее см. в ст. *Полиметр*.

ПОЛЫЙ КАТОД — тип эмиттера в газоразрядных приборах, в к-ром ток эмиссии снимается с поверхности полости (сферической, цилиндрической), охватывающей разрядный объём. К П. к. относятся также эмиттеры, состоящие из неск. элементов, рабочие поверхности к-рых ограничивают часть разрядного объёма. Характеристики разряда с П. к. (вольт-амперная, зависимость тока от давления и т. п.) могут резко отличаться от характеристик разряда с плоским катодом, так, напр., ток разряда с П. к. больше тока разряда с плоским катодом (при поддержании пост. напряжения на электродах) [1]. Так же существенно отличаются параметры плазмы внутри катодной полости от параметров в межкатодном промежутке.

Тензорный разряд с П. к. впервые описан как особый тип разряда Ф. Пашеном (F. Paschen) в 1916. В тензорном разряде часто применяют цилиндрич. катоды, а также катоды из двух плоских параллельных пластин. В тензорном разряде с П. к. (ТРПК) возбуждаются интенсивные и в то же время достаточно полные спектры с узкими линиями, что обусловливает его широкое применение для спектральных исследований. Свойства плазмы в ТРПК определяются присутствием высокоэнергичных электронов, ускоренных на катодном падении электронов эмиссии. При малых давлениях газа эти электроны осциллируют в полости, многократно отражаясь от прикатодного барьера, время жизни их внутри П. к. возрастает, что приводит к более эфф. ионизации и возбуждению молекул газа. Форма и размеры полости (в частности, размеры выходного отверстия) существенно влияют на характеристики ТРПК, т. к. определяют уход быстрых электронов из полости. Существует разновидность ТРПК — т. н. сверхплотный разряд с высокой плотностью тока на катоде (до 50 А/см^2).

П. в. в дуговом разряде впервые применил Дж. Лус (J. Luce) в 1956. Дуговой П. к. обычно представляет собой узкий длинный цилиндр; высокие плотности тока на выходе полости обеспечиваются за счёт сбора тока с большой внутр. поверхности, граничащей с плазмой. Дуговой П. к. устойчив к образованию катодных пятен в широком диапазоне условий.

При работе дугового П. к. в атмосфере щелочных (или щелочноземельных) металлов (или при их присутствии в рабочем теле в качестве малой добавки) слегка адсорбированных на стенке П. к. атомов щелочного металла заметно уменьшается работа выхода материала катода, что позволяет понизить темп-ру поверхности до $1000\text{--}1500 \text{ К}$ и резко снизить эрозия.

В дуговом разряде с П. к. возникает плотная плазма; теория процесса основана на раздельном описании узких неравновесных прикатодных слоёв и почти равновесной плазмы, занимающей осн. часть полости [2].

При подаче рабочего тока в разряд через катодную полость создаётся высокая концентрация плазмы в полости при произвольно малом давлении в разрядной камере. В дуговом разряде с П. к. осуществляется распределённый разряд с термоэлектронным механизмом эмиссии. Разогрев стенки катода до высоких темп-р происходит в осн. за счёт южного тока из плазмы, к-рый составляет заметную часть (десяти %) полного тока. Южный ток из дугового разряда с П. к. монотонно растёт при увеличении напряжения, приложенного

к полости, достигая предельных значений порядка хаотич. электронного тока. Рост тока обусловлен увеличением длины $L_{\text{д}}$ области, за счёт плазмы. Увеличение давления плазмы в полости приводит к уменьшению длины $L_{\text{д}}$, и слабо сказывается на вольт-амперной характеристике дугового разряда с П. к. Многополостный дуговой П. к. обеспечивает б-шую эфф. плотность тока на выходе, чем однополостный (при прочих равных условиях).

Лит.: 1) Москалев Б. И., Разряд с полым катодом, М., 1969; 2) Басов Ф. Г. и др., Дуговой полный катод с сильноионизованной плотной плазмой, ЖТФ, 1966, т. 36, с. 81.

ПОЛЮС *ф* у н к ц и — изолированная особая точка аналитич. функций, характеризующаяся тем, что предел функций в этой точке равен бесконечности. Если $f(z)$ имеет полюс в точке z_0 , то в окрестности z_0 разлагается в *Лорана ряд*, содержащий конечное число членов с отрицат. индексами:

$$f(z) = a_{-n}(z-z_0)^{-n} + \dots + a_{-1}(z-z_0)^{-1} + a_0 + a_1(z-z_0) + \dots,$$

где $n \geq 1$ и $a_{-n} \neq 0$. Число n наз. порядком полюса, а коэф. a_{-1} — вычетом *ф* ц и в точке z_0 . Если $n = 1$, то соответствующий полюс наз. простым.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция*. Б. И. Завлаев.

ПОЛЮС МАГНИТНЫЙ — см. *Магнитный полюс*.

ПОЛЯ ТЕОРИЯ — см. *Векторный анализ*.

ПОЛЯ ФИЗИЧЕСКИЕ — физ. системы, обладающие бесконечно большим числом степеней свободы. Относящиеся к такой системе физ. величины не локализованы на к. л. отдельных материальных частях, а конечным числом степеней свободы, а непрерывно распределены по нек-рой области пространства. Примерами таких систем могут служить гравитат. и эл.-магн. поля и волновые поля частиц в квантовой физике (электронно-позитронное, мезонное и т. п.). Для описания П. ф. в каждый момент времени необходимо задать одну или неск. физ. величин в каждой точке области, где имеется поле, т. е. задать полевою *ф* ц и. Пока речь идёт о нерелятивистских процессах, понятие поля можно не вводить. Напр., при рассмотрении гравитат. или кулоновского взаимодействия двух частиц можно считать, что сила взаимодействия возникает лишь при наличии обеих частиц, полагая, что пространство вокруг частиц не играет особой роли в передаче взаимодействия. Такое представление соответствует концепции дальнего действия, или действия на расстоянии. Понятие о дальнем действии, однако, является приближением, только в нерелятивистском случае физически эквивалентным представлению о том, что действие заряда проявляется лишь при помещении 2-й, пробной, частицы в область пространства, свойства к-рого уже изменены из-за наличия 1-й частицы. Взаимодействие при этом передаётся по-прежнему, от точки к точке, в таком изменённом пространстве. Это и означает, что 1-я частица создаёт вокруг себя силовое гравитат. или элктрич. поле. Эта концепция близкого действия находит подтверждение при рассмотрении релятивистских процессов. В этом случае, т. е. при движении источников со скоростью, сравнимой со скоростью передачи взаимодействия, говорить о дальнем действии уже нельзя. Именно, изменение состояния одной частицы сопровождается, вообще говоря, изменением её энергии и импульса, а изменение силы, действующей на др. частицу, наступает лишь через конечный промежуток времени. Доля энергии и импульса, отданные одной частицей и ещё не принятые 2-й, принадлежат в течение этого времени переносимому их полю. Поле, переносящее взаимодействие, является, т. о., само по себе физ. реальностью.

Понятие поля применимо при описании свойств всякой сплошной среды. Если сопоставить с каждой точкой среды определяющие её состояние физ. величины (темп-ру, давление, натяжения и т. п.), то получатся поле этих величин. В этом случае роль упругой среды для передачи взаимодействия очевидна. Перович.

трудность представить себе немеханич. среду, способную переносить энергию и импульс, породила разл. механич. модели эфира как среды, переносящей эл.-магн. взаимодействия. Однако все механич. модели эфира противостоят принципу относительности Эйнштейна (см. *Относительности теория*), и от них пришлось отказаться.

Простейший тип движения поля — волновое, для к-рого полевая ф-ция периодически меняется во времени и от точки к точке. Вообще, любое состояние поля удобно представить в виде суперпозиции волн. Для волнового движения характерны явления дифракции и интерференции, немеханич. в классич. механике частит. С др. стороны, динамика, характеристики (энергия, импульс и т. д.) волн «размазаны» в пространстве, а не локализованы, как у классич. частит.

Такое противопоставление волновых и корпускулярных свойств, присущее классич. механике, отражается в ней как качеств. различие между П. ф. и частителями. Однако опыт показывает, что на малых расстояниях, в атомных масштабах, это различие исчезает: у волн выявляются корпускулярные свойства (см., напр., *Комптона эффект*), у частит. — волновые (см. *Дифракция частит.*).

Квантовая механика ставит в соответствие каждой частице поле эл. волновой ф-ции, дающее распределение различных, относящихся к частице физ. величин. Концепция поля является основой для описания свойств элементарных частит. и их взаимодействий. Конечная цель в этом случае — нахождение свойств частит. на ур-ний поля и *рестановочных соотношений*, определяющих квантовые свойства материи. Возможный вид ур-ний поля ограничен принципами симметрии и инвариантности, являющимися обобщением эксперим. данных. Лоренц-ковариантность, напр., требует, чтобы волновые ф-ции частит. преобразовались по неприводимым представлениям группы Лоренца. Таких представлений бесконечно много, однако только часть из них реализована в природе и соответствует тем или иным элементарным частителям. Реально используются наиб. простые ур-ния полей, являющиеся локальными и перенормируемыми. Попытки построения теорий, не удовлетворяющих этим требованиям, — неллинейной, нелокальной и т. п. теорий поля — влекут за собой пересмотр ряда важнейших принципов, существующих при физ. интерпретации теории (принцип суперпозиции, положительность нормы волновой ф-ции и т. д.).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; Мейджер В. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980, 2-е изд.

ПОЛЯ ЭФФЕКТ — изменение проводимости σ полупроводника при наложении эл. поля, перпендикулярного его поверхности. Если одной из обкладок плоского параллельного конденсатора является полупроводник n -типа, а другой — металл, и если металл зарядить положительно, то полупроводник заряжается отрицательно, т. е. в его приповерхностном слое появляются избыточные электроны, к-рые вместе с электронами, находящимися в объёме полупроводника, будут участвовать в электропроводности, увеличивая её (за исключением электронов, захваченных на поверхностные уровни). П. э. может быть как положительным, так и отрицательным.

Лит. см. при ст. *Полупроводники*.

ПОЛЯРИЗАТОР — устройство для получения полностью или (реже) частично поляризованного оптич. излучения и излучения с произвольными поляризац. характеристиками (см. *Поляризация света*). П. — простейший поляризац. прибор и один из осн. элементов более сложных приборов такого типа. Действие λ и e и γ и π , дающих плоскополяризов. свет, основывает-

ся на одном из трёх физ. явлений: *двойное лучепреломление*, линейный *дихроизм* и поляризация света при отражении (см. *Отражение света*, *Френеля формулы*). Явление двойного преломления используется для разделения двух ортогональнополяризов. лучей в *поляризационных призмах* — д-в и *преломляющих* и χ П.; дихроизм лежит в основе действия *поляридов* — д-и и χ и γ П.; зависимость коэф. отражения при наклонном падении света на границу раздела двух сред от состояния поляризации определяет поляризующую способность *оптической столы* — отражающей и χ П., а также интерференционных χ П.

Для получения света, поляризованного по кругу, обычно применяют совокупность линейного П. и четвертьволновой фазовой пластинки (см. *Компенсатор оптический*).

П., как определённый конструктивный элемент оптич. схемы, может использоваться как для создания поляризов. света, так и для анализа света произвольной поляризации (*анализатор*; см. также *Поляризационные приборы*).

ПОЛЯРИЗАЦИИ ВЕКТОР (поляризация) — плотность эл. электрич. дипольного момента среды, усреднённого по физически малому объёму. Причины возникновения поляризации сред разнообразны, напр. внеш. эл. поле (см. *Поляризация среды*), деформация (см. *Пьезоэлектрики*) и нагрев (см. *Пироэлектрики*). Пространственное распределение П. в P (р) однозначным образом определяет плотность связанного эл. заряда $\rho(r) = -\text{div } P(r)$. В случае процессов, переменных во времени, наряду с П. в. вводится плотность тока поляризации $j_p = \partial P / \partial t$. Подробнее о П. в. см. в ст. *Диэлектрики*.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ГОЛОГРАФИЯ — метод запаса, воспроизведения и преобразования состояния и степени поляризации поля когерентных эл.-магн. волн. Основан на отображении поляризации суммарного поля опорного и объектного источников излучения поляризационно-чувствительными регистрирующими средами [эффект Вейгера — индуцированная линейно поляризованным светом анизотропия (фотоанизотропия)]; неллинейный эффект Вейгера — индуцированная дихроизмом поляризованным светом *гиротропия* (фотогиротропия)].

При сложении волн, имеющих параллельные поляризации, происходит модуляция лишь интенсивности (картина интерференции), что используется в скалярной голографии [1, 2] (рис. 1, а, б). При сложении волн, имеющих ортогональные поляризации, происходит



Рис. 1. Проекционные картины электрического вектора при сложении двух волн различной поляризации: параллельные линейная и циркулярная поляризации (а, б) и ортогональные линейная и циркулярная поляризации (в, г) складываемых волн.

модуляция состояния поляризации при отсутствии модуляции интенсивности (рис. 1, в, г), что может быть отображено только поляризационно-чувствит. средой. В П. г. в общем случае сложения опорной и объектной волн произвольных поляризацй наряду с параллель-

ной опорной волне компонентой электрич. вектора объектной волны регистрируется также ортогональная его компонента, что позволяет смоделировать в голограмме векторный характер поля стоячих волн [3, 4]. При этом пространственно-переменное состояние поляризации суммарной волны вызывает в среде возникновение соответственно переменной фотондуциров. анизотропии и гиротропии. В процессе поляризационно-голографич. воспроизведения поле объекта восстанавливается наряду с амплитудой и фазой также по состоянию и степени поляризации. Поляризац. голограмма может быть получена как в попутных (схемы Габо́ра, Лейта), так и во встречных лучках (схема Денсюка). В зависимости от времени запоминания среды возможна поляризац. голографич. запись как в статич., так и в динамич. режимах [5, 6].

Теоретич. описание П. г. требует существ. усложнения матем. аппарата сравнительно со скалярной голографией. Соединение векторно-матричного метода Дювоиса с поляризац. обобщением Гольдсмита — Френеля принципа позволяет reformулировать дифракц. интеграл Кирхгофа в векторном виде, что даёт возможность анализировать поле при дифракции на структурах неанізотропного характера, в т. ч. на поляризац. голограмме (см. Дювоис матричный метод [7]):

$$E_{\text{об}} = \frac{ik}{4\pi R} \iint_{S_0} n \begin{pmatrix} (1+n) - i^2 & -im \\ -im & (1+n) - m^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{1-1} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-m^2} \end{pmatrix} \times \\ \times M E_0 \exp [i(\omega t - kR)] dS_0, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi/T$, $k = 2\pi/\lambda$, T — период колебания, λ — длина волны, M — матрица Дювоиса дифрагирующего объекта, E — вектор Дювоиса просвечивающей волны, $R = R(x, y, z, x_0, y_0)$ — расстояние от объекта до точки наблюдения; i, m, n — направляющие косинусы волнового вектора от объекта до точки наблюдения, S_0 — область, занятая объектом.

Колличеств. описание индуцированных в среде анизотропии в зависимости от энергии и состояния поляризации излучения, действующего на среду и процессе записи, показывает, что под действием активного излучения эллиптич. поляризации первоначально изотропная и негиротропная среда в общем случае становится подобной гиротропному кристаллу. При этом в трёх её сечениях в направлении воздействия активного излучения и в перпендикулярных направлениях комплексный коэф. преломления принимает значения [8]:

$$\hat{n}_1^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1 + I_2) \pm \sqrt{[\hat{v}_1(I_1 - I_2)]^2 + \hat{v}_0^2(I_+ - I_-)^2}, \\ \hat{n}_2^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1 - I_2) \pm \hat{v}_L(I_+ \mp I_-), \\ \hat{n}_3^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1 + I_2) \mp \hat{v}_L(I_1 \mp I_2),$$

где n_0 — исходный коэф. преломления; \hat{s}, \hat{v}_L и \hat{v}_0 — коэф. реакции поляризационно-чувствит. среды, обусловившие соответственно изотропный, анизотропный и гиротропный отклики на действующую интенсивность эллиптич. поляризации; $I_1 + I_2, I_1 - I_2$ и $I_+ - I_-$ — соответственно первый, второй и четвёртый Стокса параметры действующего излучения.

Развита последоват. теория П. г. в двумерных в трёхмерных поляризационно-чувствит. средах, основывающаяся на (1), (2), а также проведены эксперим. исследования, позволяющие сделать ряд заключений. 1. Имеет место асимметрия в состояниях поляризации восстановленного и сопряжённых изображений. В частном случае ортогонально- и циркулярно-поляризованных опорной и объектной волн сопряжённые изображения не возникают. 2. Состояние поляризации опорной волны оказывается необходимым согласовать с коэф. реакции среды. Существенно важно, что как при

наличии только фотанизотропии ($\hat{v}_L \neq 0; \hat{v}_0 = 0$) или только фотогиротропии ($\hat{v}_L = 0; \hat{v}_0 \neq 0$), так и в общем случае ($\hat{s} \neq 0; \hat{v}_L \neq 0; \hat{v}_0 \neq 0$) произвольное пространственно-переменное по поляризации поле объекта возможно адекватно восстановить. При несовпадении со свойствами среды опорной волне не имеет место преобразования состояния поляризации восстановленного поля. 3. Использование неполяризованной опорной волны позволяет неопределять степень поляризации частично поляризованного, а также микроструктуру неполяризованного волнового поля объекта.

С помощью П. г. решается ряд ранее неизвестных задач. Преобразование состояния поляризации восстановленного изображения даёт информация о векторных коэф. фототракции, и в конечном итоге о фотоструктурных элементарных центрах регистрирующей среды. Это особенно перспективно в совокупности с динамич. режимом записи, когда практически любая среда оказывается способной голографически записать и воспроизвести поле эл.-магн. волн (см. Динамическая голография). П. г. может быть использована в изучении напряжённого и деформированного состояния реал. объектов и конструкций. Методами П. г. возможно создание дифракц. элементов с перем. профилем анизотропии и гиротропии. Подобные структуры способны различать поступающее на них поле пространственно-переменной поляризации на ортогональном базисе, выделяя компоненты базиса соответственно в положительн. и отрицат. порядки дифракции (рис. 2). Обращение волнового фронта в П. г. может быть использовано для



Рис. 2. Картина дифракции сложнопolarизованного объекта на решетке анизотропного профиля (неодирозирован по сечению кристалла рубина). В центре — недифрагирующий, нулевой порядок, ослабленный нейтральным фильтром. Слева и справа от него — дифракционные изображения соответственно +1-го и -1-го порядков. Взаимно дополнительный по интенсивности характер этих изображений индуцирует распределение право- и левоциркулярно поляризуемых участков сечения кристалла.

коррекцию генерируемого лазером излучения со сложным распределением поляризации по фронту. Представляется перспективным применение П. г. в гиротропных и анизотропных экспериментах, в задачах переработки оптич. информации и создания оптич. памяти. Избыточность отображённой на поляризац. голограмме исходной информации (интенсивность, ориентация, экспансионсизит, направление вращения эллипса поляризации) свидетельствует о принципиально новых возможностях гибкой и оперативной её переработки во мн. приложениях [9 — 11].

Лит.: 1) O'Boг D. A new microscopic principle. «Nature», 1948, v. 161, p. 777; 2) Денсюк Ю. Н., Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного излучения. «ДАН СССР», 1962, т. 144, в. 6, с. 1275; 3) Как и ч а в я в я. Ш. Д., О поляризац. записи голограмм. «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, № 2, с. 324; 4) его же, Метод фазовой поляризац. записи голограмм. «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 6, с. 1435; 5) Weigert F., Über einen neuen der Strahlung in lichtoptischen Schichten. «Verhand. Deutsch. Phys. Ges.», 1918, Bd 21, S. 478; 6) Висклп g h a m A. D., Birefringence resulting from the application

of an intense beam of light to anisotropic medium, «Proc. Phys. Soc.», 1956, v. B 69, p. 344; 7) К а н я ч а в и л и Ш. Д., Поляризационная голография, «ФОН», 1978, т. 126, в. 4, с. 681; 8) Е р о м о, О закономерности в явлениях фотоанізотропии и фототропии, «Оптика и спектроскопия», 1987, т. 63, № 4, с. 811; 9) Jonathan J. M., May M., Interferograms generated by anisotropic photographic recording of two partially coherent vibrations perpendicularly polarized, «Appl. Opt.», 1980, v. 19, № 4, p. 624; 10) Т о д о р о в Т. е. а., Polarization holography for measuring photoinduced optical anisotropy, «Appl. Phys.», 1983, v. B 32, № 2, p. 93; 11) А с т и а М., Д о л а т а в а н. J. M. C., Anisotropic gratings recorded from two circularly polarized coherent waves, «Opt. Commun.», 1983, v. 47, № 2, p. 85.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МИКРОСКОПИЯ — см. в ст. Микроскопия.

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД исследования напряжений (метод фотоупругости) — экспериментальный метод исследования напряженно-деформиров. состояний элементов машин и конструкций на прозрачных моделях из оптически чувствит. материалов. Метод основан на искусств. врем. двулучепреломлении — свойстве большинства прозрачных изотропных материалов (стекла, целлулоида, желатина, пластмасс) под действием нагрузки становиться оптически анизотропным. Оптич. анизотропию среды можно полностью охарактеризовать эллипсоидом показателей преломления. Три гл. показателя преломления n_1, n_2, n_3 образуют три полуоси эллипсоида, направления к-рых совпадают с направлениями гл. осей тензора напряжений $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$:

$$\begin{aligned}n_1 - n_0 &= C_1 \sigma_1 + C_2 (\sigma_2 + \sigma_3), \\n_2 - n_0 &= C_1 \sigma_2 + C_2 (\sigma_1 + \sigma_3), \\n_3 - n_0 &= C_1 \sigma_3 + C_2 (\sigma_1 + \sigma_2),\end{aligned}\quad (1)$$

где n_0 — коэф. преломления напряженного тела, C_1 и C_2 — оптич. коэф., характеризующие для данного материала зависимость между двойным лучепреломлением и напряженным состоянием.

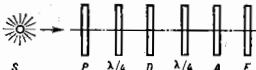
В пластинке, нагруженной в своей плоскости, напряжение σ_3 , направленное нормально к ней, равно нулю. При этом одна из гл. плоскостей оптич. симметрии совпадает с её плоскостью. Для света, падающего перпендикулярно к плоскости пластинки, ур-ния (1) принимают вид

$$\begin{aligned}n_1 - n_0 &= C_1 \sigma_1 + C_2 \sigma_2, \\n_2 - n_0 &= C_1 \sigma_2 + C_2 \sigma_1.\end{aligned}\quad (2)$$

Относит. оптич. разность хода $\Delta = d(n_1 - n_2)$ или $\Delta = Cd(\sigma_1 - \sigma_2)$ — ур-ние Вергтейма, к-рое является основным при решении плоских задач оптич. методом (d — толщина пластинки, C — относит. оптич. коэф. напряжений).

Оптич. свойства нагруженной пластинки определяют при просвечивании её в полярископ. Различают круговой и линейный (плоские) полярископы. Круговой полярископ (рис. 1) включает: источник света S (моно-

Рис. 1. Схема полярископа; D — диафрагма, E — экран.



хроматический — газоразрядные лампы со светофильтрами или источник белого света — лампы накаливания); поляризатор P , после прохождения к-рого свет становится линейно поляризованным; пластинку в четверть длины волны $\lambda/4$, преобразующую линейно поляризованный свет в свет, поляризованный по кругу; систему линз, дающую параллельный пучок света; компенсирующую пластинку в четверть длины волны $\lambda/4$, по прохождении через к-рую снова получаем линейно поляризованный свет; анализатор A , пропускающий свет только с одним направлением колебаний светового век-

тора; систему линз, проектирующую изображение на экран. В пространстве между пластинками в четверть длины волны (рабочее поле кругового полярископа) имеем параллельный пучок света, поляризованного по кругу. Если в круговом полярископе убрать пластинки в четверть длины волны, то в рабочем поле получим параллельный пучок линейно поляризованного света, т. е. плоский полярископ. Интенсивность освещенности экрана кругового полярископа с монохроматич. источником света

$$I_N = I_0 \sin^2(\pi \Delta / \lambda),$$

где I_0 — интенсивность света, вышедшего из поляризатора, λ — длина волны источника света. В точках интерференц. появления пластинки (нагруженной модели), в к-рых $\Delta = m\lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$), наблюдается погашение света, в точках, где $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$ — макс. освещенность. На изображении модели (рис. 2) получаются светлые и темные полосы разных порядков



Рис. 2. Картина полос при растяжении пластинки с круглыми отверстиями.

m (картина полос). Точки, лежащие на одной полосе, имеют одинаковую разность гл. напряжений: $\sigma_1 - \sigma_2 = \Delta / Cd = m\lambda / Cd = m\sigma_0$. Здесь σ_0 — цена полосы модели, т. е. величина разности гл. напряжений в модели, вызывающая разность хода $\Delta = \lambda$. Цена полосы $\sigma_0 = \lambda / Cd$ и относит. оптич. коэф. C характеризуют оптич. чувствительность материала и являются постоянными при пост. темп-ре (σ_0 при одинаковых d и λ).

Для определения направления гл. напряжений σ_1 и σ_2 модель помещают в линейный полярископ. Интенсивность освещенности экрана линейного полярископа с пластинкой в рабочем поле рассчитывается по ф-ле

$$I_N = I_0 \sin^2(\pi \Delta / \lambda) \cdot \sin^2 2\varphi,$$

где φ — угол между направлением плоскости колебаний светового вектора луча, вышедшего из поляризатора, и направлением одного из гл. напряжений σ_1 или σ_2 . При $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi/2$ (плоскость пропускания поляризатора совпадает с направлением σ_1 или σ_2) экран затемнен независимо от величины Δ . Т. о. в темных точках на интерференц. изображении модели направление σ_1 или σ_2 совпадает с плоскостью пропускания поляризатора. Поскольку направление σ_1 и σ_2 меняется непрерывно, точки с одинаковыми направлениями σ_1 и σ_2 лежат на непрерывных темных линиях — т. н. изоклинах. При сплошном повороте скрещенных поляризатора и анализатора изоклины меняют своё положение. Поэтому можно построить поле изоклин для разл. углов φ наклона поляризатора к горизонтальной оси.

Описанный метод определения разности $\sigma_1 - \sigma_2$ наз. методом полос и является более простым, но менее точ-

ном по сравнению с методами компенсации, где для измерения Δ используются клиновье, поворотные, механич. компенсаторы, а также способы гониометрич. компенсации. Т. о., член оптич. измерений можно определить разност. к. напряжений $\sigma_x - \sigma_y$ и их направление. В случаях, когда необходимо знать все три компонента тензора напряжений в отдельности, применяются разл. методы разделения нормальных напряжений: численные, графические и экспериментальные.

Оптически чувствительные материалы, применяемые для изготовления моделей, должны иметь высокую прозрачность, оптич. и механич. изотропию, стабильные оптико-механич. характеристики и необходимую прочность. Их можно разделить на три группы: стекла, полимеры, прозрачные металлы — галлоиды серебра, таллоид и их сплавы — материалы кристаллич. строения.

П.-о. м. применяется также для решения объёмных задач. При этом измерения оптич. величин, связанных с напряжениями [ур-ния (1)], необходимо проводить по толщине объёмной модели, что крайне трудно, а часто практически невозможно. Поэтому для решения объёмных задач существуют методы: «замораживания» деформаций с последующей расфокусировкой на тонкие срезы, оптически чувствительных вклеек, рассеянного света, интегральной фотопрозрачности. Эти методы позволяют определять напряжения внутри модели. Наиб. распространение получил метод «замораживания».

Исследования проводят на трёхмерных моделях из полимерных материалов, имеющих сетчатую структуру (напр., отвержденные эпоксидные смолы и др.), к-рые при комнатной темп-ре находятся в стеклообразном, а при повышенной ($100-140^\circ\text{C}$) — в высокоэластич. состоянии. В высокоэластич. состоянии полимер деформируется упруго. Если нагреть модель на такую температуру, а затем охладить под нагрузкой, то упругие высвобождения, деформация и обуславливаемая ими оптич. анизотропия сохранятся при снятии нагрузки и при разрезе модели на тонкие пластинки (срезы). Оптич. анизотропию в срезах (относительная разность хода Δ и направления плоскостей поляризации лучей) измеряют в полярископах описанными способами и определяют величину разности псевдоглавных напряжений и их направления в плоскости среза:

$$\Delta z = C_T d \frac{(\sigma'_x - \sigma'_y)}{1 - \nu}$$

Если срез совпадает с плоскостью $z = \text{const}$, то σ'_x и σ'_y — макс. и мин. напряжения на площадках, перпендикулярных плоскости среза, d — толщина среза, C_T — оптич. коэф. материала при темп-ре исследования. Просвечивание трёх взаимно перпендикулярных срезов (или одного из трёх направляющих) позволяет определить три разности нормальных напряжений — $\sigma_x - \sigma_y$, $\sigma_y - \sigma_z$, $\sigma_z - \sigma_x$ и три касат. напряжения в выбранной системе координат.

П.-о. м. применяется к исследованию ряда др. задач механики твёрдого деформируемого тела. Фотографический способ исследования упругопластич. задач на прозрачных моделях П.-о. м. Наиб. применение нашли целлулоид, полистирол, поликарбонат, прозрачные металлы. Напр., поликарбонат имеет диаграмму растяжения, характерную для поликристаллич. материалов. В зоне упругих деформаций наблюдается линейная связь между двойным лучепреломлением и напряжениями, в пластической — эта зависимость имеет более сложный вид, определяемый тарировкой материала.

Фотоползучесть — исследование задач ползучести на прозрачных моделях. Этот способ развивается в двух направлениях: прямое моделирование, когда изучаются модель, материал к-рых обладает реологич.

свойствами, подобными свойствам материала натуральных объектов; косвенное моделирование, когда задача решается на основе методов упругих аналогов.

Фототермоупругость — применение П.-о. м. для изучения термоупругих напряжений. Разработан ряд способов. Наиболее распространено исследование тепловых напряжений на прозрачных нагреваемых или охлаждаемых моделях (геометрически подобных), в к-рых создаются температурные поля, подобные натуре. Эффективным является метод «замораживания» — «размораживания» деформаций. Плоская или объёмная модель составляется как монолитная склейка элементов из оптически чувствительного материала, в к-рых предварительно созданы и заморожены деформации, соответствующие свободным тепловым перемещениям. Нагрев склейки модели приводит к «размораживанию» деформаций и установлению искомого напряжённого состояния, фиксируемого затем путём охлаждения модели.

Разработаны также способы фиксации оптич. анизотропии, вызванной тепловыми напряжениями, при облучении моделей γ -лучами. Это позволяет моделировать задачи пространственной термоупругости (метод радиан. фототермоупругости). Применение скоростных клинометров и синхронизирующих устройств, согласующих во времени динамику нагружения моделей и съёмку картин полос, вызванных упругими волнами, лежит в основе динамич. фотопрозрачности.

Достаточно полно разработано применение П.-о. м. для исследования сварочных напряжений. Т. к. методические способы исследования ведутся на прозрачных моделях, то всегда необходимо решать вопросы выбора параметров модели и перехода к соответствующим величинам натурального объекта (оригинала). Теория подобия в П.-о. м. достаточно хорошо разработана.

К П.-о. м. относится также метод оптически чувствительных покрытий, согласно к-рому на поверхность исследуемого объекта наносится тонкий слой оптически чувствительного материала. Деформация исследуемой поверхности будет полностью совпадать с деформациями покрытия, определение к-рых осуществляется П.-о. м. В этом случае применяются отражат. полярископы. Метод позволяет исследовать упруго-пластич. деформации, процессы разрушения и ползучести, деформации в микрообластях. Может использоваться не только в лабораториях, но и в промышленных и полевых условиях, на моделях и реальных конструкциях.

Дим. Александров, А. И. Ахметьянов, М. Х. Полляризационно-оптические методы механики деформируемого тела, М., 1973; Абен Х. К., Интегральная фотопрозрачность, Тал., 1975; Метод фотопрозрачности, т. 3, М., 1975; Материалы VIII Всесоюзной конференции по методу фотопрозрачности, т. 1—4, Тал., 1978; Экспериментальные методы исследования деформаций и напряжений, К., 1981. В. И. Саченко, ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИБОРЫ — оптич. приборы для обнаружения, анализа, получения и преобразования поляризов. оптич. излучения, а также для разл. исследований и измерений, использующих явление поляризации света. К простейшим устройствам для получения и преобразования поляризов. света относятся поляризаторы (П.), фазовые пластинки (ФП), оптич. компенсаторы, деполаризаторы, оптич. стопы и др.

Процессы получения и преобразования поляризов. света основаны на взаимодействии света с веществом, нарушающих осевую симметрию светового луча. Для получения полностью или частично поляризованного света используется одно из трёх физ. явлений: поляризация при отражении или преломлении света на границе раздела двух изотропных сред с разл. показателями преломления, линейный дихроизм в двойном лучепреломлении. В первом случае анизотропия взаимодействия света со средой определяется наличием выделенной плоскости падения света и различием коэф. отражения для компонент светового луча, поляризованных параллельно и перпендикулярно этой плоскости (см. Френеля

формулы). При нормальном падении света на поверхность раздела (когда положение плоскости падения не определено) аксиальная симметрия взаимодействия света со средой не нарушается и поляризац. преобразования светового пучка не происходит. В соответствии с ф-лами Френеля степень поляризац. отражённой и преломлённой компонент светового пучка зависит от угла падения. Если световой луч падает на границу раздела под углом Брюстера (см. Брюстера закон), то отражённый свет оказывается полностью поляризованным. На этом основано действие отражателей и их П. Осн. недостаток отражат. П. — малость коэф. отражения — устраняется при использовании многослойных диалектр. покрытий (и в т е р е н ц и о н н ы е П.). Однако при этом сохраняются общие для всех отражат. П. недостатки — сильная зависимость степени поляризац. от угла падения (малая угл. апертура) и от длины волны света (хроматизм).

Луч, преломлённый на границе раздела, поляризуется лишь частично, но при угле падения, равном углу Брюстера, компонента луча, поляризованная в плоскости падения, проходит через границу раздела без потерь. Т.о., пропуская свет последовательно через неск. прозрачных плоскопараллельных пластинок, можно достичь значит. степени поляризац. прошедшего пучка практически без ослабления интенсивности одной из поляризац. компонент (см. Стопа в оптике).

Аксиальная симметрия взаимодействия света со средой может нарушаться вследствие оптической анизотропии самой среды. При этом в области полюс поглощения света оптически анизотропные среды неодинаково поглощают обыкновенный и необыкновенный лучи (линейных дихроизмов). При достаточной величине разности соответствующих оптич. плотностей одна из поляризац. компонент светового пучка может поглотиться практически полностью, и прошедший через среду свет приобретает высокую степень линейной поляризац. Такие П. наз. д и х р о и з м ы. Наиб. эффективными и практически единственными применяемыми в наст. время дихроизмами П. являются *полярроиды*. Достоинствами полярроидов являются компактность, большая угл. апертура и высокая поляризующая способность, недостатки — низкая *лучевая прочность* и сильный хроматизм.

В области прозрачности для оптически анизотропных сред (кристаллов) характерно двойное лучепреломление, проявляющееся, в частности, в различии направлений групповых скоростей двух ортогонально поляризованных компонент распространяющегося по кристаллу светового луча. При пропускании узкого светового луча через соответствующим образом вырезанную пластинку оптически анизотропного кристалла на выходе из пластинки (при достаточной величине двулучепреломления) световой луч расщепится на два луча, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях (рис. 1). Этот способ применяется для поляризац. узконаправленных пучков малого сечения (напр.,



излучение лазера) и требует использования материалов с высоким двулучепреломлением (типа исландского шпата). Более совершенными П., основанными на явлении двойного лучепреломления, служат *поляризац. призмы* (ПП), проходящие через к-рые две поляризац. компо-

ненты светового луча в общем случае не сохраняют направления распространения, отклоняясь на разл. углы. В однолучевых ПП одна из компонент луча испытывает *полное внутреннее отражение* на наклонной границе раздела составных частей призмы и обычно гасится её черной поверхностью. Вторая поляризац. компонента проходит через призму без изменения направления распространения. Двулучевые ПП расщепляют исходный световой пучок на два линейно поляризованных, распространяющихся в разл. направлениях. ПП характеризуются широким спектральным диапазоном рабочих частот, высокой поляризующей способностью и лучевой прочностью.

Циркулярные и эллиптич. П. существенно отличаются от линейных из-за отсутствия сред с циркулярной или эллиптич. анизотропией, сравнимой по величине с линейной. Обычно циркулярный П. представляет собой комбинацию последовательно расположенных линейно-и четвертьволновой ФП, выносящей фазовый сдвиг $\lambda/2$ между двумя ортогонально поляризованными компонентами световой волны и преобразующей линейно поляризованный свет в циркулярно поляризованный. Двулучепреломляющие ФП изготавливаются из материалов как с естественной, так и с индуцированной оптич. анизотропией; отражат. ФП (напр., ромб Френеля, рис. 2) — из оптически изотропных материалов, принцип их действия основан на изменении поляризац.

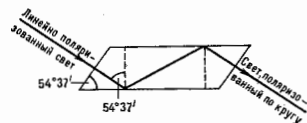


Рис. 2. Ромб Френеля. Значения углов указаны для отношения показателей преломления двух сред, равного 1,51.

состояния света при полном внутр. отражении. Пренуждением отражат. ФП перед двулучепреломляющими является слабая зависимость фазового сдвига от длины волны (хроматизм).

Все П. (линейные, циркулярные, эллиптич.) могут использоваться и как *анализаторы*; при этом последовательно расположенные ФП и линейного П. в составных эллиптич. и циркулярных П. инвертируются.

Деполаризация света обычно достигается не путём истинного устранения корреляции между его поляризац. компонентами (это практически невозможно), а путём получения излучения, к-рое в конкретных условиях данной задачи не проявляет своих поляризац. свойств. В качестве *деполяризаторов* для световых пучков широкого спектрального состава могут использоваться сильнорассеивающие ФП, создающие излучение со спектрально-осциллирующим состоянием поляризац. При измерениях с невысоким временным разрешением деполаризация может достигаться ВЧ-модуляцией состояния поляризац. пучка. При работе с широкими световыми пучками деполаризаторами могут служить сильнорассеивающие ФП переменной толщины (напр., клиновидные), создающие усредняющийся по всему сечению тонкий поляризац. рельеф светового пучка. В нек-рых случаях и в качестве линейного деполаризатора, устрояющего лишь линейную поляризац. анизотропию светового луча, может применяться циркулярный П., а в качестве циркулярного деполаризатора — линейный П.

Для поляризац. модуляции света обычно используются эффекты наведённой оптич. анизотропии (*Керра эффект*, *Поппельс эффект*, *Фарадея эффект*, *Дотюпурность*) в условиях модуляции вращ. возмущения (электрич. поля, магн. поля, деформации), примененного и оптич. среде. Возникающая при этом модуляция фазовых соотношений между поляризац. компонентами

светового пучка приводит к модуляции его поляризац. состояния при сохранении полной интенсивности. Поляризац. модуляторы служат основой для мн. модуляторов интенсивности света.

Приборы для поляризац.-оптич. исследований, несмотря на их многообразие, основаны на преобразовании поляризац. характеристик излучения в амплитудные. Любой фотоприёмник (в т. ч. и глаз) реагирует на интенсивность излучения, и конечным этапом поляризац. измерений является измерение интенсивности света. Простейшее преобразование поляризац. состояния света (занимает плоскости поляризац.) в интенсивностное описывается *Маллеса законом* и реализуется при пропускании линейно поляризованного излучения через линейный анализатор.

Среди сложных П. п. с визуальной регистрацией наиб. известен поляризац. о н я м *микроскоп*, широко применяемый для определения величины и характера анизотропии кристаллич. сред и жидких кристаллов. Для изучения механич. напряжений в конструкциях используется поляризац.-оптич. метод исследования напряжений.

Для прецизионных измерений оптич. анизотропии с её зависимостью от длины волны служат автоматич. П. п. с фотоэлектрич. регистрацией. Количеств. анализ анизотропии сводится к сопоставлению оптич. свойств среды в двух ортогональных поляризац. путях поляризац. модуляции света. При измерении оптич. анизотропии, наведённой в среде внеш. возмущением, обычно модулируют это возмущение, и измерение сводится к регистрации противофазной модуляции интенсивностей двух поляризац. компонент пучка на частоте модуляции возмущения. Для повышения чувствительности измерений часто применяют баланс. схемы фоторегистрации (рис. 3). Две поляризац.

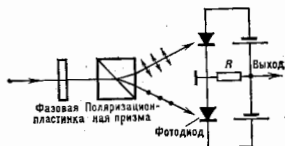


Рис. 3. Баланс.ная схема регистрации разности интенсивностей двух ортогонально поляризованных компонент светового луча.

компоненты пучка разделяются с помощью ФП и дуэльной (П) и поступают на два фотоприёмника, включённых так, что их фототоки на выходе схемы (нагрузке R) вычитаются. При этом регистрируемый сигнал противофазной модуляции интенсивностей компонент удваивается, а сфазиров. колебания интенсивности, связанные с флуктуациями интенсивности света, сокращаются друг друга, что значительно улучшает отношение сигнал/шум.

П. п. для измерений вращения плоскости поляризац. в средах с естественной или наведённой магн. полем оптич. активностью (*полариметры*) и дисперсии этого вращения (*спектрополариметры*) играют существенную роль в физ. исследованиях твёрдых тел, а также в хим. и биол. исследованиях. Применение в поляриметрах лазерных источников света позволило достичь чувствительности к углу вращения плоскости поляризац. до $\sim 10^{-2}$ град.

Для обнаружения и количеств. определения поляризац. света используются *поляризомеры*. Предельно обнаруживаемая примесь поляризов. света зависит от его интенсивности и практически достигает относит. значений $\sim 10^{-6}$.

П. п. широко применяются в науч. исследованиях электронной структуры атомов, молекул и твёрдых тел, а также в магн. свойствах разл. сред, поверхностных явлений и оптич. свойствах тонких плёнок (см. *Эллипсоиметры*), для регистрации статич. механ. напряжений; а также акустич. и ударных волн в прозрачных

средах, при изучении диффузии макромолекул в растворах, для определения содержания оптически активных молекул в растворах (см. *Сахариметрия*) и т. д. Принципы поляризац. оптики используются в приборах для геодезич. измерений, в системах *оптической локации* и *оптической связи*, в схемах управления лазерным излучением, в скоростной фото- и киносъёмке и пр.

Лит. см. при ст. *Поляризация света*.

В. С. Золотский.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИЗМЫ — один из классов *призм оптических*, простейшие поляризац. приборы, предназначенные для получения линейно поляризованного оптич. излучения (см. *Поляризация света*) или для определения характера и степени его поляризац. В соответствии с этим П. п. в оптич. приборах выполняют функции *поляризаторов* или *анализаторов*. Обычно П. п. являются двупреломляющими поляризаторами, т. е. поляризуем. свет получается с использованием *двойного лучепреломления*. П. п. состоит из двух или более трёхгранных призм, на границе раздела между k -рых резко различаются условия прохождения для компонент светового луча, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Такая ситуация реализуется, напр., при прохождении света через наклонную границу раздела двух сред, одна из k -рых сильно анизотропна. В качестве оптич. анизотропных сред в П. п. используются прозрачные двупреломляющие кристаллы, наиб. употребительными из k -рых являются одноосный оптич. отрицательный гексагональный кристалл исландского шпата (CaCO_3), обладающий широкой областью прозрачности и большим двупреломлением, кристаллич. кварц SiO_2 и фтористый магний MgF_2 .

Условия прохождения светового пучка через границу раздела между двумя средами обычно выбирают такими, что одна из поляризац. компонент испытывает *полное внутреннее отражение* и отсекается (поглощается червонной поверхностью призмы), а из призмы выходит только одна линейно поляризованная луч.

Трёхгранные призмы, изготавливаемые из оптич. анизотропного материала, склеиваются прозрачным изотропным веществом, показателем преломления k -рого близок к ср. значению k -обыкновенного n_o и необыкновенного n_e лучей. Классич. примером такой П. п. является *призма Николя* (рис. 4), изобретённая в 1828 У. Николем (W. Nicol) и явившаяся первым эфф. линейным поляризатором, основанным на двойном лучепреломлении.



Рис. 4. Призма Николя. Штриховка указывает направление оптических осей кристалла в плоскости чертежа. Направления электрических колебаний световых волн указаны на лучах стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками (колебания перпендикулярны плоскости рисунка), о e — обыкновенный и необыкновенный лучи. Червонная нижняя грань призмы поглощает полностью отраженный от плоскости склейки обыкновенный луч.

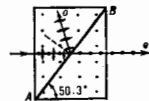
Существуют также П. п., элементы k -рых изготавливаются из оптич. изотропного материала — стекла, а прослойка между ними — из кристалла исландского шпата. К этому типу П. п. относится *поляризатор Фюсснера*, изобретённый в 1884 (рис. 2).

При исследованиях в УФ-области спектра, а также при работе с мощными пучками оптич. излучения часто используются П. п., разделённые воздушным промежуточком, — *призма Глана* (рис. 3), *призма Глана — Томсона* (рис. 4), *призма Фуюко* (со скошенной входной и выходной гранями, как

рис. 2. Поляризационная призма из стекла и исландского шпата (призма Фюссера). Точки в просвете шпата указывают, что его оптическая ось перпендикулярна плоскости рисунка.



рис. 3. Поляризационная призма Глана. AB — воздушный промежуток. Точки на обеих трехгранных призмах указывают, что их оптические оси перпендикулярны плоскости рисунка.



у призмы Николя) и пр. В П. п. со скошенными гранями проходящий луч испытывает параллельное смещение, поэтому при вращении призмы вокруг луча выходящий луч описывает окружность. От этого недостатка свободны П. п. в форме прямоугол. параллелепипедов: призмы Глана, Глана — Томпсона, Аренса (рис. 5), Глазбрука (половина призмы Аренса) и др.

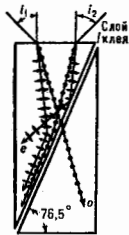


рис. 4. Предельные углы падения i_1 и i_2 лучей на поляризационную призму Глана — Томпсона.

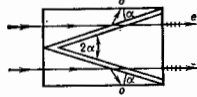


рис. 5. Поляризационная призма Аренса. Штриховой показан направление оптической оси.

Поляризующее действие призм, использующих полное внутр. отражение, зависит от угла падения светового луча: для световых пучков, углы падения к-рых превышают нек-рые критич. значения i_1 и i_2 , условия разделения двух поляризац. компонент пучка не выполняются, и поляризующее действие призм прекращается (рис. 4). В общем случае $i_1 \neq i_2$, и угл. рабоче поле П. п. несимметрично. Сумма углов $i_1 + i_2$ наз. апертурой поляой поляризации П. п. и у нек-рой П. п. достигает 40° .

Наряду с описанными П. п., пропускающими один линейно поляризованный луч (т. е. однолучевые П. п.), существуют конструкции П. п., пространственно разделяющие две линейно поляризованные компоненты. Такие двулучевые П. п. широко применяются в разл. поляризац. приборах как своеобразные двухканальные анализаторы. Они используются для получения на выходе оптич. системы адекватного сигнала при нулевом методе измерений, а также для подавления избыточных световых шумов, проявляющихся в сплассовой модуляции интенсивности света в обоих каналах. Из двулучевых П. п. наиб. распространение имеют призмы Рошона, Сенармона и Волластова (рис. 6). В П. п. Рошона и Сенармона обыкновенный луч не ме-



рис. 6. Двулучевые поляризационные призмы: а — призма Рошона; б — призма Сенармона; в — призма Волластова. Штриховка указывает направление оптических осей кристаллов в плоскости рисунка.

няет своего направления, а необыкновенный отклоняется на угол θ ($5^\circ - 6^\circ$), зависящий от длины волны света. П. п. Волластова даёт при нормальном падении симметрич. отклонение обыкновенного и необыкновенного лучей.

Значит, распространение получили П. п., использующие поляризацию при отражении света. Они представляют собой прямоугол. параллелепипед из двух оптически изотропных трёхгранных призм с многоосными интерференц. покрытием на диагональной плоскости. Многоосльные диалектрич. покрытия (плёнки), создающие подложкающей комбинацией диалектрич. слоёв определ. толщины в разл. показателями преломления, дают т. в. интерференционные отраж. (коэф. отражения для определ. длин волн доходит до 98—99%). А т. к. при отражении происходит поляризация света, то плёнки, подобно оптич. стопе, дают сильно поляризованный отражённый свет. Такие интерференционные поляризаторы обладают значительной спектральной селективностью и зависимость степени поляризации от угла падения луча, но не требуют для своего изготовления дорогостоящих природных кристаллов исландского шпата и имеют довольно высокие поляризац. и угл. характеристики.

П. п. являются наиб. высококачеств. и универсальными поляризаторами для работы в широкой области спектра и в мощных пучках излучения.

Лит.: Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Крылова Т. Н., Интерференционные покрытия, Л., 1973. В. С. Залосский.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ в ядерных реакциях и при рассеянии элементарных частиц — зависимость сечения взаимодействия частиц от взаимной ориентации их спинов и импульсов. Зависимость взаимодействия заряд. частиц от ориентации их орбитального и спинового моментов хорошо известна в квантовой электродинамике. Воздействие магн. поля от орбитального движения электрона на его собств. магн. момент (спин-орбитальное взаимодействие) приводит к тонкому распределению ат. уровней (тонкая структура), а взаимодействие собств. магн. моментов ядра и электронов (спин-спиновое взаимодействие) наблюдается как сверхтонкое распределение, напр. различие уровней $^2S_{1/2}$ и $^4S_{3/2}$ в атоме водорода возникает из-за разл. магн. взаимодействия протона и электрона с параллельными и антипараллельными спинами (см. Сверхтонкая структура, Сверхтонкое взаимодействие). Аналогичные особенности присущи сильным взаимодействиям и слабым взаимодействиям.

Простейшим примером служит нерелятивистское рассеяние частицы со спином $s = 1/2$ (напр., нуклона) на бесспиновой частице, напр. на ядре с нулевым спином $I = 0$. Процесс рассеяния полностью описывается амплитудой рассеяния f , к-рая в данном случае является синовой матрицей $f_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = \pm 1/2$). Спин-орбитальное взаимодействие приводит к зависимости амплитуды рассеяния от спинов. При заданном (получаемом) значении полного угл. момента системы l орбитальный момент может принимать 2 значения $l = j \pm 1/2$, отвечающие разл. четности. Поэтому на сохранении l и четности следует сохранить абс. значения l , т. е. оператора F . Единственным действующим на спины инвариантным оператором, коммутирующим с F , является оператор sl или пропорциональный ему оператор sv (v — единичный псевдовектор нормалн к плоскости рассеяния: $v \parallel [n]$), где n и n' — единичные векторы в направлениях падающего и рассеянного пучков). Поэтому общий вид оператора амплитуды рассеяния в рассматриваемом случае [1]:

$$\hat{f} = A + 2Bsv, \quad (1)$$

где амплитуды A и B не зависят от спинов. Дифференц. сечение рассеяния частицы $d\sigma_{\alpha\beta}/d\Omega$ из состояния α

проекции спина α в состоянии с проекцией спина β определяется величиной $|f_{\alpha\beta}|^2$. Обычно важно сечение рассеяния, просуммированное по конечным в усредненное по начальным проекциям спина. Для такой величины из (1) следует:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} |f_{\alpha\beta}|^2 = |A|^2 + |B|^2 + 2\text{Re}(AB^*)vP, \quad (2)$$

где псевдотор поляризации падающего пучка $P = 2s$ (s — ср. спин в нач. состоянии). Эта величина приобретает ясный смысл, если ось квантования направлена по v . Тогда

$$vP = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}.$$

Здесь N_{\pm} — число частиц со спином по направлению v и против. Благодаря множителю vP в ф-ле (2) сечение рассеяния зависит не только от полярного угла θ , но и от азимутального угла ϕ между векторами v и s' . Поляризация рассеянных частиц может быть вычислена по ф-ле

$$P' = 2 \sum_{\alpha\beta} |f_{\alpha\beta}|^2 s'_{\alpha\beta} v \sum_{\alpha\beta} |f_{\alpha\beta}|^2. \quad (3)$$

Для неполяризованного пучка ($P = 0$)

$$P' = \frac{2\text{Re}(AB^*)}{|A|^2 + |B|^2} v; \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = |A|^2 + |B|^2. \quad (4)$$

Т. о., из (2) получается

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 + P P'). \quad (5)$$

Из (4) видно, что при наличии спин-орбитального взаимодействия ($B \neq 0$) неполяризов. пучок после рассеяния приобретает поляризацию, направленную перпендикулярно плоскости рассеяния.

Величину P' наз. анализирующей с способностью мишени A . Если поляризац. свойства ядер мишени известны, т. е. известно A , то, измеряя асимметрию, рассеяние налево и направо на этом ядре, можно определить степень поляризации пучка бомбардирующих частиц. В свою очередь пучки поляризов. частиц могут быть получены в результате рассеяния для ядерных реакций. Выражение (2) для рассеиваемых частиц со спином $1/2$ справедливо для мишени с произвольным спином, если она неполяризована.

В общем случае, когда спин рассеиваемой частицы больше $1/2$ или спин мишени отличен от 0, для описания поляризации пучка и анализирующей способности мишени требуется большее число параметров. В случае спина 1 возможны 3 значения проекции спина ($+1, 0, -1$), и для описания состояния пучка помимо поляризации необходимо знание вращательности пучка по спину, т. е. величины

$$(N_+ + N_0 - 2N_-)/(N_+ + N_0 + N_-).$$

Поляризация рассеянных частиц в этом случае определяется не одной, как в случае $s = 1/2$, а двумя поляризуемыми способностями.

В случае, когда частицы пучка и мишени поляризованы, для описания эфф. сечения необходимо, кроме анализирующей способности, использовать т. н. коэф. корреляции c спинов. В то время как анализирующая способность описывает вероятность рассеяния или ядерной реакции в состоянии поляризации пучка или мишени, коэф. корреляции описывают их чувствительность к параметрам, характеризующим корреляцию спинов пучка и мишени.

Все рассмотренные выше величины, характеризующие зависимость от спинов характеристик ядерной реакции, — поляризация продуктов реакции, анализиру-

ющая способность мишени, коэф. корреляции спинов — могут быть определены экспериментально. Их наз. поляризацияционными наблюдаемыми. Измерение этих поляризац. наблюдаемых наз. поляризац. опытом.

Важный практич. случай — рассеяние двух нерелятивистских частиц со спинами $s_1 = s_2 = 1/2$, напр. нуклон-нуклонное (NN) рассеяние при небольших энергиях. В этом случае аналог разложения (1) оператора \hat{f} содержит 5 инвариантных амплитуд:

$$\hat{f} = A + B(s_1\lambda)(s_2\lambda) + C(s_1\mu)(s_2\mu) + D(s_1\nu)(s_2\nu) + E(v+s_1\nu). \quad (6)$$

Здесь единичные векторы λ, μ, ν направлены вдоль векторов $p + p', p - p', [p, p']$ соответственно. Амплитуды B, C, D наз. теоретическими, E — спин-орбитальной. Дифференц. сечение рассеяния неполяризов. нуклонов определяется всего одной комбинацией этих амплитуд, а для вычисления их всех из эксперимента требуется проведение полного опыта.

NN-рассеяние при энергиях $E < 300$ МэВ обычно рассматривают в нерелятивистском приближении и описывают с помощью NN-потенциала, содержащего помимо центрального теоретич. и спин-орбитальный компоненты. Для определения этих компонентов требуется знание всех инвариантных амплитуд в разложении (6).

При описании рассеяния нуклонов в легких ядрах ядер не ядрах используют оптическую модель ядра с оптич. потенциалом, содержащим центральный и спин-орбитальный компоненты. С помощью эксперим. данных по дифференц. сечению $d\sigma/d\Omega$ и поляризации P' удается оценить форму и величину разл. членов оптич. потенциала.

Кроме выяснения характера спиновой зависимости нуклон-нуклонного и нуклон-ядерного взаимодействия, изучение П. о. позволяет уточнить информацию об уровнях ядер, установить механизм ядерных реакций, более полно осуществить проверку принципов симметрии в ядерных взаимодействиях (см. *Несохранение четности в ядрах*). Так, для установления степени несохранения четности в нуклон-нуклонном рассеянии была измерена продольная компонента анализирующей способности для p - p -рассеяния. Уровень несохранения четности оказался порядка 10^{-2} . При релятивистских энергиях взаимодействующих частиц для амплитуды реакции также можно записать разложение типа (1) или (6) по релятивистски инвариантным компонентам, для нахождения к-рых требуется проведение поляризац. экспериментов. Т. о., изучение П. о. является важным инструментом исследования фундам. свойств элементарных частиц, ядер и их взаимодействий.

Лит.: Ливингстон Л. Д., Диффизик Е. М., Бьютовская М. Х., изд. М., 1988; Немец О. Ф., Янгеновский А. М., Поляризац. исследования в ядерной физике, К., 1986; Данилов Л. И., Поляризац. явления в ядерных взаимодействиях при промежуточных энергиях, 374 ЯЯ, 1984, т. 15, в. с. 493; High-energy spin physics, 8-th Intern. sympos., Minneapolis, US, ed. by K. J. Heller, v. 1—2, Mn., 1988, 9. E. Coneruptum.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ОПЕРАТОР в квантовой электродинамике — функция, представляющая собой аналог массовой оператора для безмассовой частицы — фотона. Включает вклады диаграмм поляризации вакуума в пропагатор фотона. Совокупность таких вкладов, простейший из к-рых отвечает первой диаграмме на рис. 1 в ст. *Поляризация вакуума* (также рассмотрен в ст. *Регуляризация расходимостей*), образует П. о. $\Pi_{\mu\nu}(k, a)$. Здесь k — 4-импульс фотона, $a = e^2/4\pi \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, по стенкам к-рой располагаются вклады теории возмущений в П. о., μ, ν — Лоренцевы индексы, соответствующие разл. значениям поляризации фотона. После устранения расходимостей в соответствии с условием калибровочной инвариантности $\Pi_{\mu\nu}$ имеет повернутую структуру:

$$\Pi_{\mu\nu}(k, a) = (g_{\mu\nu}k^2 - k_{\mu}k_{\nu})\pi(k^2, a),$$

где $\epsilon_{\omega\omega}$ — метрический тензор пространства-времени Минковского, а скалярная ф-ция $\pi(k^2, \alpha)$ входит в знаменатель поперечной части «детого» фотонного проп-гатора:

$$D_{\omega\nu}^0(k, \alpha) = \left(\epsilon_{\omega\omega} - \frac{k_\omega k_\nu}{k^2} \right) \frac{1}{k^2 - \pi(k^2, \alpha)}$$

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Квантовые поля, М., 1980, § 29.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ СВЕТОВЫЙ ФИЛЬТР — светофильтр, действие к-рого основано на явлении интерференции поляризов. лучей. Простейший П. с. представляет собой хроматич. фазовую пластинку (см. Компенсатор оптический), расположенную между двумя поляризаторами, поляризующие направления к-рых параллельны (перпендикулярны) друг другу и составляют угол 45° с оптич. осью пластинки. Т. к. фазовый сдвиг δ между обыкновенными (n_o) и необыкновенными (n_e) лучами, прошедшими через пластинку длиной l , зависит от длины волны λ ($\delta = 2\pi l(n_e - n_o)/\lambda$), то состояние поляризации, а следовательно и интенсивность выходящего света (см. Интерференция поляризованных лучей), также имеет спектральную зависимость. При достаточно большой разности показателей преломления фазовой пластинки ($n_e - n_o$) состояние поляризации выходящего из неё света может меняться в зависимости от λ от линейной, совпадающей с падающей, через все фазы эллиптической, до линейной, ортогональной исходной. Если поляризация света, прошедшего фазовую пластинку, совпадает с поляризующим направлением поляризатора на выходе, то наблюдается максимум в интенсивности выходящих интерферирующих поляризов. лучей; если соответствующие поляризации ортогональны, то наблюдается минимум. Таким образом, П. с. в зависимости от λ или полностью пропускает свет, или почти полностью поглощает. Это свойство П. с. используется для решения ряда спец. задач спектроскопии, напр. для подавления одной или нек-л. спектральных линий излучения на фоне др. компонент спектра или для изменения спектрального распределения энергии в источниках сплошного спектра.

Селективные П. с. пропускают получение тонкой в узком спектральном интервале. К ним относятся изобретённый в 1933 В. Лью (В. Lyot) П. с., представляющий собой последовательность к. поляризаторов (с идентично ориентированными поляризующими направлениями) и расположенных между ними ($k-1$) фазовых пластин. Каждая последов. тройка элементов (поляризатор — фазовая пластинка — поляризатор) представляет собой простейший описанный выше П. с. Толщина первой фазовой пластинки выбирается такой, чтобы обеспечить полное пропускание первой тройки элементов фильтра. Лью на заданной длине волны λ_0 (т. е. фазовый сдвиг кратен 2π). Толщина каждой следующей пластинки точно вдвое превышает толщину предыдущей, сохраняя, т. о., указанную кратность фазового сдвига на длине волны λ_0 . В результате все компоненты фильтра обеспечивают полное пропускание на длине волны λ_0 , тогда как на остальных участках спектра по мере роста числа пластин пропускание всё в большей степени подавляется. Практически таким способом удаётся создать П. с. со спектральной шириной полос пропускания до 10^{-2} нм. Недостатки П. с. Лью — малая угл. рабочая апертура и сильная температурная зависимость спектральных характеристик, что приводит к необходимости тщательной термостабилизации всего устройства.

К узкополосным П. с. относится также изобретённый в 1955 И. Шолком (I. Solo) фильтр, представляющий собой расположенный между двумя линейными поляризаторами набор из большого числа фазовых пластинок, оси анизотропии к-рых последовательно перпендикулярны одна относительно другой на малый угол. П. с. Шолка обладает значительно более высоким пропусканием,

чем П. с. Лью, но значительно уступает последнему по качеству спектральной селективности.

П. с. представляют собой сложные оптич. системы, очень чувствительные к температурным и др. внешним воздействиям, поэтому их применение ограничено; они используются гл. обр. в астрофиз. исследованиях.

Лит.: Шерккифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1985.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ансамбля частей α — преимущественная ориентация спинов частиц. Пусть в ансамбле частиц со спином $s = 1/2$ задана ось квантования z , т. е. задано направление в пространстве, на к-рое частицы имеют определённые проекции спина $m = \pm 1/2$. Обычно по оси z направлено внешнее, напр. магн., поле, к-рое и формирует спиновую упорядоченность ансамбля. Если заданы вероятности W_+ , W_- нахождения частиц на уровнях с проекциями спина $m = \pm 1/2$, то поляризация ансамбля $\mathcal{P} = W_+ - W_-$; $-1 \leq \mathcal{P} \leq 1$; \mathcal{P} — параметр, полностью характеризующий спиновое состояние ансамбля. Для случаев спина $s = 1$ имеются три состояния $m = +1, 0, -1$ и три вероятности W_+, W_-, W_0 . Наряду с поляризацией $\mathcal{P} = W_+ - W_-$ существует ещё один параметр $T = 1 - 3W_0 = W_+ + W_- - 2W_0$, наз. выстроенностью. Для описания ансамбля частиц с более высоким спином потребуются большее кол-во независимых параметров (см. также Ориентированные ядра, Поляризованные нейтроны).

ПОЛЯРИЗАЦИЯ среды — процесс, в результате к-рого физ. объект (атом, молекула, твёрдое тело и др.) приобретает элетрич. дипольный момент P . П. может возникать под действием элетрич. поля E , упругой деформации и (пьезоэлектрич. эффект), изменения темп-ры δT (пироэлектрич. эффект), магн. поля H (магн.-электрич. эффект), градиента деформации du/dx (флексозэлектрич. эффект) и др., градиента темп-ры $\delta T/\delta x$ (термополяризац. эффект) и др.

2) Вектор P , связывающий элетрич. поле E с элетрич. индукцией D :

$$D = E + 4\pi P \text{ (СГС); } D = E + P \text{ (СИ).}$$

По определению, $\text{div} P = -\rho_{\text{вн}}$, $P = 0$ вне тела, где $\rho_{\text{вн}}$ — усреднённая (по объёму много больше, чем атомные размеры) плотность связанных зарядов div -электрика.

Связь между локальными значениями P и факторами, приводящими к её возникновению, записывается в виде

$$P_i = \chi_{ij} E_j + \lambda_{ijl} u_{jl} + p_i \delta T + d_{ij} H_j + f_{ijl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + b_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_l} \quad (*)$$

Здесь χ — диэлектрическая восприимчивость, λ — пьезоэлектрич. коэф. (см. Пьезоэлектрики), p — пироэлектрич. коэф. (см. Пироэлектрики) и т. д. Линейная связь между P и величинами $u, \delta T, H$ возможна лишь в средах с опред. кристаллич. и магн. симметрией. Среднее (по объёму тела) значение P равно отношению дипольного момента тела к его объёму. Для тела макроскопич. размеров связь ср. P со ср. значениями $E, du/dx, \delta T$ и H определяется объёмными свойствами материала и задётся локальными соотношениями (*), тогда как связь со ср. значениями градиентов деформации и темп-ры может существенно зависеть от свойств поверхности тела.

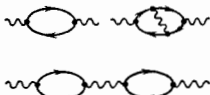
Лит.: Ашкрофт М. Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Гроот С. Р. де, Сагторп Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982; Таганцев А. К., Пиро-, пьезо-, флексозэлектрический и термополяризованный эффект в ионных кристаллах, УФН, 1967, т. 152, в. 3, с. 423.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА в физике частиц — совокупность виртуальных процессов, аналогичных нулевым колебаниям квантовой механики, характе-

ризующих влияние, вакуумное, состояние системы взаимодействующих квантовых полей.

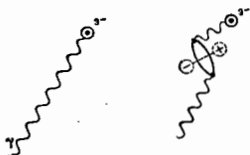
Первоначально термин «П. в.» возник в квантовой электродинамике (КЭД) и в узком смысле ассоциируется с процессами виртуального превращения фотона в пару e^+e^- с последующей рекомбинацией (рис. 1). Такие

Рис. 1. Диаграммы поляризации вакуума в квантовой электродинамике.



виртуальные переходы в буквальном смысле слова ответственны за поляризацию «пустоты» в окрестности любого заряда. Рассмотрим их влияние на процесс измерения заряда электрона. Такое измерение реализуется внеш. эл.-магн. полем. На рис. 2 (слева) изображена классич. картина, не учитывающая П. в.; правый рис. описывает ситуацию, когда фотон-пробник

Рис. 2. Диаграммы, изображающие процесс измерения заряда электроном в внешнем поле.



диссоциирует на электрон и позитрон, к-рые образуют виртуальный диполь, эквивалентный поляризации материальной среды. Описанный механизм приводит к возникновению *эффектного заряда* в КЭД.

В совр. литературе термин «П. в.» обозначают широкий круг виртуальных переходов, обусловленных вакуумными флуктуациями, напр. процесс «соединения» цветного кварка, рождённого в глубоко неупругом рассеянии, в результате к-рого он превращается в бесцветный адрон или струю адронов. Д. В. Ширков. **ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВОЛН** — характеристика волны, определяющая пространственную направленность векторных волновых полей. Исторически это понятие было введено в оптике ещё во времена «доклассических описаний» и первоначально основывалось на свойствах поперечной аннизотропии волновых пучков (см. *Поляризация света*). Оно распространено на все без исключения типы физ. волновых возмущений (см. *Волны*), но осн. терминология по-прежнему осталась связанной с эл.-магн. (в частности, оптическим) полями.

Различают продольно и поперечно поляризованные волны в зависимости от ориентации вектора поля относительно волнового вектора (\mathbf{k}). В электродинамике примером продольных волн служат плоские однородные плазменные волны (см. *Слабопереносные волны*); к поперечным волнам в первую очередь относятся плоские однородные эл.-магн. волны в вакууме или в однородных изотропных средах. Поскольку в последних векторы (\mathbf{E}) и магн. (\mathbf{H}) векторы перпендикулярны волновому вектору (\mathbf{k}), то их часто наз. волнами типа *ТЕМ* или *ТЕН* (см. *Волновод*). Причём, если векторы поля (\mathbf{E} , \mathbf{H}) лежат в фиксиров. плоскостях (\mathbf{E} , \mathbf{k}) и (\mathbf{H} , \mathbf{k}), т. е. имеют фиксиров. направления в пространстве, используют термин *волны линейной поляризации*. Суперпозиция двух линейно поляризованных волн, распространяющихся в одном направлении (\mathbf{k}) и имеющих одинаковую частоту (ω), но отличающихся направлением векторных полей, даёт в общем случае волну эллиптической поляризации. В век концы векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} описывают в плоскости,

перпендикулярной \mathbf{k} , эллиптич. траектории, ориентированные по правому или по левому вращению в направлении \mathbf{k} в зависимости от знака и величины разности фаз ($\Delta\phi$) между исходными линейно поляризованными составляющими. Соответственно, такая волна наз. право- или левополяризованной, что не совпадает с терминологией, принятой в оптике, где отсчёт направления вращения вектора поля ведётся в направлении $(-\mathbf{k})$, т. е. в направлении на источник. В частном случае вырождения эллипсов в окружности волны становятся циркулярно поляризованными. Иногда именно волны с циркулярной (круговой) поляризацией выбирают в качестве нормальных мод среды. Линейно, эллиптически и циркулярно поляризованные волны являются полностью поляризованными волнами. Неполностью. волны имеют в отличие от них некоррелированные во времени случайное направление векторов полей (\mathbf{E} и \mathbf{H}) (в оптике — естественный свет). Когда в волновом поле наряду со случайной присутствует ещё и поляризов. составляющая, то говорят о частично поляризованных волнах, количество характеризующих степень поляризации, равной отношению средней по времени интенсивности поляризованной части излучения к полной её значению (см. *Коэрентность*).

Весма сложными поляризац. свойствами обладают пространственно неоднородные волны, к-рые в принципе можно рассматривать как суперпозицию однородных плоских волн (см. *Волновод*). При этом характер поляризации векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} часто оказывается различным. Так, если в бегущих вдоль оси z волнах типа *ТМ* поле \mathbf{H} ориентировано в поперечной к \mathbf{k} плоскости ($\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$), а поле \mathbf{E} образует эллипс поляризации в плоскости (\mathbf{E} , \mathbf{k}), то в волнах типа *ТЕ* данное свойство видоизменяется ($\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}$, $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{E}$). Для част. стоячих волн приходится всегда указывать, относительно какого направления ориентированы эллипсы поляризации.

В неоднородных средах, как правило, описать поляризацию волновых полей очень трудно. Обычно ограничиваются рассмотрением лишь случая кусочно-однородных сред, в частности задача о падении плоской волны на резкую границу раздела двух однородных изотропных сред (см. *Френель формулы*).

В аннизотропных средах разной поляризации имеют разл. скорости распространения и разл. коэф. затухания. Поэтому при падении волн на границу раздела с аннизотропной средой могут возникать сразу нек. преломлённых волн, распространяющихся под углами, отличными от устанавливаемых *Снелла законами*. Такие свойства аннизотропных сред лежат в основе многих *поляризационных приборов* (разл. поляризаторов, деполаризаторов, поляризац. анализаторов, комплементаров и т. п.).

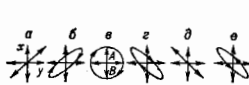
Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Гринберг В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1987; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Л. А. Жерар, А. И. Соколов.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА — ф-я. характеристика оптич. излучения, описывающая поперечную аннизотропию световых волн, т. е. неэквивалентность разл. направлений в плоскости, перпендикулярной световому лучу. Первые указания на поперечную аннизотропию светового луча были получены в 1690 Х. Гюйгенсом (Ch. Huygens) при опытах с кристаллами исландского шпата. Понятие «П. с.» введено в оптику в 1704—06 И. Ньютоном (I. Newton). Существ. значение для понимания П. с. имело её проявление в эффектах *интерференции света* и, в частности, тот факт, что два световых луча с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации непосредственно не интерферируют. П. с. нашла естеств. объяснение в эл.-магн. теории света, разработанной в 1865—73 Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell), позднее — в квантовой электродинамике.

Поперечно эл.-магн. волны имеют ещё осевой симметрию относительно направления её распространения из-за наличия выделенных направлений (вектора \mathbf{E} —

напряженности электрич. поля, вектора \mathbf{H} — напряженности магн. поля) в плоскости, перпендикулярной направлению волнового вектора. Состояние П. с. принято связывать с типом движения вектора \mathbf{E} , направленного к-рому в нерелятивистском приближении определяет направление силы, действующей на заряд. частицу в поле световой волны. Полностью поляризованная световая волна характеризуется полной скоррелированностью (когерентностью) колебаний взаимно ортогональных компонент вектора \mathbf{E} , т. е. постоянством их амплитуд и разности фаз. Все типы П. с. можно рассмотреть на примере монохроматич. эл.-магн. волны, компоненты вектора \mathbf{E} n -ой меняются во времени по гармонич. закону, а сам вектор \mathbf{E} совершает неизменно воспроизводимое периодич. движение. Монохроматич. волна, очевидно, всегда полностью поляризована. Графически состояние П. с. обычно изображают с помощью эллипса поляризации — проекция траектория вектора \mathbf{E} на плоскость, перпендикулярную лучу (рис. 1). Проекц. картина полностью поляризованного света в общем случае имеет вид эллипса с правым или левым направлением вращения вектора \mathbf{E} (рис. 1, б, г, е). Такой свет наз. эллиптически поляризованным. Наиб. интерес представляют предельные случаи эллиптич. поляризации — линейная, когда эллипс поляризации вырождается в отрезок прямой линии (рис. 1, а, в), определяющий положение (азимут

Рис. 1. Примеры различных поляризованных состояний светового луча при различных разностях фаз между равными взаимно ортогональными компонентами E_x и E_y .



в) плоскости поляризации, и циркулярная (или круговая), когда эллипс поляризации представляет собой окружность (рис. 1, в). В первом случае свет наз. плоскополяризованным или линейно поляризованным, а во втором — право- или левополяризованно поляризованным в зависимости от направления обхода эллипса поляризации. П. с. принято называть правой, если вектор \mathbf{E} совершает вращение по часовой стрелке при наблюдении навстречу световому лучу.

Для количеств. описания характера поляризации полностью поляризованного света используют величину отношения длин малой (B) и большой (A) полуосей эллипса поляризации — эллиптичности $e = B/A$, приписывая ей знак, определяемый направлением вращения вектора \mathbf{E} . Правополяризованному свету приписывают положительную эллиптичность, а левополяризованному свету — отрицательную. Т. о., для всех типов П. с. эллиптичности e лежит в пределах $-1 \leq e \leq 1$. В нек-рых случаях удобно ввести также угол эллиптичности ϵ , определяемый соотношением $e = \arctg \epsilon$, ($-\pi/4 \leq \epsilon \leq \pi/4$).

При аналитич. описании П. с. обычно не рассматривают временные и пространственные изменения эл.-магн. волны. Наиб. простое аналитич. описание полностью эллиптически поляризованного света осуществляется с помощью в вектора Д ж о н с а, представляющего собой столбец из двух величин, определяющих комплексные амплитуды ортогональных компонент волны в данной точке пространства:

$$\begin{bmatrix} E_x \exp i \delta_x \\ E_y \exp i \delta_y \end{bmatrix}.$$

Здесь E_x и E_y — скалярные амплитуды гармонич. колебаний вектора \mathbf{E} вдоль осей x и y , а δ_x и δ_y — их фазы. Точное представление поляризов. света удобно при решении задач преобразования П. с., взаимодействующего с разл. недеполяризуемыми оптическ. анзотропными элементами (см. Д ж о н с а матричный метод). В тех случаях, когда конкретные величины амплитуд

и фаз компонент волны не важны, сведения о форме эллипса поляризации можно получить из комплексной величины, определяемой как отношение компонент вектора Д ж о н с а:

$$\chi = E_y \exp i \delta_y / E_x \exp i \delta_x = (E_y / E_x) \exp i (\delta_y - \delta_x).$$

При этом модуль χ определяет отношение амплитуд компонент вектора \mathbf{E} , а аргумент — разность фаз этих компонент. Т. о., между разл. типами П. с. и точками комплексной плоскости существует однозначное взаимное соответствие, что позволяет рассматривать комплексную плоскость как пространство состояний в П. с. Связь между комплексной величиной χ и параметрами эллипса поляризации (азимут θ и углом эллиптичности ϵ) дается выражением

$$\chi = (tg \theta + i t g \epsilon) / (1 - i t g \theta t g \epsilon).$$

На рис. 2 изображены состояния П. с., соответствующие разл. точкам комплексной плоскости $\chi_r + i \chi_i$. Состояния поляризации, характеризующиеся постоянной разностью фаз между E_x и E_y , располагаются

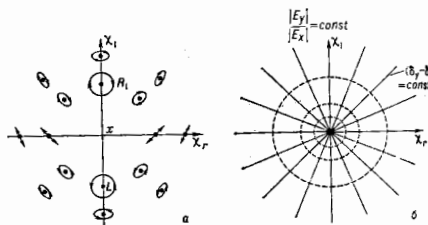


Рис. 2. Состояния поляризации, соответствующие различным точкам декартовой комплексной плоскости. Начало координат ($\chi = 0$) и бесконечно удаленная точка ($\chi = \infty$) соответствуют базисным состояниям горизонтальной и вертикальной линейной поляризации. Все состояния линейной поляризации с произвольным азимутом плоскости поляризации располагаются на вещественной оси χ_r . Точки R ($\chi = i$) и L ($\chi = -i$) соответствуют правой и левой круговым поляризациям.

на этой плоскости вдоль радиальных прямых, проходящих через начало координат, а состояния с одинаковым отношением амплитуд E_y/E_x — вдоль concentric. окружностей с центром в начале координат.

Состояния П. с. можно представить не только в декартовой комплексной плоскости. В качестве базисных состояний вектора Д ж о н с а может использоваться любая пара взаимно ортогональных состояний поляризации, т. е. состояний с азимутами эллипсов поляризации θ , отличающимися на $\pi/2$, и углами эллиптичности ϵ , равным модулю, но имеющими противоположные знаки. В частности, используя состояния циркулярной поляризации в качестве базисных, можно установить соответствие между типами П. с. и точками комплексной плоскости на базе соотношения $\chi = (E_r/E_l) \exp i (\delta_r - \delta_l)$, где E_r и E_l — амплитуды право- и левополяризованно поляризованных компонент световой волны, а $(\delta_r - \delta_l)$ — разность фаз между ними. В этом случае начало координат и бесконечно удаленная точка комплексной плоскости соответствуют состояниям циркулярной поляризации, а точки, расположенные по окружности единичного радиуса с центром в начале координат, — состояниям линейной поляризации. Это представление особо интересно потому, что в 1892 А. Пуанкаре (Н. Poincaré), используя стереографич. проекционное преобразование, установил однозначную связь между точками декартовой комплексной плоскости П. с. с циркулярными базисными состояниями и точками сферы. Поверхности состояний поляризации, названных впоследствии Пуанкаре сферой. Сфера Пуанкаре явля-

ется наиб. компактным геом. представлением пространства П. с. и широко используется при решении задач доп. оптики.

Состояние П. с. немонохроматической световой волны, как правило, не может быть описано вектором Джонса или точкой на сфере Пуанкаре, т. к. компоненты вектора E немонохроматич. волны не полностью скоррелированы. Поэтому компоненты вектора Джонса оказываются зависящими от времени с характеристич. временем корреляции, равной примерно обратной ширине спектра (для световых полей широкого спектрального состава понятие вектора Джонса вообще теряет смысл). В результате разность фаз и отношение амплитуд компонент вектора E меняются за время, обычно существенно более короткое, чем время измерения состояния поляризации, и свет является в этом случае частично поляризованным. Если к-л. корреляция между значениями амплитуд и фаз компонент вектора E отсутствует, свет не обнаруживает анизотропии в плоскости колебаний вектора E и наз. неполяризованным или естественным.

Для аналитич. описания поляризац. состояния немонохроматич. световых волн используют параметры, отражающие усредненные по времени интенсивности раал. поляризац. компонент световой волны. В 1852 Дж. Стоксом (J. Stokes) введен вектор (см. Стокса параметры), представляющий собой совокупность четырех параметров (S_0, S_1, S_2, S_3), определяющих интенсивности соответств. всего пучка — S_0 , части пучка преи. с горизонтальной поляризац. — S_1 , с поляризац. под углом 45° — S_2 , с поляризац. правой циркулярной — S_3 . Благодаря простоте эксперим. определения параметров Стокса произвольным образом поляризованного света и удобству аналитич. описания процессов преобразования поляризации света с помощью Мюллера матрицы вектор Стокса широко используется при решении задач поляризац. оптики. Для полностью поляризованной световой волны компоненты вектора Стокса связаны соотношением $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$. Для частично поляризованного света вводится понятие степени поляризации \mathcal{P} , определяемой как отношение интенсивности полностью поляризованной компоненты волны к её полной интенсивности:

$$\mathcal{P} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} / S_0, \quad (0 \leq \mathcal{P} \leq 1).$$

Сфера единичного радиуса, соответствующая всем состояниям полностью поляризованного света ($\mathcal{P} = 1$), совпадает со сферой Пуанкаре, а все точки внутри этой сферы соответствуют состояниям частичной поляризации.

Компоненты вектора Стокса связаны линейно с матрицей когерентности к-л. компоненты кривой в линейной форме описывают корреляц. свойства компонент волн:

$$I = \begin{pmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{pmatrix}.$$

Матрица когерентности в сочетании с матрицами Джонса служит для описания преобразования частично поляризованного света, распространяющегося через линейную недеполяризирующую среду. Для описания распространения света через деполаризующие среды используются матрицы Мюллера.

В квантовой электродинамике с П. с. связывают спиновое состояние фотонов, образующих световой пучок. Так, право- или левоциркулярно поляризованный свет соответствует потоку фотонов с проекцией спина на направление распространения (спиральность) $+1$ или -1 . Эллиптически поляризованному свету соответствует суперпозиция спиновых состояний эл.-магн. поля

(см. Интерференция состояний). Каждый ф. циркулярно поляризованных фотонов несёт момент импульса, равный $\pm \hbar$, что проявляется как в классических, так и в квантовых эффектах взаимодействия света с веществом (напр., в Садосковской эффекте).

Особенности элементарного акта излучения, а также множество физ. процессов, нарушающих осевую симметрию светового пучка, приводят к тому, что свет всегда частично поляризован. П. с. может возникать при отражении и преломлении света на границе раздела двух изотропных сред с разл. показателями преломления в результате разл. оптич. характеристик границы для компонент, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости падения (см. Френеля формулы). Свет может поляризоваться либо при прохождении через анизотропную среду (с естеств. или индуцированной оптич. анизотропией), либо вследствие разн. коэф. поглощения для раал. поляризац. (см. Дихроизм), либо вследствие двойного лучепреломления. П. с. возникает при рассеянии света, при оптич. возбуждении резонансного сечения в парах, жидкостях и твёрдых телах. Обычно полностью поляризовано излучение лазеров. В сильных электрич. и магн. полях наблюдается полная поляризация компонент расщепления спектральных линий поглощения и люминесценции газообразных и конденсиров. сред (см. Электрооптика, Магнитооптика).

Нек-рые из этих эффектов лежат в основе простейших поляризац. приборов — поляризаторов, фазовых пластин, компенсаторов оптических, деполаризаторов и т. д., с помощью к-рых осуществляется создание, преобразование и анализ состояния П. с. Изменение состояния П. с. в результате прохождения через двупреломляющую среду лежит в основе изучения оптич. анизотропии кристаллов. При визуальных исследованиях оптически анизотропных сред используется эффект хроматич. поляризации — окрашивания поляризов. пучка белого света в результате прохождения через анизотропный кристалл и анализатор.

Поляризов. свет служит не только как зонд оптич. анизотропии среды, но и как возмущение, индуцирующее анизотропию. Большинство такого рода эффектов относится к нелинейной оптике. Вне зависимости от механизма эффекта характер оптически индуцируемой анизотропии определяется типом П. с. Так, циркулярно поляризованный свет способен индуцировать в среде циркулярную анизотропию и, в частности, вызвать появление аксиального вектора намагниченности (см., напр., Оптическая ориентация), а линейно поляризованный свет индуцирует линейную анизотропию (экстракция, оптический Керра эффект).

П. с. и особенности взаимодействия поляризов. света с веществом широко применяются в исследованиях кристаллохим. и магн. структуры твёрдых тел, оптич. свойств кристаллов, природы состояний, ответственных за оптич. переходы, структуры биол. объектов, характера поведения газообразных, жидких и твёрдых тел в полях анизотропных возмущений, а также для получения информации о труднодоступных объектах (напр., в астрофизике). Поляризов. свет используется во мн. областях техники: для плавкой регулровки интенсивности светового пучка, при исследовании напряжений в прозрачных средах (поляризационно-оптический метод), при создании светофильтров, модуляторов излучения и пр.

Лит.: Ахилеев А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика. 4 изд., М., 1981; Феофило в П. П., Поляризованный люминесценции атомов, молекул и кристаллов, М., 1989; Шеридан Ф. У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Джеррард А., Берр П. И., М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Азван Р., Башарв Н., Физическая и поляризованная свет, пер. с англ., М., 1981. В. С. Залаский.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ — характеристика состояния частиц, связанная с наличием у них собств. момента импульса — спина и его направлением в прост-

ранстве. Понятие поляризации света связано с поляризацией «частиц света» — фотонов.

Частица с ненулевой массой покоя (электрон, ядро и др.) и спином S (в единицах \hbar) имеет $2S + 1$ квантовых состояний, отвечающих разл. значениям проекции спина на нек-рое направление. Состояние частицы представляет собой суперпозицию этих состояний. Если коэф. суперпозиции (см. *Суперпозиции состояний принцип*) полностью определены (чистое состояние), то говорят, что частица полностью поляризована. Если коэф. суперпозиции определены не полностью, а заданы только нек-рыми статистич. характеристиками (*смешанное состояние*), то говорят о частичной поляризации. В частности, частица может быть полностью неполяризованной, это означает, что её свойства одинаковы по всем направлениям, как у частицы с $S = 0$. В общем случае П. ч. определяет степень симметрии (или асимметрии) свойств частицы в пространстве. Частица наз. поляризованной, если характеристика её симметрии включает витую ось (как у вращающегося твёрдого тела или у циркулярно поляризованного света; см. *Выстраивание*). Если такой оси нет, но нет и сферич. симметрии, то говорят о выстроенности (пример — линейно поляризованный свет). П. ч. определяется в общем случае числом параметров, равным $(2S + 1)^2 - 1$. Частица с нулевой массой покоя, напр. фотон, обладает только двумя состояниями, определяемыми спином, а её поляризация в общем случае определяется тремя параметрами. В. Б. Берестецкий.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ. Люминесцентное излучение мн. объектов полностью или частично, линейно или циркулярно поляризовано вследствие анизотропии элементарных актов поглощения и испускания квантов света в процессе люминесценции. Если люминесцирующая среда макроскопически анизотропна, то излучатели (атомы, молекулы, ионы) имеют преимущество, ориентацию моментов, к-рая и определяет поляризацию люминесценции. Анизотропия в среде может быть и наведённой, возникающей в результате направленной ориентации излучателей во внеш. поле (электрическом, магнитном), а также анизотропия возбуждения (в частности, при возбуждении люминесценции поляризов. светом).

Количественно П. л. характеризуются степенью поляризации

$$\rho = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$$

или степенью анизотропии

$$r = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + 2I_{\perp}} = \frac{2\rho}{3 - \rho},$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности взаимно перпендикулярных поляризов. компонент люминесценции. В случае анизотропных сред они соответствуют макс. и мин. компонентам, а в случае изотропных — параллельно и перпендикулярно поляризованному по отношению к вектору напряжённости возбуждающего электрич. поля компонентам. Для линейно поляризованного света $\rho = r = -1$, для неполяризованного $\rho = r = 0$, для промежуточных случаев $\rho \neq r$. Величина r является отношением интенсивности поляризов. части излучения к полной интенсивности, учитывающей все три поляризованные компоненты, поэтому r обладает аддитивностью ($r = \sum_i r_i I_i / \sum_i I_i$, I_i — интенсивность люминесценции с анизотропией r_i), что часто удобно для расчётов.

Исследования П. л. позволяют получить информацию о строении и структуре элементарных излучателей — атомов и молекул вещества в разл. агрегатных состояниях, о взаимодействиях излучателей между собой и с окружающей средой.

П. л. атомных и молекулярных паров. Поляризов. излучение при линейно поляризов. возбуждении атом-

ружено в парах ртути и др. атомов, а также двухатомных может иметь объяснение, аналогичное объяснению *Зеемана эффекта*. Для двухатомных молекул возможно классич. рассмотрение возбуждённых молекул как линейных *осцилляторов*, колеблющихся вдоль оси молекулы.

Парь свободных сложных многоатомных молекул является изотропной средой, поэтому поляризация их люминесценции возможна только при анизотропном возбуждении. П. л. таких паров можно объяснить, рассматривая молекулы как набор классич. линейных осцилляторов, жёстко ориентированных относительно осей молекулы. Наиб. высокая степень поляризации люминесценции наблюдается для молекул, момент излучательного перехода к-рых направлен вдоль длинной оси молекулы. В этом случае эксперим. данные удовлетворительно описываются теорией с учётом ориентат. релаксации ансамбля жёстких симметричных и асимметричных вольтов (см. *Молекула*) в условиях свободного вращения. Теоретич. и эксперим. данные лучше всего совпадают для переходов с большой силой осциллятора. Расхождение теории и эксперимента для др. случаев объясняется суперпозицией ортогональных осцилляторов — «заимствованием» поляризации в результате электронно-колебат. взаимодействия, индуцируемого неполюсимметрич. колебаниями. Изучение временной кинетики поляризации флуоресценции разреженных паров сложных многоатомных молекул — эфф. метод исследования вращат. релаксации этих молекул.

П. л. паров сложных молекул может быть создана не только при возбуждении линейно поляризованным светом, но и при возбуждении пучком быстрых электронов. В этом случае роль анизотропного фактора возбуждения играет вектор импульса падающего и рассеянного электронов (при возбуждении поляризов. светом эту роль выполняет вектор напряжённости E электрич. поля поляризованной эл.-магн. волны). Для коллинейных q и E и при одинаковых энергиях возбуждения степень поляризации флуоресценции в обоих случаях должна совпадать, что и подтверждается экспериментально.

П. л. изотропных растворов сложных молекул также описывается с помощью осцилляторных моделей. Это вид П. л. особенно равномерно исследован. Люминесценция растворов может быть поляризована не только при возбуждении линейно поляризованным светом (степень поляризации ρ_p), но и при возбуждении естественным, неполяризованным светом и наблюдении люминесценции в направлении, перпендикулярном лучу возбуждения (ρ_n), причём $\rho_n = \rho_p(2 - \rho_p)$. Осцилляторная модель позволяет рассчитать предельные значения поляризации: $\rho_p = 1/2$ для случая, когда осцилляторы поглощения и испускания совпадают по направлению, и $\rho_p = -1/3$ для случая, когда они взаимно перпендикулярны.

Реально наблюдаемые значения степени поляризации, как правило, меньше теоретических, что обусловлено разл. процессами деполаризации, важнейшие из к-рых — вращательная и концентративная. Уменьшение ρ в результате вращат. диффузии может быть частично компенсировано увеличением вязкости и повышением темп-ры раствора. Существующие теории описывают эту деполаризацию как следствие изотропного (для сферич. частиц) или анизотропного (для эллиптич. частиц) вращений. Зависимость поляризации от разл. факторов в рамках этих теорий позволяют извлекать информацию о свойствах молекул (время жизни возбуждённого состояния τ , размеры и конфигурация молекул), а также получить характеристики окружающей среды (микро- и макровязкость, сольватные оболочки и др.). Эти методы находят применение в исследовании жидкого состояния, суспензий, мицеллярных раство-

ров, биол. объектов. На поляризацию люминесценции влияют также процессы тушения, сокращающие т. Концентрац. деполаризация вызывается процессами переноса энергии электронного возбуждения от первично возбужденных ориентиров. молекул к хаотически ориентированным нево возбужденным молекулам. Процессы переноса энергии возможны только при малых расстояниях между молекулами, т. е. при высоких концентрациях растворов. Зависимость поляризации люминесценции от концентрации растворов позволяет судить о механизмах переноса энергии возбуждения в разл. системах, в т. ч. биологических. Полная теория концентрации деполаризации должна учитывать мн. факторы (неоднородное уширение, обратный перенос энергии, переориентацию, процессы тушения и т. д.) и в наст. время (1990-е гг.) не завершена.

Использование для возбуждения мощного получения лазеров (и нек-рых др. источников мощного излучения) и развитие нелинейной оптики привело к обнаружению нелинейных явлений в П. л. Наведенная в изотропном растворе с помощью поляризов. света анизотропия по мере увеличения интенсивности возбуждения достигает насыщения сначала для наиб. вероятной для поглощения ориентации молекул, а затем для всех остальных ориентаций, в результате чего должна начаться деполаризация люминесценции. Процессы деполаризации при насыщении достаточно хорошо изучены и экспериментально, и теоретически. Наиб. ярко они проявляются у соединений с долгоживущими триплетными возбужденными состояниями.

Мощное световое возбуждение позволяет также осуществлять двухфотонное возбуждение молекул в растворе, причём наведенная поляризация люминесценции в этом случае может быть значительно выше, чем при одnofотонном возбуждении при сопоставимых условиях (напр., если для одnofотонного линейно поляризованного возбуждения изотропного раствора $\rho = 1/2$, то в сопоставимом случае двухфотонного возбуждения $\rho = 1/2$). Причина такого различия состоит в том, что второе анизотропное возбуждение происходит в среде, уже предварительно частично поляризованной первым анизотропным возбуждением.

Спектральные исследования П. л. растворов включают изучение зависимости ρ от длины волн возбуждения λ_b и люминесценции λ_l . Зависимость ρ от λ_b (поляризац. спектры) позволяет определить относит. ориентацию осциллятора излучения и осцилляторов, соответствующих разным полосам поглощения. Изменения ρ в зависимости от λ_l обычно невелики, определяются электронно-колебат. переходами и позволяют определять их симметрию. Применяя методы тонкоструктурной селективной спектроскопии (методы, основанные на Шпольского эффекте, или селективное лазерное возбуждение при низких темп-рах), удаётся измерить поляризацию отд. компонент в квазилинейчатых спектрах люминесценции, получать детальную интерпретацию колебат. структуры спектров и устанавливать симметрию колебаний. Подобные исследования проведены, напр., для такого важного класса органич. молекул, как порфирины, к к-рым относится хлорофилл и гемоглобин крови.

Угл. в пространств. характеристики поляризации люминесценции растворов, называемые поляризац. диаграммами, устанавливают зависимость степени поляризации от ориентации электрич. вектора возбуждающего света и направления наблюдения люминесценции. Исследование этих зависимостей позволяет определить природу элементарных излучателей.

В большинстве случаев люминесценция сложных молекул поляризована линейно (как правило, частично линейно). Однако для гиротропных веществ (см. Гиротропия), способных вращать плоскость поляризации и обладающих циркулярным дихроизмом, обнаруживается и частично циркулярная поляризация люминесценции. Особенно часто это наблюдается для биол.

объектов — белков, нуклеиновых кислот и их комплексов. Циркулярная поляризация даёт информацию о гиротропных свойствах молекул в возбуждённом состоянии, в то время как циркулярный дихроизм — о свойствах осн. состояния молекул.

П. л. кристаллов кубической симметрии также возникает при поляризов. возбуждении. Эти кристаллы представляют собой макроскопически изотропные среды со скрытой анизотропией локальных центров люминесценции, осцилляторы к-рых ориентированы по осям симметрии кристалла. Исследуя зависимость степени поляризации люминесценции центров окраски в кристаллах флюорита и др. кристаллах щёлочно-галогенных солей от ориентации электрич. вектора возбуждающего света относительно осей кристалла, на основе осцилляторных моделей можно определить, по каким осям кристалла ориентированы те или иные люминесцирующие центры окраски, и получить данные о характере и расположении атомов примесей в кристаллич. структуре.

В макроскопически изотропных кристаллах с анизотропными центрами люминесценции, как и для изотропных растворов, применим метод поляризац. диаграмм: изучение угл. и пространств. распределения поляризации люминесценции позволяет определить мультипольность излучателей.

Расмотренные методы не учитывают колебаний кристаллич. решётки и пригодны только для систем со слабым электрон-фононным взаимодействием. Для исследования систем с сильным электрон-фононным взаимодействием (напр., щёлочно-галогенных кристаллов, активизированных ионами Ga^{2+} , Ge^{2+} , In^{3+} , Sn^{2+} , Tl^{+} , Pb^{2+}) разработана теория, рассматривающая на основе эффектов Яна — Теллера (см. Вибронное взаимодействие) взаимодействие оптич. электронов примеси с неполюсимметричными колебаниями решётки. Исследование П. л. позволяет на основе этой теории устанавливать симметрию и структуру релаксированных возбуждённых состояний и характер протекающих в них процессов.

П. л. в среде с частичной ориентацией молекул. Такие среды можно представить как состоящие из двух частей — полностью ориентированной и хаотической. Первая испускает П. л. даже при изотропном возбуждении (спонтанная поляризация), для второй возможна П. л. лишь при анизотропном возбуждении. Исследование поляризации люминесценции таких сред позволяет судить о степени упорядоченности среды, характере ориентации излучающих частиц и её динамике.

Примерами сред с частичной ориентацией частиц являются полимерные и др. плёнки и волокна макромолекул, жидкие кристаллы и разл. биол. объекты. Для исследования таких сред используют также люминесценцию спец. «люминесцентных меток» — небольших молекул или групп атомов, присоединяемых к макромолекулам. Исследование вращат. деполаризации люминесценции позволяет изучать внутримолекулярную подвижность и движения макромолекул как целого, т. е. внутри- и межмолекулярные взаимодействия, конформации белковых молекул, вязкость внутрискелетной плазмы, механизмы функционирования биологически активных веществ, механизмы действия сократительного аппарата мышечных волокон, структуру биол. мембран и т. д.

П. л. молекулярных кристаллов. Молекулярные кристаллы представляют собой среды, в к-рых молекулы ориентированы полностью, но типов ориентации несколько (в оргвнич. кристаллах чаще 2 типа). Их люминесценция поляризована даже при изотропном возбуждении, но степень поляризации всегда меньше единицы. При поляризов. возбуждении степень поляризации люминесценции не зависит от ориентации вектора наприжения электрич. поля возбуждающего света, что объясняется *мириющей энергией* возбуждения от первично возбуждённых молекул к невозбужден-

ным молекулам др. ориентации. Т. о., с помощью исследования П. л. молекулярных кристаллов можно изучать миграцию эвгергии в них. Пространств. и угл. распределение поляризации люминесценции таких кристаллов позволяет определить ориентацию молекулы в кристаллич. структуре. Особенно чувствителен этот метод при исследовании малых концентраций примесей. Поляризация люминесценции позволяет также различать молекулярное и эситонное излучения. Исследование П. л. двусвязных молекулярных кристаллов требует учета явления дупреломления как возбуждающего света, так и света люминесценции, а также др. кристаллооптич. факторов (дихроизм, вращение плоскости поляризации). Последнее необходимо и при изучении П. л. центров люминесценции в одноосных кристаллофорах типа ZnS. Исследование зависимости степени поляризации люминесценции от ориентации электрич. вектора возбуждающего света относительно осей кристалла, а также «спонтанной» поляризации при возбуждении неполяризов. светом и сравнение результатов с расчетами моделей линейного осциллятора и ротора после учета поправок на дупреломление позволили выяснить ряд важных и тонких деталей строения центров люминесценции в ZnS.

П. л. полупроводников при её рекомбинац. характере в зависимости от вида возбуждения может иметь как линейную, так и циркулярную поляризацию. При поглощении циркулярно поляризованного возбуждающего излучения электроны, переходя из валентной зоны в зону проводимости, ориентируются по спину. При рекомбинации электронов и дырок возникает циркулярно поляризованное излучение. Т. о., исследование поляризации рекомбинац. люминесценции позволяет определить степень ориентации неравновесных электронов. Т. к. измеремая экспериментально поляризация отражает ситуацию, к-рая складывается за время жизни неравновесного электрона вследствие разл. процессов спиновой релаксации и спиновых взаимодействий, этот метод применяют для изучения подобных процессов. С его помощью зарегистрировано сверхтонкое взаимодействие ориентиров. электронов и ядер кристаллич. структуры, раскрыта возможность накопления зарядч. ядерной поляризации и оптич. охлаждения системы ядерных спинов.

При межзонном поглощении линейно поляризованного света в полупроводниках электроны проводимости оказываются выстроенными по импульсам (скоростям) с преимуществ. направлением импульсов перпендикулярно вектору поляризации возбуждающего света. При рекомбинации таких анизотропно выстроенных электронов с дырками возникающая люминесценция частично линейно поляризована. Уменьшение степени поляризации в матн. поле позволяет следить за процессами эвгергии и импульсной релаксации электронов.

Лит.: Феофилов В. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; Букин Е. Е., Григорьев Н. Н., Фокс М. В. Применение метода поляризационных диаграмм для исследования одноосных кристаллов, «Труды ФИАН», 1974, т. 79, с. 108; Блохин А. П., Толкачев В. А., Поляризация флуоресценции свободных многатоных молекул, «Оптика и спектроскопия», 1981, т. 51, в. 2, с. 278; Зазубович С. Г., Исследование структуры возбужденных состояний ртутеподобных центров в кубических кристаллах методом поляризованной люминесценции, «Изв. АН СССР, Сер. Физ. Матем. Наук», 1986, № 2, с. 279; Захаров И. Б. П., Люминесценция полупроводников в условиях оптического охлаждения системы ядерных спинов, «Изв. АН СССР, Сер. Физ. Матем. Наук», 1982, т. 46, № 2, с. 394; Ануфриева Е. В., Поляризованная люминесценция и спектроскопия, Рига, 1981; Люминесцентный анализ в медицине-биологических исследованиях, Рига, 1983, с. 25; Гайденко В. А., Сармеевич В. А. М., Анизотропия поглощения и люминесценции многотоных молекул, Минск, 1986; Жвайдоров Н. Д., Оптическая анизотропия и миграция эвгергии в молекулярных кристаллах, М., 1987; Зазубович С. Г., Нагирина И. В. П., Соолян Т. А., Поляризованная люминесценция примесей в центрах кристаллов, «Изв. Д. ССР, Сер. Физ. Матем. Наук», 1988, т. 52, № 4, с. 674.

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ НЕЙТРОНЫ — совокупность нейтронов (пучок), спины к-рых я имеют преимуществ. ориентацию вдоль к.-л. выделенного направления в про-

странстве (оси квантования), обычно — направления магн. поля H . Нейтрон обладает спином $s = 1/2$ (в единицах постоянной Планка \hbar), поэтому возможны только 2 проекции спина на ось квантования вдоль и против неё. Пучок П. н. характеризуется вектором поляризации P , к-рый равен удвоенному ср. значению (матем. ожиданию) проекции спина на H :

$$P = 2\langle s \rangle = \langle \sigma \rangle. \quad (1)$$

Здесь σ — Паули матрицы. Степень поляризации пучка нейтронов определяется выражением

$$P = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-), \quad (2)$$

где N_{\pm} — числа частиц в пучке с проекциями спина вдоль (+) и против (-) направления поля H . Если пучок не поляризован, то $N_+ = N_-$ и $P = 0$. Для полностью поляризованного пучка нейтронов $P = 1$. Полностью поляризованный пучок обладает чистым спиновым состоянием; спиновая часть волновой ф-ции такого состояния имеет вид

$$\Psi(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos \theta/2 \\ e^{i\varphi} \sin \theta/2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь θ, φ — полярные углы, характеризующие направление P . Проекция P в сферич. координатах:

$$P_x = P \sin \theta \cos \varphi; P_y = P \sin \theta \sin \varphi; P_z = P \cos \theta. \quad (4)$$

Реальные нейтронов. пучки не обладают полной поляризацией. Частично поляризованный пучок нейтронов ($0 < P < 1$) содержит некогерентную примесь др. спинового состояния. Неполяризов. пучок нейтронов ($P = 0$) можно рассматривать как состоящий из 2 полностью поляризованных пучков одинаковой интенсивности с противоположными знаками поляризации, во независимых друг от друга (некогерентных). Спиновое состояние частично поляризованного пучка (смешанное спиновое состояние) описывается не волновой ф-цией (3), а спиновой (поляризац.) матрицей плотности:

$$\rho = \frac{1}{2} (I + P\sigma). \quad (5)$$

Здесь I — единичная матрица. Выражение (5) принимают в качестве строгого определения понятия поляризации пучка нейтронов, эквивалентного (1).

Энергия взаимодействия нейтронов с магн. полем H :

$$U = -\mu_n H = -\gamma \mu_n \sigma H, \quad (6)$$

где μ_n — магн. момент нейтрона, μ_n — ядерный магнетон, $\gamma = -1,913$ — магн. момент нейтрона, выраженный в ядерных магнетонах. Можно показать, что движение спина нейтрона в поле H (в нерелятивистском случае) описывается ур-нием

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2\mu_n}{\hbar} [PH]. \quad (7)$$

Ур-ние (7) допускает классич. трактовку: σ — единичный вектор, направленный вдоль вектора P . Согласно (7), вектор P прецессирует вокруг направления H с лариморовой частотой:

$$\omega_L = \frac{2\mu_n H}{\hbar} = \frac{2(\gamma \mu_n H)}{\hbar}. \quad (8)$$

Если напряжённость магн. поля H выражена в эрстедах, то $\omega_L = 1,8325 \cdot 10^4 H$ рад/с. Компоненты вектора P описываются выражениями

$$\begin{aligned} P_x(t) &= P_x(0) \cos \omega_L t - P_y(0) \sin \omega_L t, \\ P_y(t) &= P_x(0) \sin \omega_L t + P_y(0) \cos \omega_L t, \\ P_z(t) &= P_z(0). \end{aligned} \quad (9)$$

Решение ур-ния (7) показывает, что спин нейтрона адiabатически следует за направлением поля H , если

скорость поворота поля H в пространстве (угл. скорость поворота H в системе отсчёта, связанной с нейтроном) $\omega < \omega_L$. Наоборот, если $\omega > \omega_L$, то спин нейтрона вне успевает следовать за полем и при повороте H на λ изменяет свою ориентацию относительно H на противоположную, сохраняя свою ориентацию в пространстве. Такое изменение ориентации спина нейтрона относительно поля H представляет собой неадиабатич. процесс.

Экспериментальные методы. Поляризатор. Впервые П. и в. были получены пропускаяем *тепловых нейтронов* через намагниченную до насыщения железную пластину (мишень) в 1936 (Ф. Блох, F. Bloch), однако наиб. известно этот метод использовался в кон. 40-х гг., когда появились *ядерные реакторы*. В основе метода лежит интерференция ядерного и магн. рассеяний нейтрона (см. *Нейтроннография*). Зависимость сечения рассеяния нейтронов в магнетике от ориентации спина относительно поля H определяется т. в. магн. амплитудой рассеяния нейтронов. Полная *амплитуда рассеяния* нейтронов на атоме складывается из амплитуды рассеяния нейтронов на ядре a_n , к-рая не зависит от ориентации спина λ нейтронов, если ядро мишени не поляризовано, и магн. амплитуды рассеяния a_m (рассеяния нейтронов на атомных электронах). Последнее имеет место, если атом обладает отличным от 0 магн. моментом, обусловленным взаимодействием магн. моментов нейтрона и атома. Суммарная амплитуда рассеяния $a = a_n + a_m$. Знак магн. амплитуды a_m зависит от взаимной ориентации магн. моментов (спинов) атома и нейтрона, поэтому полная амплитуда оказывается различной для 2 спиновых компонентов неволларизов. пучка, а следовательно различными являются и сечения рассеяния.

Т. к. сечения взаимодействия нейтронов с атомами мишени заметно отличаются для 2 спиновых состояний нейтронов, то при пропускании пучка через мишень выходящий пучок будет обогащён тем спиновым состоянием, сечение взаимодействия к-рог меньше, т. е. пучок нейтронов окажется частично поляризованным. Сечение взаимодействия нейтронов с атомами Fe больше, когда спины нейтронов параллельны направлению намагниченности Fe, так же нейтроны сильнее выводятся из пучка вследствие рассеяния, и прошедший через пластину пучок становится частично поляризованным в направлении, противоположном H . Пропуская пучок тепловых нейтронов через пластину холодокатаной стали толщиной ~ 2 см, намагниченной в направлении прокатки (выделенное направление), можно получить степень поляризации пучка $P \sim 0,4$. Использование больших толщин приводит к уменьшению интенсивности и даёт незначит. выигрыш в степени поляризации. Поэтому оптимизировать нужно не только степень поляризации P , но и интенсивность пучка I , а в ряде случаев и время нахождения нейтрона в области взаимодействия. Точность измерений определяется величиной $X = [P^2 \lambda^2 / (\lambda_0^2 \lambda)]$, где λ — длина волны нейтронов.

Более высокую степень поляризации (без потери интенсивности) можно получить, используя железо, обогащённое изотопом ^{54}Fe . Недостаток метода — ограниченность энергии. Диапазон, т. к. в области резонансных нейтронов метод неэффективен. В случае *ультракоротких нейтронов* (УХН) в качестве поляризатора можно применять тонкую намагниченную ферромагн. плёнку. Одна из компонентов пучка будет испытывать полное отражение, а второй пройдёт через плёнку (см. *Нейтронная оптика*).

Для поляризации нейтронов используют также пропускание поляризов. пучка нейтронов через поляризов. ядёрную мишень (см. *Ориентированные ядра*). Наиб. эфф. поляризатором является полиаринев. водородная мишень (Ф. Л. Шаниро, 1964). При этом можно достигнуть широкого диапазона энергий — от *голубых нейтронов* до $E_n \sim 100$ кеВ.

Монокристалл. П. и в. получают методом дифракции нейтронов на намагниченных ферромагн. монокри-

сталлах. Создавая условия, при к-рых амплитуды ядерного и магн. рассеяний нейтронов равны по абс. величине, суммарную амплитуду рассеяния для одного из компонентов падающего на кристалл пучка нейтронов делают равной 0. В дифракции участвует др. компонент, поэтому дифракц. пучок оказывается практически полностью поляризованным: $P \sim 0,98$ (см. *Магнитная нейтроннография*).

Метод полного отражения. Взаимная компенсация амплитуд ядерного и магн. рассеяний нейтронов лежит также в основе метода получения П. в. путём полного отражения от намагниченных ферромагн. зеркал. Если b_n и b_m — ядерная и магн. длины рассеяния нейтронов (длины рассеяния отличаются от амплитуд знаком), то можно показать, что для взаимн. п. рассеяния равна

$$b_m = \pm |b_n| \frac{B_2 - H}{E_n} \cdot \frac{\pi}{\lambda^2 N}, \quad (10)$$

где B_2 — индукция насыщения, H — намагничивающее поле, E_n — энергия нейтронов, λ — длина волны нейтронов в вакууме, N — число ядер в единице объёма рассеивателя. Показатель преломления на границе вакуум — вещество зависит от суммарной длины рассеяния $b = b_n + b_m$:

$$n_{\pm} = 1 - \lambda^2 N (b_n + b_m) / 2\pi = 1 - \frac{\lambda^2 N}{2\pi} b_n \mp |b_n| \frac{B_2 - H}{E_n}. \quad (11)$$

Верхний знак соответствует случаю параллельности направлений H и спина нейтрона, нижний — антипараллельности. Критич. угол полного отражения нейтронов, падающих на зеркало, равен

$$\theta_{\text{кр}} = \sqrt{2(1 - n_{\pm})} = \sqrt{\frac{\lambda^2 N}{\pi} b_n \mp |b_n| \frac{B_2 - H}{E_n}}. \quad (12)$$

Если $b_m > b_n$, то, согласно (11) и (12), полное отражение возможно лишь для одного спинового компонента — отражённый пучок будет поляризован параллельно направлению намагничивания зеркала. Как и в случае дифракции, метод полного отражения позволяет получить высокую степень поляризации пучка нейтронов.

Для транспортировки пучков от нейтронного поляризатора к мишени используют т. в. ведущие магн. поля (магнитопроводы), в к-рых обеспечивают выполнение условия адиабатичности $\omega_L \gg \omega$ (см. выше). При помощи таких полей можно изменять пространство. ориентацию P без потери степени поляризации P . Напр., вертикальное направление P можно перевести в горизонтальное или наоборот.

Полярирующий нейтронотвод. Метод полного отражения нейтронов используется для создания поляризующих нейтронотводов (достаточно сделать поляризующим лишь один участок нейтронотода). Испытывая полное отражение от внутр. стенок нейтронотода, пучок нейтронов транспортируют на большие расстояния от источника нейтронов (ядерного реактора). При полном отражении нейтронная волна проникает внутрь материала стенки на очень небольшое расстояние, ввиду чего поглощение нейтронов скрывается слабо. Потери тепловых нейтронов при транспортировке по зеркальным нейтронотводам составляют ок. 1% на 1 погонный метр, что позволяет изготавливать нейтронотводы длиной до 100 м.

Однощелевой (одноканальный) полярирующий нейтронотвод (рис. 1) отличается от обыч-

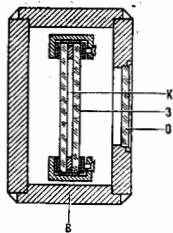


Рис. 1. Поперечное сечение одноканального поляризатора нейтронотода: 1 — канал, по которому распространяется нейтрон (ширина 8 мм); 2 — зеркальный ограничивающий слой; 3 — вакуумный кожух; 4 — восторговочное окно.

ного нейтронновода тем, что на отражающую нейтроны стеклянную поверхность 3 методом распыления нанесён слой Со—Fe (сплав). Он легко намагничивается до насыщения и обеспечивает равенство величин магнитной и ядерной амплитуд рассеяния $b_M = b_d$. При этом полное внутр. отражение возможно только для одного спинового компонента. Чтобы уменьшить влияние отражения нейтронов ир. спинового состояния от стеклянной основы, на неё нанесён поглощающий подслои. Степень поляризации P достигает 97%.

Секция многоканального (многоканального) поляризующего нейтронвода (рис. 2) содержит пакет тонких стеклянных пластин 3, покрытых с обеих сторон слоями

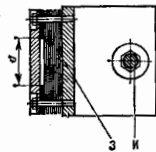


Рис. 2. Сечение многоканального поляризующего нейтронвода: 3 — пакет тонких зеркал, прикрывающий прокладками и базовой пластине; 4 — винт, изгибающий пластину.

смеси Со (60%) и Fe (40%) и разделённых прокладками. Ширина пучка нейтронов $a = 3$ см. Изгибая нейтронвод (винт), можно регулировать граничную длину волны нейтронов, способных испытывать полное отражение от стенок.

Анализатор. Степень поляризации P измеряют, используя анализаторы поляризации. Обычно анализатор устроен аналогично поляризатору. Если поляризатор — намагниченное ферромагн. зеркало со степенью поляризации отражённого пучка P_1 , то анализатор — также зеркало с поляризующими свойствами P_2 . Это степень поляризации пучка, отражённого от анализатора, если на него падает пучок, вышедший из поляризатора, но деполаризованный. В общем случае $P_2 \neq P_1$.

В пространстве между поляризатором и анализатором помещают т. н. флиппер-устройство, в к-ром создаются условия для неадиабатич. спинового перехода ($\omega \gg \omega_L$), при к-ром направление поляризации пучка P реверсируется относительно направления ведущего поля. Таким устройством может служить плоская фольга (Al), через к-рую пропускают ток. Направление магн. поля, создаваемого током, изменяет ориентацию спина на малом расстоянии (на толщине фольги $\ll 0,1$ мм). Если флиппер выключен, в пространстве между поляризатором и анализатором выполняется условие $\omega \ll \omega_L$ (адиабатичность). Если включается флиппер, то ведущие поля до флиппера и после него имеют противоположные направления. Неадиабатич. переход осуществляется только в самом флиппере. Пусть f — вероятность изменения ориентации спина нейтрона на противоположную относительно направления ведущего поля. В адиабатич. областях $f = 0$. В неадиабатич. области $f \neq 0$. Полному реверсированию соответствует $f = 1$. За анализатором устанавливается нейтронный детектор, чувствительность к-рого от состояния поляризации не зависит (рис. 3). Если I — скорость счёта детектора, когда флиппер выключен, т.е. изменения ориентации спина нейтронов относительно ведущего поля не происходит ($f = 0$), а I' — скорость счёта

при включённом флиппере ($f = 1$), то имеет место соотношение

$$P_1 P_2 = \frac{R-1}{1-R(1-2f)} \approx \frac{R-1}{R+1} \quad (13)$$

Здесь $R = I/I'$ наз. поляризованным отношением.

Вместо флиппера можно использовать устройство, к-рое полностью деполаризует пучок нейтронов, в этом случае $f = 1/2$. В качестве деполаризатора обычно применяют немагнитичную железную фольгу (шим). Неупорядоченность направлений намагниченности доменов в шиме и соответственно направлений спиновой ирессии приводит к полной деполаризации пучка нейтронов при толщине шима 0,1—0,3 мм. В этом случае выполняется соотношение

$$P_1 P_2 = R - 1. \quad (14)$$

Зная P_2 и пользуясь выражениями (13) или (14), можно найти P_1 .

Наиб. точный и при этом абс. метод измерения P основан на эффекте Штерпа — Герлаха. Пучок нейтронов пропускают через область с неоднородным магн. полем, в результате чего он расщепляется на 2 пучка, обладающих противоположными направлениями поляризации P (см. Штерпа — Герлаха *опт.*). Отношение интенсивностей этих пучков определяет степень поляризации падающего пучка нейтронов. Такое устройство применяют для создания полностью поляризованных пучков нейтронов, но светосила этого метода невелика, т. к. для полного разведения пучков в пространстве необходимо использовать узкие, сильно коллимированные пучки частиц.

Разработаны спец. анализаторы, позволяющие исследовать изменение как степени поляризации пучка нейтронов P , так и направления его поляризации P после прохождения через образец.

Применение. П. и используются в ядерной физике для изучения спиновой зависимости нейтронных сечений, измерения амплитуд когерентного и некогерентного рассеяния нейтронов (см. Нейтроннография *структурная*), а также для исследования таких фундам. проблем, как несохранение пространственной чётности в ядерных реакциях, поиск нарушения временной инвариантности, определение угл. корреляций в бетараспаде свободных нейтронов, поиске электрич. заряда и электрич. дипольного момента нейтрона и т. д. В физике твёрдого тела П. и позволяют изучать магн. структуры, конфигурации неспаренных электронов (спиновую плотность) в магнетиках (см. Магнитная нейтроннография), измерять магн. моменты отд. компонентов в сплавах, исследовать кинетику фазовых переходов, ядерных релакс. процессов, миграцию спинового возбуждения, в т. ч. в неупорядоченных спиновых системах, идентифицировать короткоживущие дефекты в кристаллах, исследовать спиновые волны в магнетиках и т. д.

Знак Ю. Г. Гузько А. Д. Крутчички П. А. Поляризованные медленные нейтроны, М. 1966. Кем пфр Ф. Основные положения квантовой механики, [пер. с англ.], М. 1967; Окороков А. И. и др. Определённые пространственной ориентации поляризации нейтронов и исследование намагниченности вблизи точки фазового перехода «ЯЭТО», 1975, т. 69, в. 2, с. 590; Наутер Г. В. Polarized neutrons, in: Neutron diffraction, В.—[а.о.], 1978; Шелестов А. Б. Создание и исследование серии поляризованных нейтронов на базе зеркала СоFe с подслоем TiGa, М. 1978 (авторф. дис.); Крутчички В. П. А., Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами, М. 1985. Ю. Г. Абс. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЯДРА — см. Ориентированные ядра.

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ атомов, ионов и молекул — способность этих частиц приобретать электрич. дипольный момент p в электрич. поле E . В электрич. поле заряды, входящие в состав атома (молекулы, иона), смещаются один относительно другого — у частицы появляется индуциров. дипольный момент, к-рый

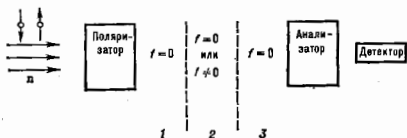


Рис. 3.

всечает при выключении поля. Понятие П., как правило, не относят к частицам, обладающим постоянным дипольным моментом (напр., к полярным молекулам). В отношении слабых электрич. полей

$$p = \alpha E; \quad (1)$$

коэф. α также наз. П., он является её количеств. мерой (имеет размерность объёма). Для атомных систем, напр. нек-рых молекул, П. может быть анизотропной. В этом случае зависимость $p(E)$ более сложная:

$$p_i = \sum_j \alpha_{ij} E_j,$$

где $\|\alpha_{ij}\|$ — симметричный тензор 2-го ранга, $i, j = x, y, z$. В сильных электрич. полях зависимость $p(E)$ перестаёт быть линейной.

Для изолированной i -й частицы (напр., молекулы разреженного газа) значение напряжённости поля E_i (поля в месте нахождения частицы) совпадает с напряжённостью внеш. поля $E_{\text{внеш}}$. Для частиц жидкости или кристалла к $E_{\text{внеш}}$ добавляется $E_{\text{внутр}}$ — поле, создаваемое зарядами др. частиц, окружающих данную (локальное поле).

При включении поля момент p появляется не мгновенно; время установления p для каждого типа частиц различно в зависимости от их физ. природы и характеризуется временем релаксации τ .

Наб. применение понятие П. получило в физике диэлектриков. Здесь оно определяет поляризацию среды P , диэлектрич. восприимчивость χ , диэлектрич. проницаемость ϵ . В простейшем случае

$$P = \sum_i p_i = \sum_i \alpha_i E_i;$$

$$\chi = \alpha N; \quad \epsilon = 1 + 4\pi \alpha N$$

(сумма берётся по всем N частицам в единице объёма). Понятие П. используется в физике молекул и физ. химии. Результаты измерений p, ϵ, χ, P и оптич. характеристик среды всегда содержат информацию о П. составляющих её частиц.

Случаю статич. поля E отвечает статич. значение П., являющееся одной из важных индивидуальных характеристик частиц. В перем. поле E (напр., в простейшем случае гармонич. зависимости E от времени) П. зависит от частоты ω колебаний поля и её удобно представить в виде комплексной величины: $\alpha(\omega) = \alpha_1(\omega) + i\alpha_2(\omega)$. Конкретный характер поведения П. в таком поле зависит прежде всего от времени релаксации τ . При достаточных низких частотах ω и коротких τ момент p устанавливается практически синфазно с изменением поля. При очень высоких ω или больших τ момент p может вообще не возникать; частица «не чувствует» присутствия поля, П. отсутствует. В промежуточных случаях (особенно при $\omega \sim 1/\tau$) наблюдаются явления дисперсии и поглощения и зависимость $\alpha(\omega)$ носит чётко выраженный и иногда весьма сложный характер.

Различают следующие виды П.

Электронная П. ($\alpha_{\text{эл}}$) обусловлена смещением в поле E электронных оболочек относительно атомных ядер. Величина α для атомов и ионов порядка их объёма ($\sim 10^{-24}$ см³), а $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-16}$ с. Электронная П. имеет место во всех атомных и атомных системах, но в ряде случаев может маскироваться из-за малой величины другими, более сильными видами П.

Ионная П. ($\alpha_{\text{и}}$) в ионных кристаллах обусловлена упругим смещением в поле E равноионных ионов из их положений равновесия в противоположных друг относительно друга направлениях. В простейшем случае ионных кристаллов типа NaCl величина

$$\alpha_{\text{и}} = \frac{Z^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}, \quad (2)$$

где m_1 и m_2 — массы ионов, Z_e — их заряд, ω_0 — собствен. частота упругих колебаний ионов кристалла (оптич. ветвь), ω — частота внеш. поля (для статич. поля $\omega = 0$). Время релаксации $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-10}$ с (частота релаксации $\omega_{\text{рел}} = 1/\tau$ лежит в ИК-области спектра).

Атомная П. ($\alpha_{\text{ат}}$) молекул обусловлена смещением в поле E атомов разного типа в молекуле (что связано с несимметричным распределением в молекуле электронной плотности). Этот вид П. обычно составляет $\sim 1/10$ от $\alpha_{\text{эл}}$, $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-10}$ с. Иногда атомной П. называют также П., связанную со смещением электронов, обеспечивающих ковалентные связи в кристаллах типа алмаза (Ge, Si). Температурная зависимость всех этих видов П., особенно $\alpha_{\text{эл}}$, слабая (с ростом T П. несколько уменьшается).

В физике диэлектриков все виды поляризации связывают с тем или иным видом П. Помимо перечисленных здесь вводятся и др. виды П., наиб. важные из них — ориентационная и релаксационная. Характерная особенность этих видов П. — реэкая зависимость от температуры, что позволяет выдвинуть их при эксперим. определениях.

Ориентационная П. ($\alpha_{\text{ор}}$) вводится для полярных диэлектриков (газов, жидкостей), состоящих из молекул с пост. дипольными моментами, а также и для кристаллов, в к-рых дипольные моменты могут поворачиваться. Если диэлектрик состоит из одинаковых молекул, имеющих пост. дипольный момент p_0 , то ориентация П. $\alpha_{\text{ор}}$ определяется как ср. значение поляризации $P = \sum p_0 E_i$, отнесённое к одной молекуле ($p_0 E_i$ — проекция момента p_0 i -й молекулы на направление поля E), т. е.

$$\alpha_{\text{ор}} = \sum_i p_0 E_i / N.$$

Ориентация p_0 в поле E нарушается тепловым движением, поэтому $\alpha_{\text{ор}}$ сильно зависит от температуры:

$$\alpha_{\text{ор}} = \frac{p_0^2}{3kT}.$$

Релаксационная П. (тепловая; $\alpha_{\text{рел}}$) вводится обычно для ионных кристаллов, где у слабо связанных ионов имеются два (или более) равновесных положения, к-рые в поле E становятся неравновесными, что приводит к появлению поляризации среды и, следовательно, к возможности ввести среднюю (па но) П. Расчёт (подтверждаемый опытом) даёт: $\alpha_{\text{рел}} = Z^2 b^2 / 12kT$, где b — расстояние между равновесными положениями ионов.

Для этих видов П. значения τ лежат в широком диапазоне ($\sim 10^{-2} - 10^{-12}$ с) и сильно зависят от температуры и др. внеш. условий. В случае переменных полей $\alpha_{\text{ор}}$ и $\alpha_{\text{рел}}$ зависит от частоты внеш. поля так же, как др. виды П. При рассмотрении поляризации гетерогенных диэлектриков понятие П. обычно не используется.

В литературе по физике диэлектриков П. иногда наз. коэф. пропорциональности χ между P и E ($P = \chi E$), т. е. диэлектрич. восприимчивостью.

Для относительно простых систем связь между электронной П. и макроскопич. характеристиками вещества описывается Лоренца — Лоренца формулой или Клаузиуса — Мосотти формулой, а с учётом $\alpha_{\text{ор}}$ — Ланджвена — Дебая формулы, и их усложнёнными модификациями. Эти зависимости — основа для эксперим. определения α . Ионную П. определяют по ф-лам типа (2). Сопоставление опытных и теоретич. данных для поглощения и дисперсии эл.-магн. волн, диэлектрич. потерь и т. д. даёт информацию как о П., так и о ходе её изменений с частотой внеш. поля. Свойства (и эффекты, в к-рых они проявляются) многих молекул и их систем (в частности, анизотропные) часто обусловлены их П. и П. составляющих их частиц. Примерами таких свойств и эффектов являются поляризация и рассеяние (в т. ч.

комбинационное) света, оптика. активность, эффект Керра и т. д. Изучение П. и её теория тесно связаны с исследованием межмолекулярных взаимодействий, структур молекул, особенно таких сложных, как полимеры, в частности белки.

В сильных электрич. полях зависимость $\rho(E)$ становится величайшей (см. *Нелинейные восприимчивости*).

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ РЕНТГЕНОВСКАЯ — способность вещества поляризоваться под действием внеш. поля рентг. эл.-магн. волны; количественно равна коэф. пропорциональности χ между поляризацией P единицы объёма вещества и единичной напряжённости внеш. электрич. поля E . Свойства П. р. существенно отличаются от поляризуемости атомов, ионов и молекул в поле оптич. диапазона, где при переходе к описанию диэлектрич. свойств вещества вводится понятие диэлектрич. восприимчивости. В рентг. диапазоне длина волны значения этих величин практически совпадают, поэтому обычно ограничиваются введением лишь понятия П. р.

Специфич. особенности П. р. обусловлены 4 причинами: длина волны λ излучения, радиус атома r_a и параметр решётки кристалла a связаны соотношением $\lambda < r_a \leq a$; частота излучения ω обычно того же порядка, что и частота атомного K - или L -уровня (для элементов с ат. номером $Z \geq 25$); все уровни энергии атома, лежащие выше K - и L -оболочек, заняты, и переходы на них невозможны; внутр. электронные оболочки атомов, с K -рыми наиб. сильно взаимодействует рентг. излучение, целиком заполнены, сферически симметричны и имеют высокие значения энергий связи. Хим. связь или внеш. воздействия оказывают на внутр. электронные оболочки слабое влияние, поэтому можно считать, что они незначительно отличаются от таких же оболочек свободных атомов.

В рентг. диапазоне введение ср. П. р. теряет смысл. Обычно проводимое усреднение диэлектрич. свойств вещества в объёме с линейными размерами $l \ll \lambda$ невозможно по двум причинам: вследствие малой плотности содержащихся в таком объёме зарядов, а также характерного масштаба локальных изменений электронной плотности, k -ый порядки или больше λ . Поэтому поляризацию единицы объёма среды $P(r)$ вычисляют в каждой точке пространства с радиусом-вектором r , проводя лишь квантомеханич. усреднение по электронным состояниям. В этом случае в лицевом по полю приближения связь между векторами поляризации среды и напряжённостью поля имеет вид

$$P(r) = \hat{\chi}(r)E(r), \quad (1)$$

где П. р. $\hat{\chi}(r)$ — тензорная величина и является ф-цией координат:

$$\hat{\chi}(r) = -r_a \lambda^2 \hat{\rho}(r),$$

где $r_a = e^2/(mc^2)$ — классич. радиус электрона, $\hat{\rho}(r)$ — электронная плотность, $\lambda = \lambda_0/(2\pi)$.

Наиб. ярко особенности П. р. проявляются для кристаллов, где материальный тензор $\hat{\chi}(r)$ из-за трёхмерной периодичности кристаллич. решётки также является трёхмерно-периодической ф-цией координат: $\hat{\chi}(k + R) = \hat{\chi}(k)$, где R — любой вектор трансляции кристаллич. решётки. При рассмотрении отклика среды на возмущение в виде плоской монохроматич. волны необходимо в (1) перейти к фурье-компонентам. Ввиду пространств. периодичности тензора П. р. $\hat{\chi}(r)$ фурье-образ (1) имеет вид

$$P_i(k, \omega) = \sum_H \chi_{ij}^H(k, \omega) E_j(k + H, \omega), \quad (2)$$

где H — векторы *обратной решётки* кристалла. Сумма в правой части ф-лы (2) означает, что в плоскую волну поляризации среды с амплитудой $P_i(k, \omega)$ и волновым вектором k дают вклад все поля $E_j(k + H, \omega)$, k -ые распространяются в направлениях $k' = k + H$, от-

личаясь от k на произвольный вектор H (см. *Бразьян — Вульфур условие*), т. е. имеет место неколлажное взаимодействие полей в пространстве волновых векторов. Диэлектрич. свойства кристалла, следовательно, характеризуются набором П. р. $\chi_{ij}^H(k, \omega)$, отвечающих возможным направлениям распространения дифракц. волн в кристалле. В ф-ле (2) формально присутствует суммирование по всей бесконечной совокупности векторов обратной решётки H . Реально в кристалле могут распространяться одновременно лишь неск. полей $E(k, \omega)$, для k -рых удовлетворяются условия дифракции. Отскакивание волновых векторов k' и амплитуду $E(k', \omega)$ является задачей теории дифракции рентгеновских лучей.

В первом приближении теории возмущений П. р. χ_{ij}^H многоатомного кристалла пропорциональна тензору структурного фактора $F_{ij}(k, k'; \omega)$:

$$\chi_{ij}^H = -\frac{N m^2}{V m^2} F_{ij}(k, k'; \omega) \delta_{k' - k, H}, \quad (3)$$

где Кронекера символ $\delta_{k' - k, H}$ указывает на отличие П. р. от нуля только в дифракц. направлениях $k' = k + H$; m — масса атома. Согласно (3), П. р. отрицательна и по абс. величине составляет $\sim 10^{-6}$. Для одноатомных кристаллов тензор структурного фактора в (3) заменяется на тензор атомного фактора $f_{ij}(k, k'; \omega)$, в k -ый аддитивно входят разл. вклады: потенциальный $f(k - k')$, очень слабо зависящий от частоты ω и дающий осн. вклад в П. р.; резонансный $\Delta f_{ij}(k, k'; \omega) = \Delta f_{ij}^+(k, k'; \omega) + \Delta f_{ij}^-(k, k'; \omega)$, заметный только на частотах, близких к характеристическим; неупругий $\Delta f_{ij}^{un}(k, k'; \omega)$, k -рый в свою очередь складывается из теплодиффузного, комптоновского и рамановского (последний вклад имеет дисперсионную зависимость от частоты и не превышает неск. процентов).

Зависимость тензора П. р. от векторов k и H — следствие пространственной дисперсии, параметр k -рой $a/\lambda \sim r_a/\lambda \geq 1$ чрезвычайно велик (в оптич. диапазоне $a/\lambda \leq 10^{-3}$). Пространственная дисперсия вызывается двумя причинами: трёхмерно-периодич. расположением атомов в решётке, что ведёт к резкому пространственному перераспределению рассеянной интенсивности — дифракции; на неё накладываются монотонная и планная зависимости П. р. от угла рассеяния, обусловленные внутр. строением атомов и тепловыми колебаниями атомов кристалла. Количественно влияние темп-ры на П. р. учитывается введением Дебая — Уоллера фактора.

Т. к. внутр. электронные оболочки, наиб. сильно взаимодействующие с рентг. излучением, целиком заполнены, сферически симметричны и их электроны имеют высокие значения энергии связи, в рентг. диапазоне заметных эффектов *оптической активности* и *анизотропии* нет, поэтому электронную часть П. р. обычно можно считать скалярной. Однако деформация электронных оболочек, вызванные хим. связью и анизотропией тепловых колебаний атомов, благодаря дифракции можно наблюдать. Деформация внутр. сферич. электронных оболочек ведёт к понижению симметрии кристалла и, как следствие, к появлению в дифракц. картине новых («запрещённых») дифракц. отражений с малой интенсивностью, появляющихся под иными, нежели разрешёнными, углами.

Т. к., согласно (3), $\chi_{ij}^H(k, \omega) \sim 1/m$, ядра из-за большой массы нуклонов дают по сравнению с электронами пренебрежимо малый вклад в П. р. Однако если кристалл содержит изотопы с низколежущими ядерными резонансами (см. *Мессбауэра эффект*), то соответствующее резонансное рентг. излучение взаимодействует не только с электронами, но и с ядрами. Резонансное взаимодействие такого излучения с ядрами весьма интенсивно, так что вклад ядерной подсистемы в П. р. может на порядок превышать вклад от электронов и

достигать величины $\sim 10^{-5}$. Низколежащие ядерные γ -переходы обычно алектрические квадрупольные или магнитные дипольные, поэтому даже в отсутствие сверхтоного рассеяния ядерных уровней энергии среда обладает поделит. пространств. дисперсией. При резонансном рассеянии излучения на ядрах внедрё среда является изотропной и негетропной. Для мягягитого дипольного перехода это же справедливо и в любом дйракт. направлении. В случае алектрического квадрупольного перехода вектор обратной решётки H характеризуется в пространстве векр-м. направлением, поэтому возникает оптич. анизотропный свойст. кристалла. Магн. и (или) оптич. сверхтонкое взаимодействие, к-рое приводит к снвтию вырождения ядерных уровней, вносит дополнит. анизотропию. В присутствии сверхтоного рассеяния среда и в прямом направлении приобретает оптич. активность. На частотах ядерных γ -переходов можно наблюдать хорошо выраженные эффекты частотной и пространств. дисперсии, а также естественной (т. е. вызванной внутр. сверхтонкими взаимодействиями) и наведённой внеш. полями оптич. активности и анизотропии. Для учёта аддитивного резонансного вклада в П. р. в (3) следует дополнительно добавить тензор ядерного структурного фактора. Температурное поведение ядерного вклада в П. р. определяется ф-актором Ламба Λ — Мёссбауэра.

Для П. р. характерен ряд особых симметричных соотношений, в к-рых наряду с теоретическими индексами (i, j) и волновым вектором k участвует также и вектор обратной решётки H . Напр., применение флуотационно-дисперсионной теоремы с учётом (3) для непоглощающего кристалла приводит к следующему симметричному соотношению:

$$\chi_{ij}^{H+}(\omega) = \chi_{ij}^{H-}(\omega) - \chi_{ij}^{H+}(\omega) = \chi_{ij}^{H+}(\omega) + \chi_{ij}^{H-}(\omega)$$

ва к-рого следует эквивалентность отражений с вектором дйракции H и $-H$ (закон Фриделя). Следовательно, с помощью дйракции нельзя различить центросимметричные и нецентросимметричные кристаллы.

П. р. обычным образом связана с дйалектрической проницаемостью ϵ :

$$\epsilon_{ij}^{H+} = \delta_{ij} \delta_H + 4\pi \chi_{ij}^{H+}(k, \omega)$$

Для направления рассеяния вперёд ($k' = k, H = 0$) можно ввести показатель преломления $n(k, \omega)$:

$$n(k, \omega) = \left(\epsilon_{ij}^0 + \epsilon_{ij}^0(k, \omega) \right)^{1/2} \approx 1 - 2\pi \frac{N}{V} \frac{e^2}{m\omega^2} F(k, 0, \omega)$$

где $F(k, 0, \omega)$ — структурный фактор рассеяния на нулевой угле, $F(k, 0, \omega) = (\epsilon_{ij}^0 F_{ij}(k, \omega) + \delta_{ij} \delta_{k=0})$; δ_{ij} и ϵ_{ij}^0 — единичные векторы поляризации падающего л рассеянного излучений. Показатель преломления $n(k, \omega)$ меньше единицы на $\sim 10^{-5}$. Это означает, что эффект преломления и рефл. диапозоне очень слабы, а среда имеет меньшую оптич. плотность, чем вакуум. В соответствии с этим в рефл. оптике говорят о полном внешнем отражении и критич. угол к-рого выражается через нулевую фурье-компоненту П. р.:

$$\theta_{cr} \approx 2\sqrt{\pi \chi^0(k, \omega)} \sim 10^{-3} \text{ рад.}$$

Мнимая часть П. р. определяет линейный коэф. поглощения излучения в среде:

$$\mu(k, \omega) = -\frac{\omega}{c} \text{Im} \chi^0(k, \omega) = \frac{\omega}{c} \frac{N}{V} \frac{e^2}{m\omega^2} \text{Im} F(0, \omega)$$

Эффекты локального поля в рефл. диапозоне чрезвычайно малы и никогда не учитываются.

Несовершенство строения реального кристалла (точечные дефекты, дислокации, деформации и т. д.), если их присутствие не ведёт к изменению рассеивающей

способности атомов, можно описать, введя ф-цию смещения узла кристаллич. решётки $u(r, t)$. Тогда с координатном пространстве П. р. уже не является периодич. ф-цией и приближённо её можно задать выражением $\chi(r + u(r, t))$. При достаточном малых смещениях кристалл по-прежнему характеризуется набором П. р. для каждого дйракц. направления, однако в этом случае фурье-компоненты П. р. являются ещё и ф-циями координат: $\chi^H(r, k; \omega)$. Зависимость П. р. от координат ведёт к размыванию дйракции дйракц. максимум. Напр., если $u(r)$ имеет гармонич. зависимость от координат, то П. р. отличается от нуля не только в направлениях $k' = k + H$, но и в близких к ним направлениях $k' = k + H + lq$ (т. е. спутниках), где q — волновой вектор ф-ции смещения $u(r, t)$, а $l = \pm 1, \pm 2, \dots$ — порядков спутника; спутники одного номера, но с протьюположными знаками располагаются симметрично относительно осев. максимумов.

П. р. для аморфных веществ и жидкостей, где существует лишь ближний порядок в расположении атомов, не имеет таких ярких фич. проявлений, как в кристаллах. П. р., как и поляризуемость в др. диапозонах электромагн. спектра, является универсальной характеристикой дйалектрич. свойств среды. С её помощью возможно описание всех оптич. явлений в рефл. диапозоне, и прежде всего дйракции.

Лит.: Дж. В. ван Р., Оптические принципы дйракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; Колпаков А. В., Бушуй В. А., Кузьмин Р. Н., Дйалектрическая проницаемость в рефл. диапозоне частот, λ Физ., 1978, т. 126, в. 3, с. 478. А. В. Колпаков.

ПОЛЯРИМЕТР — 1) прибор для измерения угла вращения плоскости поляризации монохроматич. света в шестицах, обладающих естественной или наведённой оптич. активностью. Дисперсию оптического вращения измеряют спектрополяриметрами.

П. делается на инауальные и фотоэлектрические к. Конечным измерит. элементом и тех, и других является светочувствит. устройство (глаз или фотоэлектрич. приёмник), реагирующее на изменение интенсивности света, а не на состояние его поляризации. Этот принцип реализуется, напр., в П., построенных по схеме полупроводн. приборов. Исследуемое вещество 5 (рис. 1) помещается между полупроводн. поляризатором, состоящим из двух половин 3—4, и анализатором б.

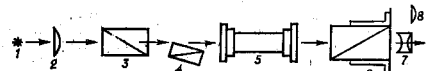
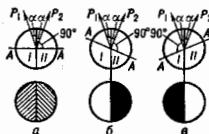


Рис. 1. Принципиальная схема полупроводн. поляриметра: 1 — источник света; 2 — конденсор; 3—4 — полупроводн. поляризатор; 5 — трубка с исследуемым оптически активным веществом; 6 — анализатор с оптич. устройством; 7 — аналитич. трубка; 8 — окуляр счётного устройства.

Пропускание анализатора меняется в соответствии с Малюса законом при изменении угла ϕ между плоскостью поляризации АА анализатора и плоскостью поляризации падающего на него света. Наиб. абс. изменение интенсивности прошедшего через анализатор света в зависимости от угла ϕ происходит вблизи угла $\sim 45^\circ$; однако относит. изменение интенсивности максимално вблизи угла $\sim 90^\circ$. Действительно, $(\Delta I/I)/\Delta \phi \approx 2 \tan \phi \rightarrow \infty$ при $\phi \rightarrow 90^\circ$. Поэтому для наиб. чувствительной регистрации малых углов вращения плоскости поляризации анализатора АА устанавливается перпендикулярно бисектрисе малого угла 2а между плоскостями поляризации P_1 и P_2 двух половин полупроводн. поляризатора (рис. 2, а). В таком случае обе половины I и II поля зрения имеют одинаковую освещённость. Когда между поляризатором и анализатором находится исследуемое вещество, поворачивающее плоскость поляризации, освещённость резко меняется (рис. 2, б,

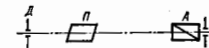
Рис. 2. Полученные поляризаторы: А — плоскость поляризации анализатора; Р, и Р₁ — плоскости поляризации двух половин поляризатора; 2α — угол между ними.



а). Измерение угла вращения сводится к повороту плоскости поляризации анализатора до визуального выравнивания яркостей двух половин поля зрения. Измеряемый угол считается по шкалы отсчетного устройства. Подобная методика визуальной регистрации обладает достаточно высокой чувствительностью, что позволяет применять полученные П. при разл. исследованиях. Однако более распространены автоматич. фотоэлектр. П., в к-рых совмещение двух интенсивностей осуществляется с помощью поляризац. модуляции светового потока (см. Модуляция света). Последний в свою очередь вызывает переменный фототок, к-рый после усиления и выпрямления регистрируется, а с помощью компенсирующей схемы производится измерение угла. Макс. пороговая чувствительность лазерных П. $\sim 10^{-7}$ град; при использовании внутрирезонаторных лазерных методов измерений чувствительность П. доходит до $5 \cdot 10^{-8}$ град.

2) П. — также прибор для определения степени и поляризации в р частично поляризованного света. Степень линейной поляризации устанавливается как отношение разности в сумме интенсивностей I_1 и I_2 света, разложенного на две линейно поляризованные составляющие с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, т. е. $p = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$. Простейший визуальный полученный поляриметр Корню (рис. 3) состоит из диафрагмы Д, призмы Волластона П и анализатора А. Призма Волластона пространственно разделяет составляющие I_1 и I_2 , в результате чего

Рис. 3. Схема поляриметра Корню: Д — диафрагма; П — призма Волластона; А — анализатор.



через анализатор наблюдаются два поля изображения диафрагмы, интенсивности к-рых в соответствии с законом Малюса равны $I_1 = I_0 \cos^2 \psi$ и $I_2 = I_0 \sin^2 \psi$. Поворачивая анализатор на угол ψ , добиваются равенства интенсивностей обоих полей $I_1 = I_2$. Зная угол поворота ψ , определяют отношение $I_1/I_2 = \tan^2 \psi = \beta$ и степень поляризации $p = (\beta - 1)/(\beta + 1)$. Обычно шкала поворота градуирована непосредственно в значениях р.

В качестве П. используют и полярископ Савара, перек-рым устанавливают поляризац. столу стеклянных пластин для компенсации измеряемой поляризации света. Поворачивая предварительно градуированную столу, добиваются того, чтобы анализируемый свет на выходе имел нулевую поляризац.

Фотоэлектр. П. для измерения степени поляризации состоит из вращающейся полуволновой фазовой пластинки или пластинки в четверть длины волны (для определения степени линейной или циркулярной поляризации соответственно), анализатора и фотоприёмника. Отношение амплитуд переменной и постоянной составляющих фототока непосредственно даёт величину Р.

П. широко и эффективно применяются в разл. исследованиях структуры и свойств вещества, в решении ряда техн. задач. В частности, измерения степени поляризации излучения космич. объектов позволяют обнаружить сильные магн. поля во Вселенной.

Лит.: Шилдский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; Занасский В. С., Методы высокочувствительных поляриметрических измерений. (Обзор). Журнал прикладной спектроскопии, 1982, т. 37, в. 2, с. 184.

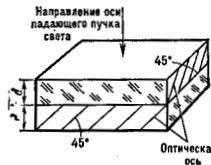
В. С. Занасский.

ПОЛЯРИМЕТРИЯ — оптич. методы исследования сред с естественной или наведенной магн. полем оптической активностью, основанные на измерениях величины вращения плоскости поляризации света с помощью поляриметров и спектрополяриметров. Поляриметр, и спектрополяриметр, исследования сред с естеств. оптич. активностью используются для измерения концентрации оптически активных молекул в растворах (см. Сахариметрия), для изучения структуры молекул и кристаллов, межмолекулярных взаимодействий, идентификация электронных переходов в спектрах поглощения оптически активных систем, определение симметрии ближайшего окружения молекул в жидкости или в твёрдом теле и т. д.

П. намагнитических сред по существу представляет собой один из разделов магнитооптики, охватывающийся на исследования Фараде эффекта. П. и спектрополяриметрия намагнитических сред позволяют исследовать энергетич. структуру электронных состояний и магн. свойства вещества.

К П. также часто относят методы определения характера поляризации оптич. излучения и измерения степени его поляризации.

ПОЛЯРИСКОП — оптич. прибор для определения поляризации света, основанный на явлениях интерференции поляризованных лучей. Типичный П. — полярископ Савара (рис.), состоящий из двух склеенных пластинок кристалла кварца одинаковой толщины d, вырезанных



так, что их оптич. оси составляют с осью П. углы в 45°, и анализатора, плоскость поляризации к-рого направлена под 45° к гл. сечениям верхней пластинки. При падении частично поляризованного света в поле зрения наблюдаются интерференц. полосы. В случае полностью неполяризованного света полосы отсутствуют при любой ориентации П.

В. С. Занасский, ПОЛЯРИТОН — составная квазичастица, возникающая при взаимодействии фотонов и элементарных возбуждений среды. Взаимодействие ал-магн. волн с возбуждениями среды, приводящее к их связи, становится особенно сильным, когда их частоты ω и волновые векторы k совпадают (резонанс). В этой области образуются связанные волны, т. е. П., к-рые обладают характерным законом дисперсии ω(k). Их энергия состоит частично из ал-магнитной и частично из энергии собств. возбуждений среды П., образующихся в результате взаимодействия фотонов с разл. возбуждениями среды — оптич. фононами, экситонами, плазмонами, магнонами и т. д., наз. соответственно фононами П., экситонами П. (светоэкситонами), и плазмонами П., магнонами П. и т. д.

Для описания фононных П. необходимо решить уравн. колебаний кристаллич. решётки совместно с уравн. Максвелла. В простейшем случае кубич. кристалла с изолатор. фононным резонансом на частоте ω₀ решение даёт след. соотношение для дисперсии фононных П. (без учёта затухания):

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = \varepsilon(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \varepsilon_{\infty}. \quad (1)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость среды, ε_∞ — высокочастотная (по отношению к ω₀) диэлектрич.

принцаемость, ω_0 , ω_L — частоты поперечного и продольного длинноволновых оптических фононов (см. Колебания кристаллической решетки, Фонон). Дисперсия П. показана на рис. 1 сплошными кривыми 1 и 2; штриховыми линиями показаны дисперсия не взаимодействующих фотонов $k^2c^2/\omega^2 = \epsilon_\infty$ (3) и поперечных фононов (4) при малых значениях волнового вектора k ; тонкая линия 5 соответствует дисперсии фотонов в вакууме $k^2c^2/\omega^2 = 1$. Взаимодействие приводит к образованию двух дисперсионных ветвей 1 и 2 (нижней и верхней), разделенных щелью, простирающейся от частоты поперечного оптического фонона ω_0 (перевалас) до частоты продольного оптического фонона ω_L , определяемой из длинноволновых П. нижней ветви $(kc/\omega)^2 = \epsilon_0$, где ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость. На рис. 2 показана зависимость от k доли р фоновой энергии в П. нижней (1) и верхней (2) ветвях. Лишь в области с очень большими величинами волновых векторов k , где $\rho = 0$ или 1, П. имеют фотонный или фононный характер, а во всей промежуточной области — смешанный. Т. о., П. представляют собой

присущи любым П. Отличия могут быть обусловлены особенностями спектров возбуждений среды, взаимодействующих с фотонами. Такой особенностью в случае экситонных П. является дисперсия пространственная, к-рая может быть значительной благодаря малости эфф. массы m экситона, а это приводит к зависимости от k их энергии $\epsilon_k^e = \hbar\omega_k$. В простейшем случае квадратичной зависимости (параболич. зоны, см. Зонная теория)

$$\omega_k = \omega_0 + \hbar^2 k^2 / 2m. \quad (4)$$

Дисперсия экситонного П. (без учета затухания) вблизи изолоидов экситона в кубич. кристалле и в этом случае определяется ф-лой (1):

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = \frac{\omega_L(k) - \omega^*}{\omega(k) - \omega^*} \epsilon_\infty. \quad (5)$$

Здесь ω_0 , ω_L — частоты поперечного и продольного экситонов, зависящие от k . Дисперсия экситонных П. показана на рис. 3 сплошными кривыми 1 и 2; дисперсия фотонов (3) и экситонов (4) без учета взаимодействия — штриховыми. На частотах выше $\omega_L(0)$ в кристалле могут одновременно распространяться две одинаково поляризованные волны, что является следствием пространств. дисперсии. Дисперсия поверхностных экситонных П. показана пунктирной кривой 6, штриховой линией 5 — дисперсия фотонов в вакууме.

Впервые выражение для спектра П. получено К. Б. Толмго (1950) и Хуан Куем (Huang Kueh, 1951) в рамках классич. теории для двухатомного кубич. кристалла в фононной области спектра. Квантовомеханич. рассмотрение П. дано У. Фано (U. Fano, 1956) и Дж. Хоффилдом (J. Hopfield, 1958). Эксперим. измерение дисперсии фононных П. выполнено Ч. Генри (Ch. Henry) и Дж. Хоффилдом (1965), а также С. Порто (S. Porto) с помощью комбинационного рассеяния света под малыми углами. Измерение дисперсии экситонных П. впервые осуществлено в экспериментах Д. Фрэйлиха (D. Fröhlich, 1971) с сотрудниками по двухфотонному поглощению света.

Изучение поверхностных П. началось в связи с исследованием распространения радиоволн [Дж. Цервек (J. Zenneck), 1907, А. Зоммерфельд (A. Sommerfeld), 1909]. Эксперим. проявление поверхностных эл.-магн. волн на границе металла обнаружено Р. Вудом (R. Wood, 1912) в виде т. н. решеточных аномалий Вуда, их интерпретация в терминах поверхностных плазмонных П. дана У. Фано (1941).

Представление о П. послужило основой для интерпретации и предсказания ряда оптич. явлений. Значит. дисперсия П. позволяет, в частности, проводить спектроскопич. исследования как в частотном пространстве, так и в пространстве волновых векторов.

Лит.: Борн М., Хуан Куэнь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; Агранович В. М., Григорьев В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Mills D. L., Burstein E., Polaritons the electromagnetic modes of media, «Repts Progr. Phys.», 1974, v. 37, p. 817; Веккер С. И., Кристаллооптика и дополнительные световые волны, К., 1982; Экситоны, под ред. Э. И. Рабца, М. Д. Стрелца, пер. с англ., М., 1985; Поверхностные поляритоны, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Мильса, М., 1985.

Ю. И. Доманов, ПОЛЯРНЫЕ РАДИОТРАЖЕНИЯ (радиоавтора) — явление рассеяния УКВ от неоднородной низованной

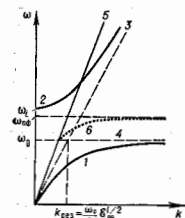


Рис. 1. Дисперсия фононных поляритонов.

ство продольного оптич. условия $\epsilon(\omega_L) = 0$. Для ветви $(kc/\omega)^2 = \epsilon_0$, где ϵ_0 — статическая диэлектрич. проницаемость. На рис. 2 показана зависимость от k доли р фоновой энергии в П. нижней (1) и верхней (2) ветвях. Лишь в области с очень большими величинами волновых векторов k , где $\rho = 0$ или 1, П. имеют фотонный или фононный характер, а во всей промежуточной области — смешанный. Т. о., П. представляют собой

Рис. 2. Зависимость доли фоновой энергии р в поляритоне от волнового вектора k.

собств. состояния (нормальные волны) полной системы — среда плюс эл.-магн. поле, а фотоны и фононы становятся нормальными волнами лишь вдали от области резонансного пересечения дисперсионных ветвей не взаимодействующих фотонов и фононов.

Звертываясь щель между ω_0 и ω_L отвечает отрицат. значению диэлектрич. проницаемости среды. На таких частотах эл.-магн. волна не может распространяться в среде [волновой вектор в этой области частот является, как следует из (1), чисто мнимой величиной]. Однако в этой области частот могут существовать т. н. поверхностные П. (поверхностные эл.-магн. волны), к-рые распространяются вдоль границы раздела двух сред. Их амплитуда экспоненциально падает при удалении от границы раздела. Поверхностные П. являются нерадиационными волнами, т. к. они не могут ни превращаться в фотоны, уходящие от поверхности, ни возбуждаться при простом освещении поверхности. В случае плоской границы среды с вакуумом дисперсия поверхностных П. определяется соотношением

$$\frac{\hbar^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega)-1} \cdot \epsilon(\omega) \leq -1. \quad (2)$$

При больших значениях k ($k \gg \omega/c$) поверхностный П. переходит в поверхностный фонов, частота к-рого $\omega_{\text{пф}}$ (рис. 1) определяется из условия $\epsilon(\omega_{\text{пф}}) = -1$. В рассмотренной выше модели, отвечающей соотношению (1), $\omega_{\text{пф}}$ определяется соотношением

$$\omega_{\text{пф}}^2 = \frac{\epsilon_0 + 1}{\epsilon_\infty - 1} \omega_0^2. \quad (3)$$

Дисперсия поверхностных П. показана на рис. 1 пунктирной кривой 6.

Рассмотренная на примере фононных П. общая картина формирования П. и их характерные особенности

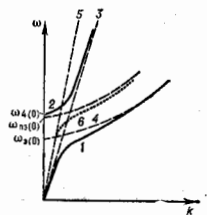
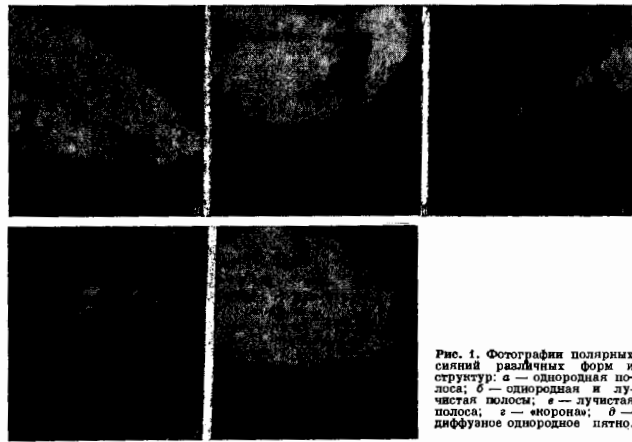


Рис. 3. Дисперсионные кривые для экситонных поляритонов.

среды на высотах 100—130 км (см. *Ионосфера*) в зоне *полярных сияний* во время геомаг. возмущений (см. также *Земной магнетизм*). С помощью П. р. можно регистрировать слабые диффузные полярные сияния, не наблюдаемые оптич. методами. Причина возникновения П. р. (как и полярных сияний) — вторичные заряды, часть из *магнитосферы Земли* в ионосферу вблизи полюсов. Однако для появления П. р. необходимо ещё и наличие ионосферного электрич. поля ≥ 20 мВ/м. При более низкой величине электрич. поля неоднородности ионосферы, ответственные за рассеяние УКВ, не генерируются и П. р. не наблюдаются.

ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ — свечение верхних слоёв атмосферы, вызванное возбуждением атомов и молекул на высотах 90—1000 км потоками электронов и протонов с энергиями от сотен эВ до десятков кэВ, вторгающихся в атмосферу из космоса. В видимой области спектра оно наблюдалось на протяжении веков, с появлением же спутников и ракет наблюдения П. с. расширились в ИК-, УФ- и рентгеновую области спектра. П. с. —



частью интенсивностью от 1 до десятков Кралея вызываются концентриров. вторжениями пучков электронов, ускоренных к Земле электрич. полем вдоль магн. силовых линий. Исследования П. с. показали, что частота их появления и интенсивность, особенно в ср. широтах, явно коррелируют с активностью Солнца.

П. с. характеризуются в каждый данный момент разнообразием и причудливостью форм, к-рые в первом приближении можно подразделить на ряд элементарных форм: малоподвижные однородные дуги и полосы в виде длинных лент (рис. 1, а), протянувшихся по небосводу на сотни и иногда тысячи км; лучистые формы со значит. вертикальной протяжённостью в виде отд. лучей, пучков лучей или целых занавесей (рис. 1, б, в); «корона», лучи к-рой вытянуты вдоль силовых линий геомаг. поля и поэтому сходятся в перспективе в т. н. точке магн. зенита (рис. 1, г); диффузное свечение в виде пятен (рис. 1, д) или однородной поверхности — т. н. вуаль. Если П. с. слабое, оно воспринимается человеческим глазом как серо-зеленоватое, если яркое, — наблюдается игра красок и оттенков красного, зелёного, пурпурного и фиолетового цветов.

Кол-во дней с П. с. увеличивается при переходе от средних к высоким широтам. В ср. широтах П. с. появляются только в периоды магн. бурь. Макс. число дней с П. с. достигается в геомаг. широте $\varphi \sim 67^\circ$, в более высоких широтах — значительно меньше. Т. о., макс. изохама (линия на поверхности Земли, вдоль к-рой П. с. наблюдаются каждый день) располагается над центральной Аляской, сибирским побережьем Сев. Ледовитого ок., пересекает полуостров Таймыр, северную оконечность Скандинавии, юг Исландии и южную оконечность Гудзонова залива в Канаде. Согласно наблюдениям с помощью автоматич. камер, дискретные формы П. с. существуют практически постоянно вдоль овалов П. с., к-рые по одному в Северном и Южном полушариях фиксированы относительно направления на Солнце и как бы «висят» в пространстве над вращающейся Землей, располагаясь асимметрично геомагн. полюсу — на $\varphi \sim 77^\circ$ в дневном секторе и $\varphi \sim 87^\circ$ в ночном (рис. 2), постепенно изменяя широту в утреннем и вечернем секторах. С высот ~ 10000 км со спутников получены фотографии области свечения П. с. во всей области высоких широт (рис. 3). Овал располага-

Рис. 1. Фотографии полярных сияний различных форм и структур: а — однородная полоса; б — однородная и лучистая полоса; в — лучистая полоса; г — «корона»; д — диффузное однородное пятно.

конечный результат сложных процессов в околоземном пространстве, где происходит ускорение заряд. частиц, к-рые обычно называют авроральной ч. радиацией или авроральными частицами. Соударения энергичных частиц с атомами и молекулами газов верхней атмосферы приводит к возбуждению последних. Возврат в равновесное состояние сопровождается излучением квантов характерных длин волн, т. е. появляется П. с. Спектроскопич. измерения позволяют судить о величине энергии вторгающихся частиц, т. к. эфф. сечения возбуждения эмиссий поразному зависят от энергии частиц, а эффективность гашения зависит от частоты соударений, т. е. от высоты. Кроме того, глубина проникновения корпускул в атмосферу непосредственно связана с их энергией. Особенности спектра дают сведения о темп-ре слоёв атмосферы, к-рые пересекают корпускулы, их плотности и составе, степеи ионизации и ветрах на этих высотах.

Однородное высыпание авроральной радиации в верхнюю атмосферу вызывает диффузное свечение, к-рое несёт ося. долю энергии, поглощаемой верхней атмосферой, и создаёт однородный светящийся фон. На этом фоне возникают яркие разноцветные подвижные и вспыхивающие занавеси и лучи, дуги, полосы и пятна, к-рые обычно и наз. П. с. Эти дискретные формы све-

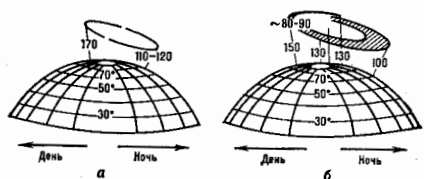


Рис. 2. Овалы полярных сияний над поверхностью Земли: а — в виде узкого кольца в магнитоскопические периоды и б — в виде зашифрованной области в магнитоскопические периоды. Цифрами указаны высоты овала над поверхностью Земли.

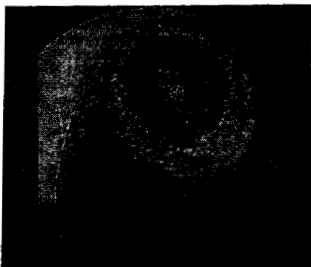


Рис. 3. Фотография овала полярных сияний в Северном полушарии (крестиком обозначен геомагнитный полюс).

ется в пределах полосы диффузного аврального свечения, охватывающей также область широт к полюсу и к экватору от овала. Это слабое субвизуальное (ниже порога чувствительности глаза) свечение с интенсивностью ≥ 10 Ралева.

В магнитоспокойные интервалы овал П. с. очень узок; во время магн. возмущений он существенно расширяется, особенно на ночной стороне. Полярное диффузное свечение распространяется далеко к полюсу от овалов в магнитоспокойные интервалы, но прижимается к овалу в виде узкой полосы во время возмущений. Вспокойные периоды в т. н. полярной шапке появляются ориентированные на Солнце дуги полярных сияний. Диффузное субвизуальное авральное свечение распространяется и к экватору от овала.

Исследование спектра П. с. показало, что он состоит из атомарных эмиссий, так и на систем полос нейтрального и ионизированного молекулярного азота и кислорода. Наиб. интенсивны эмиссии атомарного кислорода с длинами волн $\lambda = 557,7$ нм (зелёная линия) и $\lambda = 630-636,4$ нм (красный дублет) ионизированного молекулярного азота в эмиссиях 391,4; 427,8 и 522,8 нм (ближняя УФ-; фиолетовая и зелёная части спектра). Эмиссии кислорода соответствуют метастабильным состояниям со временем жизни соответствующих возбуждённых атомов 0,74 и 110 с. Поэтому красный дублет возбуждается только на высотах 150-400 км, где замедленно протекают процессы дезактивации возбуждённых атомов кислорода. В высотных П. с. (т. н. тип А) этот дублет доминирует. П. с. на сравнительно небольших высотах (80-90 км), где из-за гашения интенсивности зелёной и красной линий понижены, с развитыми системами молекулярных полос относятся к типу В. Дневной и ночной участки овала П. с. располагаются на равных высотах над поверхностью Земли — 150-170 км днём и 100-120 км ночью. Это объясняет преобладание атомарных эмиссий в дневном секторе овала и появление полос молекулярных эмиссий заметной интенсивности в ночном.

Вторжения ионов водорода приводят к появлению в секторе П. с. эмиссий *Бальмера серии*. Наиб. интенсивна (до кРалея) линия H_{α} с $\lambda = 656,3$ нм. Протоны, двигающиеся к Земле вдоль магн. силовых линий, нейтрализуются в результате процессов перезарядки уже на высотах в сотни км и движутся дальше как нейтральные атомы водорода. Возбуждаются при столкновениях, эти атомы затем излучают, причём линия их спектра оказывается сдвинутыми по длине волны в результате *Доплера эффекта*. По сдвигу линии можно определить направление движения атомов и их энергию. Излучение сосредоточено на высотах более 130 км и обусловлено вторжением протонов с энергиями 1-100 кэВ. В вечернем секторе оно располагается к экватору от овала в виде слабой светящейся полосы про-

тяжённостью в неск. сотен км по широте. В П. с. наблюдаются также спектральные линии гелия. Эмиссия He с $\lambda = 388,9$ нм является характерной особенностью П. с. в полярной шапке.

Спектр П. с. меняется с широтой. В ср. широтах обычно преобладают красные сияния типа А, на широтах зоны П. с. в почные часы — обычный (смешанный) тип, а также сияния типа В, в полярной шапке — сияния типа А. В приполюсной области после интенсивных хромосферных всплесков на Солнце возникает равномерное свечение полярной шапки в полосах нейтрального и ионизированного азота, к-рое обусловлено непосредств. вхождением в атмосферу солнечных протонов с энергией 1-100 МэВ, проникающих до высот 20-100 км.

Планиметрическая картина распределения аврального свечения связана со структурой магнитосферы, с геометрией геомагн. поля и распределением в магнитосфере авральной плазмы. Асимметричное расположение овала П. с. относительно геомагн. полюса обусловлено сжатием магнитосферы *солнечным ветром* на дневной стороне и образованием магн. хвоста на ночной. На рис. 4 приведены структурная схема расположения плазменных доменов в магнитосфере (рис. 4, а) и связь

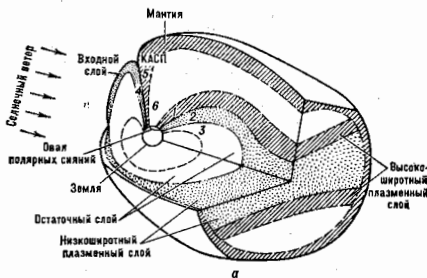


Рис. 4. а — Структурная схема основных плазменных доменов в магнитосфере Земли, к-рая рассеяна вертикальной плоскостью полдень — полдень и экваториальной плоскостью утро — вечер, а также плоскостью поперёк хвоста магнитосферы.

их с разл. типами аврального свечения на высотах земной атмосферы (рис. 4, б). Для выявления внутренней структуры магнитосферы рассеяна вертикальной плоскостью полдень — полдень и экваториальной плоскостью утро — вечер, а также плоскостью поперёк хвоста магнитосферы. На рис. 4(б) обозначены типы аврального свечения цифрами 1-3 на ночной стороне и цифрами 4, 5 на дневной стороне. Эти же цифры даны на сечении магнитосферы. Показано, как какие структурные

б — Типы аврального свечения на высотах верхней атмосферы в увеличенном масштабе. На ночной стороне: 1 — приполюсное диффузное свечение, 2 — овал полярных сияний, 3 — экваториальное диффузное свечение. На дневной стороне: 4 — овал полярных сияний, 5 — приполюсное диффузное свечение, 6 — полярная шапка.

плазменные образования в магнитосфере проектируются разл. типы аврального свечения. Овал П. с. 2 и 4 проектируется на низкоширотную (главную, центральную) часть плазменного слоя на ночной стороне Земли и на входной слой вблизи границы магнитосферы на дневной стороне. Экваториальное диффузное свечение 3 проектируется в магнитосферу на остаточный слой, в к-рый авральные электроны с $\phi_e < 1$ кэВ переносятся из плазменного слоя под действием скрещённых электрич. и магн. полей. Полярное диффузное свечение 1 и 5 проектируется на высокоширотную грани-

ную область плазменного слоя. Дуги полярной шапки δ , ориентированные на Солнце, погружены в полярное диффузное свечение и, следовательно, проектируются на расширенный (в спокойных условиях) плазменный слой хвоста либо на расширенный пограничный слой (магнито). В дневном секторе диффузное свечение 5 км полукругом от овала проектируется на плазменную магнито и воронку каспа. Оно обусловлено вторжением частиц небольших энергий, непосредственно проникающих в эту область из солнечного ветра.

Планетарная картина развития П. с. может быть разделена на отд. серии интенсивных вспышек свечения, начинающихся на ночной стороне и постепенно охватывающих всю область высоких широт. Продолжительность их от неск. мин до десятков мин с общей длительностью серии до 1—2 ч (т. н. авроральные суббури). Авроральная суббуря является частью суббури в магнитосфере, связанной с увеличением втекающего в магнитосферу потока энергии из солнечного ветра и частичной диссипацией энергии магн. поля, западной в хвосте магнитосферы. В период суббури в верхней атмосфере при торможении авроральных электронов образуются интенсивные потоки рентг. лучей, к-рые являются более проникающими, чем авроральные электроны. Они достигают высот 30—40 км, где их можно зарегистрировать аппаратурой на высотных аэростатах. При быстрых сверхзвуковых движениях П. с. и связанных с ними мощных ионосферных токах возникают инфразвуковые волны с периодами от 10 до 100 с, достигающие нижних слоёв атмосферы.

Телевизионная техника позволила установить сопряженность П. с. в двух полушариях, исследовать быстрые изменения и тонкую структуру П. с. Наряду с изучением естеств. П. с. были поставлены эксперименты по созданию искусств. П. с., во время к-рых с ракеты на высоте неск. сотен км инжектировался в атмосферу пучок электронов высоких энергий. Измерения интенсивности отд. эмиссий и фотографирование П. с. из космоса проводятся со спутников как на полярных круговых орбитах с высот ~ 400—1000 км, так и на экваториальных орбитах с апогеем ~ 10^4 км. Использование свечения в крайнем ультрафиолете, излучаемого на высотах ≥ 110 км, позволяет вести наблюдения П. с. также и в областях атмосферы, освещённых прямыми солнечными лучами. Т. о., со спутников осуществляется непрерывная регистрация свечения верхней атмосферы, его распределения в области высоких широт и интенсивности. Результаты используются для диагностики эл.-магн. состояний ближнего космоса.

Лит.: Чемберлен Д. Дж., Физика полярных сияний и излучения атмосферы, пер. с англ., М., 1963; Акасоф У. С.-И., Полярные и магнитосферные суббури, пер. с англ., М., 1971; Исаев С. И., Пулковский И. И., Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли, Л., 1972; Омхольт А., Полярные сияния, пер. с англ., М., 1974; Полярная верхняя атмосфера, под ред. Ч. Дирра, Я. Холмста, пер. с англ., М., 1983; The solar wind and the Earth, ed. by S.-I. Akasofu, G. Kampe, Tokyo, 1987; Лайонс Л., Уильямс Д., Физика магнитосферы, пер. с англ., М., 1987.

ПОЛЯРОИД — один из типов оптич. линейных *поляризаторов*, действие к-рого основано на явлении линейного *дихроизма* — сильного преимуществ. поглощения одной из линейно поляризованных компонент оптич. излучения. П. представляет собой тонкую поляризующую плёнку, заключённую в пленку между двумя прозрачными пластинками (пленками). Дихроизм П. обусловлен дихроизмом мельчайших кристалликов или молекул полимера, введённых в прозрачную матрицу (из стекла или пластмассы) и пространственно односторонне ориентированных в ней. Ориентацию осуществляют с помощью растяжения плёнки, сдвиговых деформаций или иной спец. технологии. Достоинствами П. являются его высокая рабочая угл. апертура (до 80°) и компактность, недостатками — относительно низкая стоимость и воздействия влаги и темп-ры, невысокое пропуска-

ние (~30%), спектральная селективность и низкая лучевая прочность, из-за чего П. нельзя использовать в достаточно мощных лазерных пучках.

П. применяются для регуляции интенсивности света (напр., в очках, спектрофотометрах, фарах автомобиля), получения *стереоскопического изображения*.

В. С. Затавский (одежды) «шубой» виртуальным

ПОЛЯРОН — носитель заряда (для определённости — электрон), окружённый *фононами*, способный перемещаться вместе с ней по кристаллу. Электрон-фононное взаимодействие приводит наряду с обычным рассеянием электрона на фононах (см. *Рассеяние носителей заряда*) также к изменению энергетич. спектра электронов (поляронный эффект). Появление «П.» введено С. И. Лекаром (1946), к-рый предложил первую модель П., основанную на взаимодействии электрона проводимости с длинноволновыми продольными оптич. фононами в ионных кристаллах [1]. Механизм этого взаимодействия элестростатический. Продольные оптич. колебания ионной решётки (см. *Колебания кристаллической решётки*) сопровождаются волной элестрич. поляризации, и создаваемое ею элестрич. поле действует на электрон. Вследствие термина «П.» приобрёл более широкий смысл и применяется к электрону, взаимодействующему с любыми фононами, а также с магнами и др. квазичастицами.

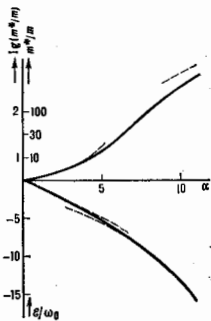


Рис. 1. Энергия E и эффективная масса m^* поларона большого радиуса в функции константы связи α ; сплошные кривые — радиационный расчёт, штриховые — по формулам (4), (6).

поляризации, и создаваемое ею элестрич. поле действует на электрон. Вследствие термина «П.» приобрёл более широкий смысл и применяется к электрону, взаимодействующему с любыми фононами, а также с магнами и др. квазичастицами.

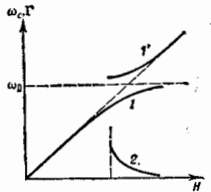


Рис. 2. Магнетофононный резонанс в энергетическом спектре поларона. Кривые 1 и 1' — дисперсионная частота ω и функция магнитного поля H ; 2 — затухание Γ состояния ω_0 за счёт испускания оптического фонона.

Поляризац. электрон-фононное взаимодействие электрона с оптич. фононами описывается гамильтонианом

$$\mathcal{H} \approx \sum_q (\alpha^+ |s\rangle) \left[\exp(iqr) b_q + \exp(-iqr) b_q^+ \right], \quad (1)$$

где b_q , b_q^+ — операторы уничтожения и рождения фонона с волновым вектором q , r — пространств. координата электрона. Коэф. α , наз. фрёдлиховской константой связи, равен [2]:

$$\alpha = (m/2\hbar^2\omega_0)^{1/2} \langle s | e^2 / \epsilon | s \rangle; \quad \epsilon^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}. \quad (2)$$

Здесь m — эффективная масса электрона, ω_0 — частота продольных оптич. ДВ-фононов (при $q=0$), ϵ_0 — статич. диэлектрическая проницаемость, ϵ_∞ — диэлектрич. ВЧ-проницаемость (электронный вклад).

В зависимости от величины α различают случаи слабой ($\alpha < 1$), промежуточной ($\alpha \sim 1$) и сильной ($\alpha \gg 1$) электрон-фононных связей.

Полярон сильной связи. При $\alpha \gg 1$ поляризация решетки является статической, она создает потенциал, захватывающий электрон на локальный уровень, а электрон своим электрич. полем поддерживает поляризацию, т.е. возникающее состояние является самосогласованным. Ур-ние Шрёдингера для P имеет вид [1-3]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi - \frac{e^2}{\epsilon} \int d\mathbf{r}' \frac{|\Psi(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \Psi(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \Psi(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где ϵ_0 — энергия электрона в поле решетки.

Поляризация решетки выражается через $\Psi(\mathbf{r})$: $P(\mathbf{r}) = D(\mathbf{r})/4\pi\epsilon$, где $D(\mathbf{r})$ — электростатич. индукция, создаваемая электрич. зарядом с плотностью $-e|\Psi(\mathbf{r})|^2$. Энергия электрона в поле решетки $\epsilon_0 < 0$, а полная энергия Π , включающая энергию поляризации решетки, равна $\epsilon_0 = \epsilon_0/3$. Ур-ние (3) описывает автолокализ. состояние электрона с радиусом локализации $r_{\text{эл}} \sim \hbar^2 \epsilon / m e^2$ (см. Автолокализация).

Ур-ние (3) справедливо, если $r_{\text{эл}}$ значительно больше постоянной решетки (Π больше ω радиуса). Энергия $|\epsilon_0| \sim m e^4 / \hbar^2 \epsilon^3 \sim \alpha^2 \omega_0$, и условие применимости адаптич. приближения, когда электрон движется в поле неподвижной решетки, $|\epsilon_0| \gg \hbar \omega_0$. При этом применима теория сильной связи, в k -рой параметром резонансии является $\alpha^2 \ll 1$.

Из-за взаимодействия фононов с автолокализов. электроном вблизи Π изменяется фононный спектр, т.е. образуются локальные фононные моды с частотами $\omega < \omega_0$. Их возбуждение соответствует образованию связанных состояний Π с фононами [4]. Три частоты фононов обращаются в нуль, что означает возникнове-ние 3 трансляционных степеней свободы Π . Энергия Π :

$$\epsilon \approx - (0,1085\alpha^2 + 2,836)\hbar\omega_0, \quad (4)$$

его эфф. масса

$$m^* \approx 0,023\alpha^2 m. \quad (5)$$

Быстрый рост m^* с увеличением α объясняется тем, что движение Π сопровождается перемещением его поляризац. «шубы». Ур-ние (3) кроме осн. состояния Π описывает также возбужденное автолокализ. состояние. Опич. переходы между ними являются причиной поглощения света на частотах $\omega \sim \epsilon_0/\hbar$.

Полярон слабой связи. При $\alpha \ll 1$ свойства Π описываются с помощью теории возмущений, что приводит к Φ -лам

$$\epsilon \approx -\alpha\hbar\omega_0, \quad m^* \approx m(1-\alpha/6). \quad (6)$$

Φ -лы для энергии (4), (6) «сшиваются» при $\alpha \sim 5$ (рис. 1). При промежуточной связи теория основывается на вариац. методах [5].

Подвижность Π при $\alpha \approx 1$ определяется их однополовыми рассеянием: $\mu \propto \alpha^1$. При $\alpha \gg 1$ рассеяние Π становится двухфононным и при низких темп-рах $\mu \propto \alpha^2$.

При $\alpha < 1$ полиранный эффект проявляется в т. магнетофононном резонансе [6]. Причина явления — резонансное усиление влияния электрон-фононного взаимодействия на энергетич. спектр Π в магн. поле H при циклотронной частоте электрона $\omega_c = eH/mc \approx \omega_0$. Вблизи $\omega_c = \omega_0$ электронный спектр расщепляется на 2 ветви (рис. 2); величина расщепления $\sim \alpha^2 \omega_0$. Нижняя ветвь (1) является стационарной — «затухающая» $\Gamma = 0$. Состояния, соответствующие верх. ветви (1'), являются затухающими (распадающимися), для них $\Gamma \sim \alpha^2 \omega_0$ при $\omega_c \approx \omega_0$ и быстро убывает с ростом ω_c . Вблизи $\omega_c = \omega_0$ изменяется волновая ф-ция Π : «вали» от резонанса число виртуальных фононов в «шубе» электрона $N \propto \alpha$, а в резонансе $N \approx 1/2$. Магнетофононный резонанс наблюдается по расщеплению линий

циклотронного резонанса и комбинированного резонанса, а также по межзонному поглощению света в магн. поле. Он позволяет измерять α . Др. проявление полярного эффекта — плавная зависимость $m^*(H)$, определяемая из циклотронного резонанса: $m^* = eH/\omega_c$. С ростом H масса Π . m^* растёт тем быстрее, чем больше α .

Величина α при $m \approx m_0$ и $\bar{\epsilon} \approx 1$ (m_0 — масса электрона в вакууме) велика: $\alpha \approx (\epsilon_0/\hbar\omega_0) \approx 10$ ($|\epsilon_0| \approx 10$ эВ — энергия электрона в атоме). Но т. к. в кристаллах часто $m < m_0$, $\bar{\epsilon} \gg 1$, то $\alpha \approx 1$ либо $\alpha \ll 1$. Поэтому Π слабой связи возникают во мн. веществах (табл.).

Полярон малого радиуса. Если $m^* \sim m_0$ и связь сильная, то Π сосредоточен на 1-2 узлах кристаллич. решетки (Π малого радиуса). Такой Π (дырочный или электронный) взаимодействует преим. с КВ-фононами (акустическими и оптическими). Его энергия $|\epsilon_0| \approx \epsilon_0$, где ϵ_0 — ширина разрешённой электронной зоны в кристалле с деформирован. решеткой. Спектр Π имеет зонную структуру. Ширина полярной зоны $\epsilon_{\text{пл}} = \epsilon_0 \exp(-S_0)$, где $S_0 \sim |\epsilon_0|/\hbar\omega_0 \gg 1$, т.е. она крайне узка, а m^* столь же велика.

В совершенном кристалле при низких темп-рах полярный Π проводимости (носители заряда — Π) является зонной, во примесях и дефектах легко разрушает циклотронную зон. С ростом T она быстро сужается, т.к. $S(T) = S_0 \text{th}(\hbar\omega_0/2kT)$, и зонный механизм проводимости сменяется и р-ж к о в м (см. Прямая проводимость). В классич. области коэф. диффузии Π $D \approx \exp(-\epsilon_{\text{акт}}/kT)$, где $\epsilon_{\text{акт}} \approx |\epsilon_0|$ — энергия активации. Дырочные Π в щелочно-галогидных кристаллах и твердых благородных газах являются молекулярными ионами типа Cl_2^+ и Ar_2^+ [6].

Неполяризованное электрон-фононное взаимодействие. В трёхмерном случае электрон, взаимодействующий с акустич. фононами, либо не автолокализуется, либо образует Π малого радиуса (это энергетич. состояние отделено от зонного состояния электрона автолокализ. барьером). Напротив, в одномерной системе возможно существование Π большого радиуса, причём он образуется из зонного состояния электрона «безбарьерно» [7]. Ур-ние Шрёдингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{dx^2} - d\Psi^2(x) = \epsilon_0 \Psi(x) \quad (7)$$

в этом случае имеет точное решение (см. Шрёдингера уравнение нелинейное). В случае взаимодействия с опич. фононами $g = 2\hbar\alpha(2\hbar\omega_0/m)^{1/2}$ и $\Psi(x) = (b/2)^{1/2} \text{sech}(bx)$, $b = \alpha(2m\omega_0/\hbar)^{1/2}$, $\epsilon_0 = -\alpha^2 \omega_0$, где $\alpha \gg 1$ — константа связи. Φ -лы, аналогичные (4) и (5), имеют вид:

$$\epsilon \approx -\left(\frac{1}{3}\alpha^2 + 0,955\right)\hbar\omega_0, \quad m^* = \frac{32}{15}\alpha^2 m. \quad (8)$$

Константа α выбрана так, что при слабой связи $\epsilon \approx -\alpha\hbar\omega_0$, как и в (6). Переход к сильной связи происходит при $\alpha \approx 1,5$, т.е. равнее, чем для трёхмерного Π .

Наиб. изучены проводящие полимеры типа полиацетилен (C_2H_2) с сопряжёнными связями (см. Квазиодномерные соединения). В нек-рых из них осн. дисперсия. состояние системы возникает вследствие Пайерса перехода, создающего чередующуюся последовательность одинарных и двойных связей, а в других равенность связей нарушается также и периодич.

потенциалом окружения. П. возникает за счёт того же взаимодействия с акустич. фононами, к-рое ответственно за паверловский переход. Поэтому энергия связи П. велика, сравнима с шириной запрещённой зоны (паверловская щель $\Delta \sim 1$ эВ). Радиус состояния велик — порядка 10 межатомных расстояний, поэтому применимо континуальное описание, типичное $m^* \sim 10m_0$. (Образуются также *бильроны* (2 электрон в общей деформации). Из-за паверловской природы осн. состояния П. описываются двухкомпонентным аналогом у-ринов (7) и тесно связаны с топологич. солитонами, существующими в этих материалах. Наличие этих 3 типов носителей заряда (П., бильрон, *солитон*), возможность их взаимных превращений и зависимость их отности, устойчивости от природы осн. состояния специфичны для квазидомерных систем с большой паверловской деформацией и обуславливают их электронные свойства [8].

Полароны др. типов. В магнитоупорядоченных кристаллах П. возникают вследствие взаимодействия носителей заряда с *магнонами*. Напр., в антиферромагн. кристаллах вокруг электрона может возникнуть область ферромагн. упорядочения. Магн. П. существенно влияют на свойства *полужемитных полупроводников* типа $Cd_{1-x}Mn_xS(Se, Te)$. Вблизи к П. флукуты — области с изменённым параметром порядка, возникающие вокруг носителей заряда. Аналогичны поларонные эффекты, связанные с экситонами.

Лит.: 1) Пекар С. И., Локальные квантовые состояния электрона в идеальном монокристалле, «ЖЭТФ», 1946, т. 16, с. 341; 2) К и т в е л а Ч., Квантовая теория звездных тел, пер. с англ., М., 1987; 3) А п п е л ь Д. И., Ф и р с о в Ю. А., Подпороны, М., 1975; 4) Л е а н о н И. Б., Р а ш б а Э. И., Пороговые явления и связанные состояния в поларонной проблеме, «ФНТ», 1975, т. 111, в. 4, с. 483; 5) Ф е й л м а н Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1978, т. 8; 6) А з у л е р Э. Д., Л у с и с Д. Ю., Ч е р н о в С. А., Электронные возбуждения и радиолокационные щелочно-галогенных кристаллов, Физ., 1979, т. 9, в. 6 а, Э. И., Автолокализация экситонов, в кн.: Экситоны, М., 1985, т. 13; 7) В е с с е т А. J. и др., Solitons in conducting polymers, «Rev. Mod. Phys.», 1988, т. 60, p. 781.

ПОЛЯРЫ (звёзды типа АМ Геркулеса) — *тесные двойные звёзды*, характеризующиеся наличием значит. поляризации излучения, что и получило отражение в их названии. Впервые этот эффект обнаружен С. Тапиа (S. Tapia) в 1976 у объекта АМ Геркулеса.

Известно 13 П., четыре из к-рых имеют орбитальные периоды от 81,0 до 108,5 мин, шесть — в очень узком интервале от 113,5 до 114,8 мин и три — от 185,6 до 222,5 мин. Кроме орбитальной переменности наблюдаются также более медленные изменения *блеска* с характерным временем месяца и годы (амплитуда 2—4^m) и быстрая переменность с характерным временем 1—10 с (амплитуда 0,1—0,3^m). Вследствие селекции число известных П. составляет $\approx 1/3$ от общего числа потенциально наблюдаемых объектов этого типа.

Группа П. выделяется среди др. катализмич. переменных (см. *Переменные звёзды, Новые звёзды*) наличием ряда характерных свойств: излучение в оптической и ближней ИК-области сильно поляризовано (степень поляризации у нек-рых П. доходит до 35%), причём поляризация меняется с тем же периодом, что и блеск и *лучевые скорости*; в спектре наблюдаются эмиссионные линии водорода, гелия и др. элементов, причём «ядра» и «крылья» линий могут изменяться по обязательно синфазно; наблюдается рентг. и УФ-излучение, распределение энергии в спектре обычно имеет локальные максимумы в жёстком и мягком рентг. диапазонах, а также в оптической или ближней ИК-области. Второе и третье свойства характерны также для др. (нематричных) катализмич. переменных (КП). Наличие поляризации само по себе не может свидетельствовать о принадлежности к П., необходима синхронность (но не синфазность) изменения всех характеристик излучения.

Ультракороткопериодч. двойная система, образующая П., состоит из невырожденного спутника, являющегося своей *полюстью Роша*, и *белого карлика* (орбитальное и вращательное движения к-рого синхронны) с сильным (10^7 — 10^8 Гс) магн. полем. Массы спутников приблизительно пропорциональны орбитальному периоду и составляют 0,14—0,45 M_{\odot} , а их *спектральные классы* M4III и более поздние. Массы белых карликов, по косвенным данным, составляют 0,6—1,2 M_{\odot} . Размеры магнитосферы r_m белого карлика превосходят расстояние между компонентами a , и истекающее из-редокности внутрь, точки Лагранжа шестево облачко спутника движется вдоль магн. силовых линий. Такой объект наз. магнитной тесной двойной системой (МТДС), в отличие от объектов с $r_m \lesssim a$. Для анализа удобно выделить три осн. зоны движения вещества, к-рые показаны на рис. 1.

В первой зоне структура истекающей из оболочки спутника струи плазмы зависит также от направления магн. поля. Скорость *аккреции* (кол-во перетекающего вещества за единицу времени) максимальна, если магн. ось белого карлика направлена вдоль линии центров, и практически равна нулю, если эти оси перпендикулярны друг другу. Т. о., изменения светимости в неск. десятков раз с характерным временем месяца и годы могут быть объяснены изменениями ориентации магн. осей белого карлика. Кроме того, на скорость аккреции влияют активность звезды-спутника (подобная солнечной), доплитер. прогрез оболочки спутника рентг. и УФ-излучением белого карлика, а также малые флукутации расстояния между звёздами под действием возможного третьего тела типа Юпитера.

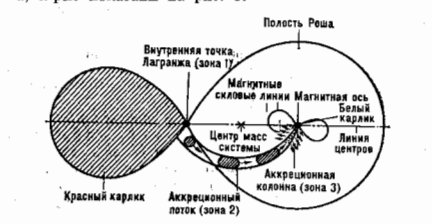


Рис. 1. Схема поляр.

Вторая зона наиб. протяжённая, и именно здесь осуществляется эфф. передача момента импульса аккрецирующей плазмы белому карлику, определяющая как траекторию движения самого вещества, так и энтопию вращат. движения белого карлика. Взаимодействие магн. поля белого карлика с оболочкой спутника и аккрецирующей плазмой приводит к быстрой ($t_m \sim 10^3$ лет) синхронизации орбитального и вращат. движений белого карлика, к-рая является наиб. удивительной особенностью П., отличающей их от множества др. КП с быстро вращающимися белыми карликами, а также от двойных систем с нейтронными звёздами. Асинхронные МТДС (время жизни $t < t_m$) находятся на т. н. стадии *прошлелера*: вещество выбрасывается за пределы магнитосферы дополнительной центробежной силой, возникающей при движении вещества вдоль быстро вращающихся магн. силовых линий белого карлика. Такие объекты классифицируются как IIIр, в отличие от классич. П. (IIIм), и на этой короткой стадии могут наблюдаться как радиосточники. Примером системы с быстро синхронизирующимися белым карликом является V 1500 Лебедя, вспыхнувшая в 1975 как классическая новая. В объектах, у к-рых $r_m < a < a$ (где r_m — радиус белого карлика), присутствует как аккрец. диск, так и аккреция в окополярных области. Они наз. «промежуточными П.» (IIIа), поскольку частично обладают свойствами как МТДС,

так и магнит. КП. Объекты, у к-рых $r_0 \approx r_0$, являются магн. КП — новыми, повторными новыми, карликовыми новыми и новоподобными звёздами. Вблизи положения равновесия возможны циклические (не строго периодические ввиду неустойчивости характеристик оболочки спутника) изменения ориентации магн. оси белого карлика относительно линии центров с характерными временами 1—10 лет, что приводит к циклич. перемены фазовых кривых изменения потока, поляризации и лучевых скоростей. В пользу такой модели «качающегося диполя» свидетельствуют также корреляции светимости и смещения кривых блеска по фазе. При достаточно большой скорости аккреции белый карлик вращается не совсем синхронно, делая один оборот относительно спутника за нек. лет. Однако «переключения» аккреции с одного полюса на другой, к-рые должны были бы наблюдаться в этом случае, до сих пор не обнаружены ни у одного из П. Наблюдаемая же иногда аккреция одноврем. на 2 полюса может объясняться и в рамках модели «качающегося диполя».

Третья зона — аккрец. колонна (АК) между поверхностью белого карлика и аккрец. потоком (рис. 2) — является осн. источником излучения П., доминирующим над излучением звёздных компонентов. Аккрец.



Рис. 2. Схематическое изображение основных источников изменения поляра.

поток, движущийся вблизи белого карлика со скоростью нек. тысяч км/с, ударившись с плазмой в АК и тормозясь, образует ударную волну. В процессе дальнейшего падения плазма охлаждается от 10^8 до 10^6 К а за счёт рентг. тормозного и оптич. циклотронного излучения. Возможно также протекание термоядерных реакций у основания АК. Полная мощность излучения АК может достигать 10^{38} — 10^{37} Вт.

Высота (над поверхностью белого карлика) фронта ударной волны может изменяться с характерным временем порядка нек. секунд, что может объяснить наблюдаемую быструю переменность П. Кроме того, могут существовать ещё 5 типов неустойчивости, связанных с возможными неоднородностями трёхмерной АК. Под воздействием приливных сил и магн. поля облака плазмы, истекающей из звезды-спутника, вблизи белого карлика приобретают форму «спагетти», длина к-рых в $\sim 10^4$ раз превышает их толщину. При столкновении с ударной волной в каждом из «спагетти» могут возникнуть квазипериодич. колебания структуры, продолжающиеся десятки секунд (время «пролёта» отд. «спагетти» на расстояние, равное его длине). Наблюдаемые быстрые изменения блеска ряда П., к-рые могут

быть объяснены этим механизмом, известны как феномен «шпайра».

Эволюция П., как и др. КП, определяется в осн. потерей момента импульса системой за счёт гравитационного излучения (см. *Гравитационные волны*) и, возможно, магн. *звёздного ветра*.

Лит.: R i t t e r H., Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects, 5 ed., «Astron. Astrophys. Suppl.», 1980, v. 85, p. 1179; F r a n k J., The evolution of magnetic cataclysmic variables, Münch., 1985; L a m b D. Q., Recent developments in the theory of AM Her and DQ Her stars, в кн.: Cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries, Dordrecht — 1981, 1985, p. 180; L i e b e r t J., S t o c k m a n H. S., The AM Herculis magnetic variables, там же, p. 151; A n d r o n o v I. L., On the mechanism of the «Noisier» phenomenon in magnetic close binary systems, «Astron. Nachr.», 1987, Bd. 308, S. 229; e r g o m e S. Winding dipoles in magnetic close binary stars, «Astrophys. Space Sci.», 1987, v. 131, p. 357; В о л х а т с к а я Н. Ф., Тесные двойные системы типа AM Геркулеса, Обзор наблюдательных данных, «САО АН СССР», 1989, № 43. Автор: Л. Андронов.

ПОМЕРАНЧУКА ТЕОРЕМА В фазике высоких энергий ψ — устанавливает асимптотич. равенство полных сечений ($\sigma_{\text{полн}}$) взаимодействия частицы a и античастицы c с одной и той же произвольной мишенью b в пределе, когда энергия E частицы стремится к бесконечности:

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \left(\frac{\sigma_{\text{полн}}^{ab}(E)}{\sigma_{\text{полн}}^{cb}(E)} \right) = 1. \quad (1)$$

П. т. основана на свойствах аналитичности и *перекрёстной симметрии* (креслинг-симметрии) амплитуд рассеяния, к-рые вытекают из общих принципов квантовой теории поля, а также на естеств. физ. предположениях: 1) амплитуды $T(\psi)$ не являются осциллирующими функциями при $E \rightarrow \infty$; 2) $\lim_{E \rightarrow \infty} \frac{\text{Re } T(\psi)}{\text{Im } T(\psi)} \ln(E/E_0) \rightarrow 0$ при $E \rightarrow \infty$ (E_0 — энергия порядка энергии покоя рассеиваемой частицы).

Эта теорема сформулирована И. Я. Померанчуком в 1958 [1] при следующих предположениях: взаимодействия адронов при высоких энергиях имеют дифракц. характер, амплитуды процессов упругого рассеяния являются *прем. мнимыми*, полные сечения взаимодействия $\sigma_{\text{полн}}^{ab}(E)$ стремятся к пост. пределу при $E \rightarrow \infty$. В этом случае равенство (1) можно сформулировать как утверждение о том, что разность полных сечений взаимодействия частицы и античастицы $\Delta\sigma = \sigma_{\text{полн}}^{ab}(E) - \sigma_{\text{полн}}^{cb}(E)$ стремится к нулю с ростом энергии. Последующие эксперим. данные показали, что полные сечения взаимодействия адронов растут с увеличением энергии. Однако равенство (1) остаётся справедливым и в случае растущих полных сечений. Если $\sigma_{\text{полн}}^{ab} \rightarrow \infty$ при $E \rightarrow \infty$, то предположение 2 может быть доказано исходя из аналитичности и *унитарности условия*. П. т. исторически явилась первой из *асимптотических теорем*, к-рые следуют из весьма общих свойств релятивистской квантовой теории.

Общий метод доказательства П. т. для растущих полных сечений взаимодействия [2], а также её обобщение на дифференц. сечения процессов, связанных соотношениями креслинг-симметрии, разработаны в [3—5]. Показано, что в предположении об отсутствии осцилляций амплитуд рассеяния при $E \rightarrow \infty$ дифференц. сечения упругого рассеяния частицы и античастицы при фиксиров. значениях квадрата переданного 4-импульса t стремятся к одинаковому пределу с ростом E :

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \left(\frac{d\sigma_{\text{уп}}^{ab}(E, t)}{dt} / \frac{d\sigma_{\text{уп}}^{cb}(E, t)}{dt} \right) = 1. \quad (2)$$

В случае произвольной двухчастичной реакции $ab \rightarrow cd$ аналогичное равенство должно выполняться

для дифференциальных сечений прямого и перекрестного $\sigma_B \rightarrow ad$ каналов при одинаковых значениях $t = (p_B - p_d)^2$. Все эксперим. данные о полных сечениях взаимодействия адронов в дифференциальных сечениях бинарных реакций согласуются с равенствами (1), (2).

Лит.: 1) Померанчук И. Я., Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 725; 2) Мейман Н. И., Об асимптотическом равенстве полных сечений частиц и античастиц, там же, 1962, т. 43, с. 2277; 3) Лофелло А. А. и др., Asymptotic relations between cross section in local field theory, «Phys. Lett.», 1963, в. 7, р. 69; 4) Доглунов А. А., Негуеван Х. В. и У. Тодоров И. Т., Асимптотическое соотношение между амплитудами рассеяния в локальной теории поля, «Физматлит», 1966, т. 88, с. 51; 5) Van Hove L., An extension of Pomerenchuk's theorem to diffraction scattering, «Phys. Lett.», 1963, в. 5, р. 252. А. В. Кабдолов.

ПОМЕРАНЧУКА ЭФФЕКТ — явление темп-ры смеси твердого и жидкого ^2He при ее адиабатич. сжатии ниже темп-ры T_{II} . П. а. предсказан И. Я. Померанчуком в 1950, экспериментально обнаружен Ю. Д. Ауфрейным в 1965. П. а. обусловлен тем, что энтропия системы неупорядоченных ядерных спинов твердого ^2He остается постоянной вплоть до темп-ры Нееля T_N (см. Нееля точка, Антиферромагнетик), к-рая для твердого ^2He равна 1 мК, а энтропия жидкого ^2He убывает по линейному закону, характерному для ферми-жидкости (см. Квантовая жидкость). В результате ниже $T_{II} \approx 0,32$ К энтропия жидкого ^3He не становится меньше энтропии твердого ^2He , а теплота плавления ^2He — отрицательной. Согласно Клапейрона — Клаузиуса уравнению, изменению знака теплоты плавления соответствует минимум на кривой плавления, и соответственно адиабатич. сжатие находящегося в равновесии смеси жидкого и твердого ^2He приводит к понижению ее темп-ры. П. а. используется для получения сверхнизких темп-р от 10–20 мК до 1–1,5 мК.

А. С. Вороних-Рожков.

ПОМЕРОН (полос Померанчука) — самый "правый" в комплексной плоскости угла момента J полюс Редже, определяющий в рамках Редже полюсов метода асимптотич. амплитуд рассеяния при высоких энергиях. П. имеет квантовые числа вакуума: нулевой изоспин, положительная четность и G -четность. Поскольку сигнатура П. положительна, то он даёт одинаковый вклад в амплитуды рассеяния частиц и античастиц и обеспечивает выполнение Померанчука теорем. Обмен несомкнутыми П. приводит к многопомеронным ветвлениям. Суммарный вклад полюса Померанчука и сопровождающих его ветвлений генерирует в J -плоскости особую особенность Померанчука, определяющую асимптотич. амплитуду дифракц. процессов — упругого рассеяния, дифракц. рождения частиц (см. Дифракционное рассеяние, Дифракционная диссоциация). А. В. Кабдолов.

ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ СВЕТА (от лат. ponderis, род. падеж ponderis — тяжесть и motor — движущий) — механич. воздействие оптич. излучения на вещество, состоящее в передаче ему светом импульса и момента импульса и не меняющее состояние вещества (плотность, темп-ру и т. п.). Частная форма такого воздействия — давление света. Механич. действие света, связанное с зависимостью оптич. свойств вещества от плотности и внутр. напряжений, обычно не считается П. д. с. и наз. с т р и к ц и е й (см. Электрострикция).

Природа и составляющие П. д. с. наглядно выясняются на примере действия светового поля на твердую частицу с размерами, меньшими длины волны света. Световое электрич. поле с напряженностью E индуцирует в частице осциллирующий диполь с моментом p . На диполь действует электрич. поле с силой $(\nabla E)E$ и магн. поле H света с силой $[pH]/c$. Их сумма $F = (\nabla E)E + [pH]/c$ и является силой П. д. с. В такой записи F не выражены явно физички различные ее составляющие. С учётом ур-ния Максвелла и соотношения $p = \hat{\alpha}E$, где $\hat{\alpha}$ — оператор полярности части-

цы, выражение для F приводится к следующему виду:

$$F = \nabla(E\hat{\alpha}E)/2 + (E\hat{\alpha} - \hat{\alpha}E) \times \dot{H}/2c + \frac{\partial}{\partial t} [EH]/c, \quad (*)$$

составляющие к-рого имеют разный смысл и значение. Первое слагаемое, определяемое плотностью энергии поля около частицы, такое же по форме, как и ponderomotorная сила в пост. электрич. поле; эта сила не выражает специфич. действия поля излучения. Среднее слагаемое — огубно излучательной природы, оно выражает давление света и описывает передачу импульса поля при поглощении и рассеянии волн. Величина постоянного во времени давления микромолочит. света с частотой ω выражается величиной $F_{\text{лс}} = 2\omega \text{Im}\hat{\alpha}_0 \text{Re} \{ [E, H^*] / c \}$ и определяется плотностью потока энергии (P — плотность вектора) и ее диссипацией, характеризуемой мнимой частью полярности $\hat{\alpha}_0$. Последнее слагаемое — сила Абрагама (см. Максвелла тензор напряжений) не имеет постоянной составляющей и осциллирует с удвоенной частотой света. В выражении $(*) E$ и H — комплексные амплитуды электрич. и магн. полей. Отметим, что при действии света на изолиров. атомы в молекулы диссипация его энергии обусловлена радиатц. трением, т. е. рассеянием света.

В приведенных выше выражениях сила П. д. с. формально задается значением напряженности электрич. и магн. полей около частицы. Фактически эти поля не являются полями падающего света, а получаются при рассеянии света на частице и сильно отличаются от полей падающего света. Однако установлено, что ponderomotorное действие наименьшего рассеяния света слабо отличается от действия падающего на частицу света по той же причине, по к-рой самодействие в пост. электрич. поле не вызывает движения частиц.

В протяженных средах на каждый элемент объёма действует сила F , причём p для сред имеет смысл дипольного момента элемента объёма. В этом случае выражение для F определяет не только ponderomotorные, но и др. объёмные силы в среде, к-рые образуются потому, что p в среде имеет двойную зависимость от местоположения: через распределение поля и через распределение диэлектрич. характеристик среды, если эта среда неоднородна. Величина силы П. д. с., составляющей часть объёмной силы, наиб. просто определяется для слабопоглощающих оптиически изотропных сред в стационарных световых потоках:

$$f = -(E^* \nabla E + H^* \nabla H) / 8\pi + (\epsilon \mu - 1) \frac{\partial}{\partial t} [EH] / 4\pi c,$$

где ϵ — диэлектрическая и μ — магн. проницаемость. В этом выражении последнее слагаемое — сила Абрагама, а первое (гораздо большее второго, т. к. $\mu - 1 \ll 1$) имеет ненулевое значение на границе кусочно-однородных сред. Эта составляющая такая же по форме, как и ponderomotorная сила в пост. электрич. поле, но по существу иная, т. к. определяет эффект излучения — давление света. Различие между описаниями разных сил одной ф-лой кроется в различии возможных распределений плотности полей излучения и постоянного электрич. поля.

Исторически первоначально ponderomotorные силы объяснялись упругим натяжением силовых линий в среде, в связи с чем компоненты сил определялись через тензор натяжений Максвелла: $f_n = \partial T_{nj} / \partial z_j$. В результате интегрирования этого выражения по объёму тела компоненты силы П. д. с. могут быть представлены в виде потока импульса через поверхность тела: $F_n = \oint T_{nj} dS_j$. В общем случае для оптически изотропных сред с произвольной частотой и пространственной дисперсией диэлектрич. проницаемости, в частности для сильно поглощающих сред, представление силы П. д. с. через к-л. тензор энергии-импульса неизвестно.

П. д. с. вызывает как перемещение тел, так и их вращение вследствие сообщения светом момента импульса веществу. Так же, как и при сообщении импульса, вращающий момент сил создается как неспецифическим для излучения образом, так и благодаря свойственной излучению. Неспециф. эффект обусловлен анизотропией поляризуемости и несимметрией распределения поля. Специфич. эффект излучения вызывается изменением круговой поляризации поля при рассеянии и поглощении циркулярно поляризованного света (см. *Садовского эффект*).

Концепция П. д. с. обычно применяется в линейной оптике. При описании механич. действия света высокой интенсивности, сопровождающегося нелинейными эффектами, пондеромоторные силы вообще не выделяются, хотя иногда возможно обобщение понятия П. д. с. на случай зависимости восприимчивости атомов и молекул от интенсивности облучения (см. *Нелинейные восприимчивости*).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электродинамики, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Зинкин А., Давление лазерного излучения, «УФН», 1973, т. 110, с. 101; Аскария Г. А., Движение частиц в поле лазера, там же, с. 115; Гьянзбург В. Л., Угаров В. А., Несколько замечаний о силах и тензоре энергии-импульса в макроскопической электродинамике, там же, 1978, т. 118, с. 175; С. Г. Прессельский.

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ в акустическом поле — совокупность сил, действующих на вещество тело, помещённое в звуковом поле. В П. с. вносят вклад переменное акустическое давление, пропорциональное амплитуде звука, и квадратичные эффекты — радиал. давление, силы Бьеркнеса (см. ниже), а также гидродинамич. силы, обусловленные движением среды в звуковой волне. П. с. проявляются в действии звуковой волны на чувствит. элементы приёмников звука, а УЗ-коагуляции, диспергировании, кавитации, в возникновении *акустических течений*, усталости материалов, подвергающихся длит. воздействию интенсивного акустич. излучения, во вступлении границ раздела двух сред.

Сила, действующая на элемент объёма ΔV и равная $f \Delta V$, где f — объёмная плотность П. с., определяется изменением импульса (см. *Импульс звуковой волны*) элемента объёма ΔV в единицу времени, равным импульсу, втекающему в объём через его поверхность. Если тензор плотности потока импульса — Π_{ik} , то i -я компонента силы, действующая на объём ΔV , определяется выражением

$$\int_{\Delta V} f_i dV = \oint \Pi_{ik} dS_k = \oint \Pi_{ik} n_k dS,$$

где dS — элемент поверхности, ограничивающий объём, а n_k — внешняя по отношению к объёму нормаль. Соответственно этому сила, действующая на элемент поверхности dS , равна потоку импульса через него и определяется выражением $\Pi_{ik} dS_k$. В частности, на поверхности единичной площади действует сила, i -я компонента к-рой $F_i = \Pi_{ik} n_k$. Тензор плотности потока импульса звуковой волны

$$\Pi_{ik} = -p\delta_{ik} - \rho v_i v_k + \sigma_{ik},$$

где p — акустическое давление, v_i — компонента колебательной скорости частицы, δ_{ik} — символ Кронекера ($\delta_{ik} = 1$ при $i = k$, $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$), σ_{ik} — тензор звуков. напряжений, ρ — плотность среды. Если поверхность жёсткая, то скорость частиц среды, прилегающих к ней, обращается в нуль и сила, действующая на единицу её площади, равна $F_i = -p\delta_{ik} n_k + \sigma_{ik} n_k$.

Обс. вклад в силу при таких условиях даёт звуковое давление p , и именно эта величина воспринимается чувствит. элементами приёмников звука. Для монокр. волн звуков. волн p — гармонич. ф-ция времени, связывающаяся с частотой звука. В жидкостях при интенсивности звука $I \approx 1$ Вт/см², характерной для ря-

да практич. применений в УЗ-технологии, $p = 10^4$ Па. Такие силы могут превышать порог прочности жидкости и вызвать *кавитацию*. Средняя по времени П. с., обусловленная звуковым давлением в гармонич. звуковых полях, равна нулю.

Помимо этого в звуковых полях возникают постоянные во времени П. с. Они определяются квадратичными членами тензора плотности потока импульса, усреднёнными по периоду колебаний звука. Отличные от нуля эти члены по порядку величины равны плотности энергии звуковой волны: $F_p = E = \rho v^2$. Обычно эти силы можно рассматривать как результат действия радиал. давления, или *давления звукового излучения*. Их величина мала, напр. в воздухе $F_p \sim 10^{-7}$ Па при интенсивности звука 10^{10} Вт/см², в воде $F_p \sim 10$ Па при интенсивности звука 1 Вт/см². Тем не менее они приводят к заметным эффектам, проявляющимся, напр., в появлении акустич. течений, во вступлении границ раздела двух сред и даже в возникновении фонтанич. жидкости.

П. с. значит. величины действуют не только на элементы среды, в к-рой возбуждено звуковое поле, но и на границах с ней поверхности, а также на тела, находящиеся в среде. Так, напр., на вешенное в акустич. поле тело, размеры к-рого много меньше длины звуковой волны λ , а плотность равна плотности окружающей среды, в звуковом поле действует сила, заставляющая его колебаться вместе с частицами среды. При отличии плотности тела ρ от плотности ρ окружающей среды возникает движение тела относительно среды, причём если $\rho_1 > \rho$ — то оно отстоит от частиц среды, а если $\rho_1 < \rho$ — то опережает их. Движение тела относительно среды вызывает дополнит. движением среды (рассеянную волну), а значит, и дополнит. силу реакции, действующую на тело. Напр., на жёсткую сферу радиуса a при $a \ll \lambda$ в поле плоской бегущей звуковой волны действует сила

$$F_p = 4\pi a^2 F (ka)^2 \frac{1 + \nu/(1 - \delta)^2}{(2 + \delta)^2},$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число звуковой волны, E — средняя по времени плотность энергии акустич. поля, $\delta = \rho/\rho_1$.

Если вблизи одного из тел в звуковом поле имеется другое, то влияние на первое тело рассеянной волны, исходящей от второго тела, приводит к появлению добавочной силы. Эта сила имеет характер вторичного радиал. давления и приводит к взаимодействию тел в звуковом поле. В частности, две сферы с радиусами a и b , пульсирующие в звуковом поле на расстоянии r друг от друга, притягиваются друг к другу с силой

$$F_b = 4\pi a^2 b^2 \frac{v_a v_b}{r^4} \cos \varphi,$$

где v_a, v_b — колебат. скорости поверхностей сфер, φ — сдвиг фаз их колебаний, ρ — плотности среды; F_b наз. силой Бьеркнеса. Между осциллирующими сферами возникают более слабые силы взаимодействия; для двух сфер, осциллирующих в звуковом поле под действием звука со скоростями v_a и v_b , центральная составляющая этой силы равна

$$F_b = \frac{3}{2} \rho \frac{(1 - \delta)^2}{\delta^2} \frac{a^2 b^2}{r^4} v_a^2 v_b^2 \cos^2 \varphi (1 + 3 \cos 2\alpha)$$

(α — угол между направлением колебаний тел и линией, соединяющих их центры).

Наряду с силами акустич. происхождения, зависящими от сжимаемости среды, на тела, помещённые в звуковом поле, действуют также силы, вызванные движением тела относительно среды. Такие силы наз. гидродинамическими. К их числу относится сила сопротивления, к-рую испытывает тело, движущееся с пост. скоростью в вязкой жидкости. Для жёсткой сферы радиуса a , движущейся со скоростью v ,

эта сила выражается ф-лой Стокса: $F_c = \text{блвр}$, где ν — коэф. динамич. вязкости среды.

Др. примером гидродинамич. силы является сила Бернулли, притягивающая тела, движущиеся в жидкости или омываемые ею. Для случая двух жестких сфер с радиусами a и b , находящихся на расстоянии r друг от друга в потоке жидкости, движущейся со скоростью v , сила Бернулли равна

$$F_b = \frac{3}{2} \pi r \frac{\rho v^2}{r^3} v^3.$$

Эта сила действует, в частности, на находящиеся в звуковой поле жесткие частицы, малые по сравнению с λ . Заметим, что в случае возникновения акустич. течений и микропотоков при кавитации различие между гидродинамич. силами и усредненными по времени П. с. бывает часто условным.

П. с. используются в разнообразных приборах звуку, устройствах, измеряющих его интенсивность (радиометр, Рэлея диск). На действии П. с. основаны эффекты коагуляции, дегазации жидкостей и металлов, диспергирования твердых тел в жидкости, эмульгирования и т. п., применяемые в УЗ-технологии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. 6; Лебедев П. Н., Собр. соч., М., 1963, с. 69; Кривильников В. А., Крылов В. В., Введение в физику акустики, М., 1984. Н. А. Назарович.

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ в электродинамике — силы, действующие на тела в электрич. и магн. полях. Термин «П. с.» введен во времена, когда наряду с весовыми телами признавалось существование невесомых субстанций (афир, электрич. жидкость и т. п.); в совр. лексиконе иногда говорят просто об эл.-магн. силах.

Плотность П. с. связана с тензором напряжений σ_{ik} (см. *Напряжение механическое*) соотношением

$$f_i = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k},$$

где f_i — i -я компонента плотности П. с., x_k — пространственные координаты ($i, k = 1, 2, 3$). В электрич. поле П. с. действуют как на проводящие, так и на диэлектрич. тела. Для изотропной жидкой диэлектрич. среды

$$f = \frac{1}{8\pi} \nabla [E^2 \epsilon \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)] - \frac{E^2}{8\pi} \nabla \epsilon + \rho E, \quad (1)$$

где ϵ — диэлектрич. проницаемость, ρ — плотность среды, ρ — плотность сторонних зарядов (здесь и далее используется гауссова система единиц). Последний член описывает силы, действующие на сторонние заряды в диэлектрике. Наб. простой вид плотность объемных П. с. имеет в газе, где ϵ пропорциональна T :

$$f = \frac{e-1}{8\pi} \nabla E^2.$$

В случае металлов в электростатич. поле П. с. действуют только на их поверхность, создавая отрицательное давление, равное $E^2/8\pi$, где E — поле на поверхности проводника (ортогональное ей). В случае твердого диэлектрика ф-лы для П. с. имеют более сложный вид, поскольку в (1) необходимо добавить члены, связанные с изменением тензора диэлектрич. проницаемости под действием деформаций сдвига, не изменяющих плотность тела. Кроме того, в кристаллах ряда низкосимметрич. кристаллич. классов — *пьезоэлектриках* — возникает напряжения, пропорциональные не второй, а первой степени электрич. поля.

Объемные интегралы, определяющие полную силу F и момент сил K , действующие на тело в целом, можно свести к интегралам по поверхности S , охватывающей это тело:

$$F = \frac{e}{4\pi} \oint_S \left[E(nE) - \frac{1}{2} E^2 n \right] dS, \quad (2)$$

$$K = \frac{e}{4\pi} \oint_S \left[(rE)(nE) - \frac{1}{2} E^2 (rn) \right] dS,$$

где e — диэлектрич. проницаемость веш. (однородной) среды, r и n — радиус-вектор и веш. нормаль к элементу поверхности. Эти силы, в частности, приводят к втягиванию диэлектрика в области с большими значениями E .

Аналогично случаю электрич. поля на тело с магнитной проницаемостью μ действует сила со стороны магн. поля с объемной плотностью

$$f = \frac{1}{8\pi} \nabla \left[H^2 \left(\frac{\partial \mu}{\partial t} \right) \right] - \frac{H^2}{8\pi} \nabla \mu + \frac{\mu}{c} [jH]. \quad (3)$$

Первые два члена связаны с воздействием непосредственно на магнетик, последний член — с силами, действующими на токи проводимости и токи, связанные с перемещением сторонних зарядов. В случае $\mu \approx 1$ этот член оказывается основным и сила, действующая на проводник с током, равна

$$F = \frac{\mu}{c} \int [jH] dV. \quad (4)$$

Эта ф-ла применима как к жидким, так и к твердым проводникам. Если принять, что ток j протекает по линейному (т. е. тонкому) проводнику, в магн. поле H создается др. линейных проводниками с током, то из (4) следует *Ву — Саара закон*. В общем случае ф-ла (4) определяет также внутренние силы, с к-рыми разл. участки проводника взаимодействуют друг на друга. Так, на катушку с током действуют П. с., сжимающие её вдоль осей и растягивающие в радиальном направлении, что, в частности, затрудняет получение сильных магн. полей из-за ограниченной механич. прочности катушки.

П. с. часто удобнее вычислять, используя закон сохранения энергии для системы тел с учётом полей. Под действием П. с. происходит деформация тел — *электрострикция* и *магнитострикция*, поэтому для вычисления равновесных состояний необходимо учитывать и силы упругости, возникающие при такой деформации.

В перем. эл.-магн. поле объемная плотность П. с. отличается от суммы выражений (1) и (2) дополнит. слагаемым $\{(e-1)/4\pi c\} \partial [E(nE)]/\partial t$, называемым силой Абратова. Одной из разновидностей П. с. являются силы давления эл.-магн. воли (передача импульса и момента импульса телу при поглощении, отражении и преломлении эл.-магн. воли), в частности *Балезине света* и *Сабосского эффект*.

Лит.: Тамм И. Э., Основы теории электродинамики, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электродинамика, М., 1983, гл. 4. А. И. Вольман.

ПОПЕРЕЧНАЯ ВОЛНА — волна, у к-рой характеризующая её векторная величина лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (для гармонич. волн — волновому вектору k). К П. в. относят, напр., волны в струнах или упругих мембранах, когда смещения частиц в них происходят строго перпендикулярно направлению распространения волны, а также плоские однородные эл.-магн. волны в изотропном диэлектрике или магнетике; в этом случае поперечные колебания совершают векторы электрич. и магн. полей.

П. в. обладает поляризацией, т. е. вектор её амплитуды опред. образом ориентирован в поперечной плоскости. В частности, различают линейную, круговую и эллиптич. поляризацию в зависимости от формы кривой, к-рую описывает конец вектора амплитуды (см. *Поляризация волн, Поляризация света*). Понятие П. в.

так же, как и продольной волны, до нек-рой степени условно и связано со способом её описания. «Поперечность» и «продольность» волны определяются тем, какие величины реально наблюдаются. Так, плоская эластич. волна может описываться продольным *Герца* вектором. В ряде случаев разделение волн на продольные и поперечные вообще теряет смысл. Так, в гармонич. волне на поверхности глубокой воды (см. *Волны на поверхности жидкости*) частицы среды совершают круговые движения в вертикал. плоскости, проходящей через волновой вектор k , т. е. колебания частиц имеют как продольную, так и поперечную составляющие.

ПОРОГ БОЛЕВОГО ОЩУЩЕНИЯ — см. *Боль*.
ПОРОГ ЗРИТЕЛЬНОГО ОЩУЩЕНИЯ — минимальная интенсивность света, вызывающая зрительное ощущение. Величина П. з. о. зависит от адаптации глаза к световому воздействию и от угл. размеров наблюдаемого объекта. При ночном зрении, когда яркость объектов не превышает 10^{-3} кд/м², работает только палочковый зрительный аппарат (см. *Зрение*), чувствительность глаза очень велика и человек способен видеть объекты 1-й величины, что соответствует освещенности зрачка глаза $9 \cdot 10^{-9}$ лк. В условиях зрительного темнового адаптации для появления зрительного ощущения достаточно 3—4 фотона (сине-фиолетовой участка спектра). Мин. порог составляет $9 \cdot 10^{-19}$ лм ($8 \cdot 10^{-8}$ кд/м²). Это порог акроматии. Ночного зрения, когда все окрашенные предметы воспринимаются только белыми, серыми или черными. Число различимых по яркости акроматич. полей объекта составляет от 10 до 100 в зависимости от размеров объекта и четкости границ объектов и фоном.

Колбочковый зрительный аппарат, обеспечивающий цветное зрение, начинает работать с уровня яркости $\sim 10^{-4}$ кд/м², с к-рого начинается т. н. сумеречное зрение, когда работают и палочки, и колбочки. При яркости ≥ 125 кд/м² палочки теряют чувствительность и только колбочки несут информацию о поле зрения. Эта область дневного зрения, к-рая сверху ограничивается сленящей яркостью на уровне $\sim 10^4$ кд/м². П. з. о. дневного (колбочкового) зрения зависит от длины волны света (см. *Цветовая адаптация*).

Лит.: В а р з и я И. В. Проблемы порогов чувствительности и психофизические методы. М., 1978. Н. А. Валов. **ПОРОГ СЛЫШИМОСТИ** — см. *Пороги слуха*.

ПОРОГИ СЛУХА — значения физ. характеристик звука, соответствующие возникновению слухового ощущения или изменению качества этого ощущения. Уровень интенсивности звука, соответствующий возникновению слухового ощущения в условиях типичной, наз. абсолютным П. с. или порогом слышимости. У молодых людей нижняя граница абс. П. с. наблюдается в диапазоне частот 1,0—4,0 кГц и составляет по давлению сотые доли мПа. Величина 2,40—5 Па условно принята в качестве точки отсчета при введении шкалы уровней звукового давления, измераемой в дБ. Зависимость абс. П. с. чистых тонов от частоты наз. аудиограммой. Тем же терминем обобщают в частотную зависимость отклонений абс. П. с. конкретного человека от нормативных П. с., принятых для данной частоты международным стандартом. Аудиограммы используют при диагностике слуховых нарушений. Абс. П. с. растут с уменьшением длительности тонов; для сигналов короче 0,3 с десятикратное уменьшение длительности приводит к повышению абс. П. с. примерно на 10 дБ. Ограничение области слышимости человека со стороны высоких уровней интенсивности определяется существованием т. н. болевых порогов (наз. также порогамы ощущения покалывания, шекотания, ослепания). Болевые П. с. мало зависят от частоты звука. Уровень звукового давления болевого П. с. составляет, как правило, 120—130 дБ.

Наряду с абсолютными существуют разностные П. с., соответствующие разности параметров сигнала, приводя-

щей к изменению качества ощущения. Частное от деления разностных П. с. на ср. значение изменяемого параметра наз. д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы м П. с. и обычно выражают в %. Согласно закону Вебера, дифференц. П. с. должны слабо зависеть от ср. значения изменяемого параметра. Этот закон выполняется, однако, только в особых случаях, напр. для дифференц. П. с. по интенсивности широкополосных шумов в диапазоне уровней выше 30 дБ над абс. П. с. этого звука. Дифференц. П. с. по интенсивности для тонов уменьшаются с повышением уровня от 30—50% вблизи порога до 3—5% на уровнях ок. 90 дБ. Дифференц. П. с. по частоте с ростом частоты уменьшаются от 1—2% на частоте 0,1 кГц до 0,1—0,2% на частоте 2,0 кГц, но при дальнейшем росте частоты они вновь возрастают, достигая 2—3% на частоте 10 кГц. Дифференц. П. с. могут быть определены и для длительности сигнала. Для чистых тонов длительностью короче 0,1 с они составляют десятки %, на высоких уровнях уменьшаются до 5—8%.

Для определения П. с. обычно применяют метод вынужденного выбора, при к-ром испытуемый указывает, в каком из заданных интервалов времени сигнал имеется или отличается по своему звучанию от эталонного. При использовании более традиционного, порогового метода, когда испытуемый должен указать, слышит он сигнал или нет, большую роль играют предвостройка испытуемого, степень его тренированности, уверенности в себе и т. д. Частично от такой субъективности можно избавиться, учитывая не только число правильно ознанных сигналов, но и число ложных тревог и пропусков сигнала. Для измерения П. с. можно также использовать методы объективной аудиометрии, когда возникновение слухового ощущения определяют по появлению элктрич. ответов в центр. нервной системе. Наиб. распространение получают регистрации т. н. коротколатентных потенциалов ствола мозга. Объективная аудиометрия особенно важна для изучения слуха детей и лиц с тяжелыми слуховыми нарушениями.

П. с. животных можно определять как методами объективной аудиометрии, так и при изучении их поведения. Абс. П. с. в области высоких звуковых и V3-частот у многих животных существенно ниже, чем у человека. Так, кошка в частотном диапазоне 3—8 кГц слышит звуки с давлением ок. 10^{-8} Па, что, по-видимому, объясняется усилением сигнала за счёт резонанса ушной раковины. Кроме того, большинство млекопитающих обладают высокой чувствительностью в частотном диапазоне 30—60 кГц, летучие мыши и зубчатые киты воспринимают и анализируют сигналы частотой 150—200 кГц. У наземных позвоночных (амфибии, рептилии, рыбы) V4-граница слуха снижена до 1—5 кГц, гл. обр. вследствие ограничений, накладываемых механич. характеристиками звуковоспринимающих структур. Дифференц. П. с. у животных ниже только для тех звуков, анализ к-рых осуществлен для выживания в естестве. условий существования вида (коммуникац. сигналы, сигналы, издаваемые хищником или предполагаемой жертвой).

П. с. одного сигнала (тестового) может определяться и в присутствии др. звука — маскира. Такие пороги маскировки широко используются для изучения частотной селективности слуха, его помехоустойчивости и в ряде др. случаев (см. *Маскировка звука*). Как абсолютные, так и дифференц. П. с. могут меняться после продолжит. воздействия громких звуков.

Лит.: Физиология сенсорных систем, Л., 1976.

Н. Г. Бибиков,

ПОРЯДКОВЫЙ НОМЕР химического элемента — то же, что *атомный номер*.

ПОРЯДОК ИНТЕРФЕРЕНЦИИ — величина, равная разности хода интерферирующих лучей, выраженной в длинах световых волн. Если интерферирующие лучики отражаются от к-л. поверхности и при этом проис-

ходит изменение фазы, то в П. и. входит алгебраич. сумма всех скачков фаз, выраженная в радианной мере (см. *Отражение света*). При совпадении нач. фаз источников целые значения П. и. соответствуют максимумам, а полуполные — минимумам интерференц. картин. В реальных устройствах, предназначенных для наблюдения интерференц. П. и. меняются от единиц (*Френеля зеркала*, *Ньютона кольца*, *двухлучевые интерферометры*) до 10^8 и более (*интерферометр Фабри — Перо*). Чем выше П. и., тем более монохроматичным должен быть свет для наблюдения интерференц. картин.

См. также ст. *Интерференция света* и лит. при ней.

ПОСЛЕДСТВИЕ МАГНИТНОЕ — см. *Магнитная вязкость*.

ПОСЛЕДСТВИЕ УПРУГОЕ — явление релаксации, состоящее в изменении с течением времени деформиров. состояния твёрдого тела при неизменном напряжённом состоянии. П. у. характеризуется однозначностью условий равновесия (полная восстанавливаемость) между напряжением и деформацией, равновесное значение к-рой достигается по истечении достаточного времени (от микросекунд и меньше до очень больших промежутков времени). Продолжительность изменения — врем. релаксации — зависит от способа и темп-ры деформации, а также предистории и свойства твёрдого тела.

Различают прямое П. у. и обратное. Если к телу приложить пост. напряжение, то мгновенно (со скоростью звука) возникнет упругая деформация ϵ_y (рис.), к-рая в дальнейшем будет увеличиваться во времени t , асимптотически приближаясь к равновесному значению ϵ_p . Прирост дополнит. упругой деформации $\delta\epsilon = \epsilon_p - \epsilon_y$ наз. *прямым П. у.*, в отличие от обратного П. у., где после устранения напряжения мгновенно снимается упругая деформация ϵ_y , а дополнит. $\delta\epsilon$ асимптотически исчезает во времени. Дополнит. упругая деформация составляет малую часть полной равновесной упругой деформации. При знакопеременном нагружении П. у. проявляется в *гистерезисе упругого*. В отличие от *получности материала*, прямое П. у. полностью обратимо, что нашло отражение в термине *обратимая полнучность*, встречающемся в лит-ре для обозначения прямого П. у.

П. у. связано с наличием в материале точечных и линейных дефектов, их движением, взаимодействием и аннигиляцией.

Лит.: Н о в и к А. Б., Б е р р и Е., Релаксационные явления в кристаллах пер. с англ., М., 1975. *Ю. В. Пылаков.*

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ МЕТОД — то же, что *итераций метод*.

ПОСЛЕДСТВИЕ — люминесценция, наблюдающаяся после прекращения вызвавшего её внеш. воздействия (света, рентг. излучения, потока электронов и т. д.). П. — характерный признак люминесценции. В нек-рых случаях может продолжаться до неск. часов.

ПОСТОЯННАЯ ВЕРДЕ — см. *Верде постоянная*.

ПОСТОЯННАЯ ВРАЩЕНИЯ — см. *Вращение плоскости поляризации света*.

ПОСТОЯННАЯ РАСПАДА — константа, характеризующая радиоактивный распад:

$$\lambda = 1/T,$$

где T — время жизни радиоактивного ядра. П. р. связана с *периодом полураспада* $T_{1/2}$ соотношением

$$\lambda = 0,693/T_{1/2}.$$

Лит. см. при ст. *Радиоактивность*.

ПОСТОЯННЫЙ МАГНИТ — см. *Магнит постоянный*.

ПОСТОЯННЫЙ ТОК — *электрический ток*, плотность к-рого j не зависит от времени. Микроскопич. природа П. т. состоит в направленном чередовании дискретных заряд. частиц, но макроскопически он может рассматриваться как непрерывный процесс, аналогичный течению жидкости или газа. Чаще всего П. т. обусловлен движением зарядов в токопроводящих средах. Стационарный поток заряд. частиц в пустоте также представляет собой П. т.

Закон сохранения элктрич. заряда диктует для П. т. условие $\operatorname{div} j = 0$. Это практически всегда (исключая умозр. примеры экзотич. топологий) ведёт к замкнутости линий плотности П. т. (часто их наз. просто линиями тока). Тогда замкнутость оказывается и цель в целом. В силу того же закона каждое разветвление цепи подчинено *Кирхгофа правилам*. В обычных условиях вектор j пропорционален напряжённости элктрич. поля E , а сила тока I в конечном проводнике — приложенному напряжению U (*Ома закон*). При сильных полях эта линейная зависимость может нарушаться, соответственно говорят о *нелинейных явлениях* в элктрич. цепях.

Протекание П. т. сопровождается выделением джоулевой тепла в проводнике (*джоулевы потери*). Тепловая мощность тока Q определяется *Джоуля — Ленца законом*, $Q = Rj^2$ (R — сопротивление проводника). Для компенсации этих энергетич. потерь в цепь П. т. включается источник *электродвижущей силы* (эдс). Компенсация достигается за счёт механ. и, тепловой энергии (генераторы тока, *магнитогидродинамические генераторы*), энергии хим. реакций (хим. источники тока), тепловой диффузии носителей тока (см. *Термоэдс*), фотоэффекта (*солнечные батареи*) и т. д. Только при наличии сверхпроводимости ($R = 0$) П. т. могут циркулировать по цепям без указанной компенсации.

Согласно *Максвелла уравнениям*, проводник с П. т. создаёт вокруг себя магн. поле. В частном случае протяжённых линейных проводников это поле вычисляется по *Био — Саавра закону*. Магн. поле тока можно значительно сконцентрировать и усилить, если свить линейный проводник в спираль (*соленоид*). Замкнутый на себя тороидальный соленоид с П. т. не создаёт внеш. магн. поля, но обладает т. н. *аналепным моментом* (см. *Аналеп*).

П. т. широко применяется для электролиза в хим. пром-сти и металлургии, на транспорте (тяговые электродвигатели). Источники П. т. используются в прецизионных измерит. приборах, для питания малошумящей электронной аппаратуры, бытовых радиоприёмников и т. д. В энергетике линии электропередач на П. т. имеют ряд преимуществ перед традиционными, поскольку менее подвержены разл. рода потерям. Из-за неудобства трансформации напряжений П. т. они пока не получили достаточно широкого распространения, хотя представляются перспективными.

Лит.: С в я х у х и н Д. В. *Общий курс физики*. 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983; А х и з е р А. И., *Общая физика*. Электрические и магнитные явления, К., 1981.

ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ — движение твёрдого тела, при к-ром прямая, соединяющая две любые точки тела, перемещается параллельно своему нач. направлению. При П. д. все точки тела описывают одинаковые (при наложении совпадающей) траектории и имеют в каждый момент времени одинаковые по модулю и направлению скорости и ускорения. Поэтому изучение П. д. твёрдого тела сводится к задаче кинематики точки (см. *Кинематика*).

ПОТЕНЦИАЛ (потенциальная функция) (от лат. *potentia* — сила) — характеристика векторных полей, к к-рым относятся многие силовые поля (эл.-магн., гравитационное), а также поле скоростей в жидкости и др. Если П. векторного поля $X(r)$ есть скалярная ф-ция $\phi(r)$, $X = \operatorname{grad} \phi$, то поле X наз. *потенциальным* (иногда П. ваз. ф-цию $U = -\phi$). П. ф. определён с точ-

ностью до пост. величины. Для потенц. поля X справедливы условие $[\nabla X] = 0$, и обратно, если для нек-рого поля X всюду $[\nabla X] = 0$, то поле X — потенциальное, для него существует П.

Если нек-рое поле U соленоидально, т. е. $\nabla U = 0$, то для этого поля можно ввести векторный потенциал A , такой, что $U = [\nabla A]$, при этом A определен с точностью до градиента произвольной ф-ции (градиентная инвариантность). В общем случае любое векторное поле представляется суммой потенциального и соленоидального полей.

В классич. и квантовой физике измеряемыми на опыте являются силовые характеристики полей — их напряженности. На первый взгляд представляется, что сами по себе потенциалы полей не несут физ. смысл, а их введение в теорию — не более чем удобный техн. приём. Оказывается, однако, что в квантовой механике возникают эффекты (квантование магнитного потока, Ааронова — Бома эффект, Джозефсона эффект, эффект Казимира), в к-рых физ. природа П. проявляется непосредственно. Все эти эффекты имеют наглядную геом. интерпретацию. Векторный потенциал представляет собой связность в расслоении, базой к-рого служит соответствующее пространство (напр., пространство Минковского M_4). В квантовой теории поля ось. объект исследования — квантовые поля — являются аналитами классич. П., т. к. набор потенциальных ф-ций — мин. набор независимых динамич. переменных, полностью описывающий систему. Напр., в квантовой электродинамике такими переменными будут квантовые поля (потенциалы) $A_\mu(r, t)$, где 4-компонентный вектор A_μ задается потенциалами ϕ и A : $A_\mu = (\phi, A_x, A_y, A_z)$.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1986.

ПОТЕНЦИАЛ ВУДСА — САРКСОНА — используемый в ядерных моделях потенциал вида

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r-R)/a]}$$

где r — расстояние до центра ядра; V_0 , R , a — параметры, характеризующие глубину, радиус и размытие потенциала (см. Оболочечная модель ядра).

ПОТЕНЦИАЛ ЗАЖИГАНИЯ — см. Зажигания потенциалов.

ПОТЕНЦИАЛЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ — функции определённого набора термодинамич. параметров, позволяющие найти все термодинамич. характеристики системы как функции этих параметров. Все П. т. связаны между собой: по любому на них с помощью дифференцирования по его параметрам можно найти все остальные потенциалы.

Метод П. т. разработан Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1874 и является основой всей термодинамики, включая теорию многокомпонентных, многофазных и гетерогенных систем, а также термодинамич. теорию фазовых переходов. Существование П. т. — следствие 1-го и 2-го начал термодинамики. Статистич. физика позволяет вычислять П. т. исходя из представления о строении вещества как системы из большого числа взаимодействующих частей.

Внутренняя энергия $U(S, V, N)$ является П. т. в том случае, когда состояние системы характеризуется *интропией* S , объёмом V и числом частиц N , что характерно для однокомпонентных изотропных жидкостей и газов. U наз. также *изохорно-адиабатич. потенциалом*. Полный дифференциал U равен:

$$dU = TdS - pdV + \mu dN. \quad (1)$$

Здесь независимыми переменными являются три экстенсивные (пропорциональные V) величины S , V , N , а зависимыми — сопряжённые им интенсивные (конечные

в термодинамич. пределе $V \rightarrow \infty$) величины — темп-ра T , давление p и *химический потенциал* μ . Из условия, что U есть полный дифференциал, следует, что зависящие переменные T , p , μ должны быть частными производными от U :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V, N}, \quad -p = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S, N}, \quad \mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S, V}. \quad (2)$$

Второй производной U по объёму даёт адиабатный коэф. упругости:

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial V^2}\right)_{S, N} = - \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{S, N}$$

Теплоёмкость при пост. объёме равна

$$C_V = (\partial U / \partial T)_{V, N}.$$

Однако это не единственно возможный выбор независимых переменных, определяющих П. т. Их можно выбрать четырьмя разл. способами, когда независимыми являются одна термическая и две механ. величины: S, V, N ; S, p, N ; T, V, N ; T, p, N . Для того чтобы в полном дифференциале типа (1) заменить одну из независимых переменных ей сопряжённой, надо совершить *Лежандра преобразование*, т. е. вычесть произведение двух сопряжённых переменных.

Т. о. может быть получена анталия $H(S, p, N)$ (тепловая функция Гиббса), теплоемкость при пост. давлении, энтропия, энтропийно-изотермический потенциал при независимых переменных S, p, N :

$$H(S, p, N) = U + pN, \quad (3)$$

откуда следует, что

$$dH = TdS - Vdp + \mu dN, \quad (4)$$

где

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_{p, N}; \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{S, N}; \quad \mu = \left(\frac{\partial H}{\partial N}\right)_{S, p}. \quad (5)$$

Знание H позволяет найти теплоёмкость при пост. давлении $C_p = (\partial H / \partial T)_{p, N}$.

Свободная энергия $F(T, V, N)$ (энергия Гельмгольца, телосодержание, изобарно-пзотермич. потенциал в переменных T, V, N) может быть получена с помощью преобразования Лежандра от переменных S, V, N к T, V, N :

$$F(T, V, N) = U - TS, \quad (6)$$

откуда

$$dF = -SdT - pdV + \mu dN, \quad (7)$$

где

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{V, N}; \quad p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T, N}; \quad \mu = \left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{T, V}. \quad (8)$$

Вторые производные F по V и T дают теплоёмкость при пост. объёме $C_V = -T(\partial^2 F / \partial T^2)$, изотермич. коэф. давления

$$\gamma_T = - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{T, N} = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2}\right)_{T, N}$$

и изохорный коэф. давления

$$\gamma_V = - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V, N} = - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial V \partial T}\right)_T$$

Последнее соотношение основано на независимости второй смешанной производной от П. т. от порядка дифференцирования. Этим же методом можно найти разность между C_p и C_V :

$$C_p - C_V = -T^2 \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p^2 / \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$$

и соотношения между адиабатич. и изотермич. коэф. сжатия:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_S = \left(\frac{C_p}{C_v}\right) \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T.$$

Энергия Гиббса $G(T, p, N)$ (изобарно-изотермический потенциал в переменных T, p, N) связана преобразованием Лежандра с П. т. U, H, F :

$$G(T, p, N) = U - TS + pV = H - TS = F + pV, \quad (9)$$

откуда

$$dG = -SdT + Vdp + \mu dN, \quad (10)$$

где

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{p,N}; \quad U = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,N}; \quad \mu = \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,p} = \frac{G}{N}. \quad (11)$$

Пропорциональность G числу частиц делает его очень удобным для приложений, особенно в теории фазовых переходов. Вторые производные G дают теплоёмкость при пост. давлении

$$C_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{p,N} = -T \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right)_{p,N}$$

и изотермич. коэф. сжатия

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{T,N} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial p^2}\right)_{T,N} / \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,N}.$$

Из ур-ний (3), (5), (6), (8) следует, что П. т. U, H, F, G связаны уравнениями Гиббса — Гельмгольца:

$$U = H - p \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{S,N} = F - T \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{V,N}, \quad (12)$$

$$G = F - V \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T,N} = H - S \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_{p,N}.$$

к-рые применяются для построения разл. П. т. по эксп-р-мент. данным о термич. и калорич. ур-ниях состояния. Необходимые для этого граничные условия даёт предельный переход к идеальному газу и *Нернста теорема*, к-рая устанавливает, что $S = 0$ в пределе $T \rightarrow 0$, и поэтому $U = F$ и $G = H$.

Для незамкнутых систем, для к-рых N не фиксировано, удобно выбрать П. т. в переменных T, V, μ , к-рый не получил специального названия и обычно обозначается $\Omega(T, V, \mu)$:

$$\Omega(T, V, \mu) = G - pV - \mu N = -pV. \quad (13)$$

Его полный дифференциал

$$d\Omega = -SdT - pdV - Nd\mu, \quad (14)$$

где

$$S = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial T}\right)_{V,\mu}; \quad p = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial V}\right)_{T,\mu}; \quad \mu = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial N}\right)_{T,V}. \quad (15)$$

Все П. т. связаны с различными Гиббса распределениями. П. т. $\Omega(T, V, \mu)$ связан с большим канонич. распределением Гиббса соотношением

$$\Omega = -kT \ln Z(T, V, \mu), \quad (16)$$

где $Z(T, V, \mu)$ — статистический интеграл по фазовым переменным и сумма по N в случае классич. механики или статистическая сумма по квантовым состояниям. П. т. $F(T, V, N)$ связан с канонич. ансамблем Гиббса:

$$F = -kT \ln Z(T, V, N), \quad (17)$$

где $Z(T, V, N)$ — статистич. интеграл в классич. случае и статистич. сумма в квантовом. П. т. H связан с изобарно-изотермич. ансамблем Гиббса, к-рый был предложен С. А. Богуславским (1922). П. т. U связан с микроканонич. распределением Гиббса через энтропию:

$$S(U, V, N) = k \ln W(U, V, N), \quad (18)$$

где $W(U, V, N)$ — статистич. вес, к-рый является нормировочным множителем для микроканонич. распределения Гиббса. Полный дифференциал энтропии равен

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{p}{T} dV - \frac{\mu}{T} dN, \quad (19)$$

что эквивалентно ур-нию (1).

Статистич. интегралы или статистич. суммы в принципе можно вычислить исходя из функции Гамильтона в классич. случае или оператора Гамильтона в квантовом случае для системы из большого числа взаимодействующих частиц и т. о. вычислить П. т. методами статистич. механики.

Кроме перечисленных П. т. применяются и другие, напр. функции Массье — $F(T, V, N)/T$, функции Планка — $G(T, p, N)/T$. В общем случае, когда система с заданной энтропией описывается термодинамич. параметрами a_1, \dots, a_n и сопряжёнными им термодинамич. силами $\mathcal{F}_1, \dots, \mathcal{F}_n$.

$$U = U(S, a_1, \dots, a_n),$$

$$dU = T dS - \sum_{k=1}^n \mathcal{F}_k da_k + \mu dN, \quad (20)$$

и аналогично для систем с фиксиров. энергией.

Для поляризуемых сред П. т. зависит от векторов электрич. и магн. индукции D и H . Метод П. т. позволяет найти тензоры электрич. и магн. проницаемостей. В изотропном случае диэлектрич. проницаемость ϵ определяется из ур-ний

$$\frac{1}{\epsilon(T, V)} = -4\pi \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial D^2}; \quad \frac{1}{\epsilon(T, p)} = -4\pi \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial D^2}; \quad \frac{1}{\epsilon(S, V)} = -4\pi \frac{\partial^2 U}{\partial D^2}.$$

Особенно эффективно применение метода П. т. в том случае, когда между параметрами существуют связи, напр. для изучения условий термодинамич. равновесия гетерогенной системы, состоящей из соприкасающихся фаз и разл. компонент. В этом случае, если можно пренебречь внеш. силами и поверхностными явлениями, ср. энергия каждой фазы есть $U_k(S_k, V_k, N_k)$, где N_k^i — число частиц компоненты i в фазе k . Следовательно, для каждой из фаз

$$dU_k = T dS_k - p dV_k + \sum_i \mu_k^i dN_k^i \quad (21)$$

(μ_k^i — хим. потенциал компоненты i в фазе k). П. т. U минимален при условии, что полное число частиц каждой компоненты, полная энтропия и объём каждой фазы остаются постоянными.

Метод П. т. позволяет исследовать устойчивость термодинамич. равновесия системы относительно малых вариаций её термодинамич. параметров. Равновесие характеризуется макс. значением энтропии или минимумом её П. т. (внутр. энергии, энтальпии, свободной энергии, энергии Гиббса), соответствующих независимым в условиях опыта термодинамич. переменным.

Так, при независимых S, V, N для равновесия необходимо, чтобы была минимальна внутр. энергия, т. е. $\delta U = 0$ при малых вариациях переменных и при по-

стоястве S, V, N . Отсюда в качестве необходимого условия равновесия получаются постоянство давления и темп-ры всех фаз и равенство хим. потенциалов сосуществующих фаз. Однако для термодинамич. устойчивости этого недостаточно. Из условия минимальности П. т. следует положительность второй вариации: $\delta^2 U > 0$. Это вводит к условиям термодинамич. устойчивости, напр. к убыванию давления с ростом объёма и положительности теплоты при пост. объёме. Метод П. т. позволяет установить для многофазных и многокомпонентных систем Гиббса правило фаз, согласно к-рому число фаз, сосуществующих в равновесии, не превосходит числа независимых компонентов более чем на два. Это правило следует из того, что число независимых параметров не может превосходить числа ур-ний для их определения при равновесии фаз.

Для построения термодинамич. теории, к-рая учитывала бы и поверхностные явления, в вариациях П. т. следует учесть члены, пропорциональные вариации поверхности соприкасающихся фаз. Эти члены пропорциональны *поверхностному натяжению* σ , к-рое имеет смысл вариации производной любого из П. т. по поверхности.

Метод П. т. применим также и к непрерывным пространствам неоднородным средам. В этом случае П. т. являются функционалами от плотностей термодинамич. переменных, а термодинамич. равенства принимают вид ур-ний в функциональных производных.

Лит.: Ваальс И. Д. ван дер. Коэнстамм Ф., Курс термодинам. ч. 1. Общая термодинам. пер. с нем., М., 1936; Коэнстамм Ф. А., Химическая термодинам. пер. с нем., М., 1971; Гиббс Дж. В., Термодинам. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Новиков И. И., Термодинам. М., 1984.

ПОТЕНЦИАЛЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — в электродинамике функции, через к-рые выражаются векторы, характеризующие эл.-магн. поле. Наиб. часто используются *векторный потенциал* A и *скалярный потенциал* φ ; через них может быть представлено решение двух однородных ур-ний Максвелла $\Delta \mathbf{A} = 0$, $[\Delta \mathbf{E}] = -(1/c)\partial \mathbf{B}/\partial t$, не содержащих источников поля в явном виде:

$$\mathbf{B} = [\Delta \mathbf{A}], \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi$$

(использована гауссова система единиц). В среде, характеризующейся однородными *электропроводностью* σ , *диэлектрической проницаемостью* ϵ и *магнитной проницаемостью* μ , ур-ния для П. з. п. имеют вид

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\mu \epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \frac{4\pi \sigma \mu}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\Delta (\Delta \mathbf{A} + \frac{4\pi \text{rot rot } \mathbf{A}}{c} + \frac{\epsilon \mu}{c} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}) = -\frac{4\pi \mathbf{j}}{c},$$

$$\Delta \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho,$$

где \mathbf{j} и ρ — объёмные плотности электр. токов и зарядов. Неоднозначность введения потенциалов для одних и тех же эл.-магн. полей позволяет накладывать на П. з. п. доп. условия, наз. условиями калибровки (см. *Градиентная инвариантность*); это даёт возможность видоизменить (иногда упрощать) ур-ния для П. з. п.

Часто в задачах об излучении и распространении эл.-магн. волн в непоглощающих средах ($\sigma = 0$) используется потенциал Герца (см. *Герца вектор*) Ω , через к-рый выражаются векторный и скалярный потенциалы:

$$\mathbf{A} = \frac{\epsilon \mu}{c} \frac{\partial \Omega}{\partial t}, \quad \varphi = -\Delta \Omega;$$

здесь Ω т. о., они автоматически удовлетворяют условию калибровки Лоренца. Потенциал Герца удовлетворяет волновому ур-нию с электр. поляризацией

\mathbf{P} (плотностью электр. дипольного момента) в качестве источника в правой части:

$$\Delta \Omega - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \mathbf{P}.$$

Пользуясь принципом двойственности, для полей, создаваемых источниками магн. типа ($\mathbf{r}^{(m)}$, $\rho^{(m)}$, см. *Максвелла уравнения*), можно ввести сопряжённые обычным П. з. п. магнитные П. з. п. $\mathbf{A}^{(m)}$, $\varphi^{(m)}$, $\Omega^{(m)}$.

В задачах статки П. з. п. \mathbf{A} и φ ($\mathbf{A}^{(m)}$ и $\varphi^{(m)}$) обычно используются независимо друг от друга.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ (поверхность потенциальной энергии) молекул — зависимость внутренней (потенциальной) энергии молекулы от координат её ядер или др. координат, описывающих колебания атомов в молекуле (нормальных координат, внутр. колеб. координат типа растяжения связей и деформации валентных углов). При решении Шрёдингера уравнения для молекулы в *адиабатическом приближении* П. п. получается как зависимость энергии данного электронного состояния от координат ядер. В общем случае многоатомной молекулы П. п. (3N — 6)-мерная (N — число атомов в молекуле, для линейных молекул П. п. (3N — 5)-мерная. Для двухатомной молекулы П. п. одномерная и наз. просто потенциальной ф-цией. В адиабатич. приближении П. п. не зависит от изотопного состава молекулы.

Существуют два способа определения П. п. Первый основан на применении методов *квантовой химии*. Например, методы квантовой химии, учитывающие электронную корреляцию, способны качественно правильно определять форму П. п. (положение абс. и относит. минимумов, седловых точек и максимумов) и давать оценки барьеров на пути внутримолекулярных перегруппировок. Методы квантовой химии совершенствуются, и её возможности возрастают, по в наст. время (1990-е гг.) более точным методом определения параметров П. п. является решение обратной спектральной задачи. Он основан на применении эксперим. данных, найденных по колеб.-вращат. спектрам в квантовой механике расчётах. При этом выражение для потенц. энергии (потенциала V) разлагают в многомерный ряд Тейлора по степеням координат ядер *вблизи равновесной конфигурации* молекулы и ограничиваются нек. первыми членами ряда в зависимости от задачи и наличия необходимого кол-ва эксперим. данных. В безразмерных нормальных координатах q_k , к-рые связаны с обычными нормальными координатами $Q = (\hbar c \omega_k / h^2)^{-1/2} q_k$, этот ряд имеет вид

$$V = \frac{1}{2} \sum_k \omega_k^2 q_k^2 + \frac{1}{3!} \sum_{i,j,k} K_{ijk} q_i q_j q_k + \frac{1}{4!} \sum_{i,j,k,l} K_{ijkl} q_i q_j q_k q_l + \dots \quad (*)$$

где ω_k — частоты гармонич. колебаний, K_{ijk} — кубические, K_{ijkl} — квадратичные коэф. ангармоничности [все коэф. в (*) имеют одинаковую размерность (обычно см^{-1})]; ω_k определяются экспериментально из частот колеб. переходов, а от коэф. ангармоничности зависит мн. спектроскопич. константы, также определяемые из эксперимента. Константы, характеризующие зависимость вращат. постоянных от колеб. состояния, константы, описывающие зависимость корриктисовых постоянных от вращат. состояния, и константы секстичного центробежного искажения линейно зависят от K_{ijk} и используются для их определения. Для определения K_{ijkl} служат измеряемые величины постоянных ангармоничности, описывающих зависимость квадратичных центробежных констант от колеб. состояния, и др. константы колеб.-вращат. взаимодействий высоких порядков.

Измеряемых констант для одной молекулы обычно значительно меньше, чем коэф. ряда (*). Поэтому для определения всех коэф. используются спектроскопич. константы изотопич. разновидностей данной молекулы. Для этого в (*) переходит к внутр. наименьшим колеб. координатам, не зависящим от масс атомов, в к-рых коэф. ряда (*) также не зависят от масс атомов.

Для координат, по к-рым осуществляется туннелирование между разл. равновесными конфигурациями, ряд (*) неприменим; он неприменим также для колебания с большой амплитудой влияния равновесной конфигурации. В этих случаях используются модельные г. п. При изучении хим. реакций и задач рассеяния применяются П. и. основного и возбуждённых состояний.

Лит. см. при ст. Молекулярная, Молекулярные спектры.

М. Р. Ахиев.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ — часть энергии механич. системы, находящейся в нек-ром силовом поле, зависящая от положения точек (частиц) системы в этом поле, т. е. от их координат x_k, y_k, z_k или от обобщённых координат системы q_i . Численно П. э. системы в данном её положении равна той работе, к-рую произведут действующие на систему силы поля при перемещении системы из этого положения в то, где П. э. условно принимается равной нулю (нулевое положение). Из определения следует, что понятие П. э. имеет место только для систем, находящихся в потенциальном силовом поле, в к-ром работа действующих на систему сил поля зависит только от начального и конечного положений системы и не зависит от закона движения точек системы, в частности от вида их траекторий. Напр., для механич. системы, находящейся в однородном поле тяжести, если s — ось z направлена вертикально вверх, П. э. $\Pi = mgsz$, где m — масса системы, g — ускорение силы тяжести, z_0 — координата центра масс (нулевое положение $z_0 = 0$); для двух частиц с массами m_1 и m_2 , притягивающихся друг к другу по всемирного тяготения закону, $\Pi = -Gm_1m_2/r$, где G — гравитационная постоянная, $r = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$ — расстояние между частицами (нулевое положение $r = \infty$). Аналогично определяется П. э. двух точечных зарядов e_1 и e_2 .

С силовую ф-цию $U(\dots, x_k, y_k, z_k, \dots)$ П. э. связана соотношением

$$\Pi(\dots, x_k, y_k, z_k, \dots) = -U(\dots, x_k, y_k, z_k, \dots).$$

Следовательно, П. э. и определяет данное потенциальное силовое поле. Значение силы в любой точке поля равно градиенту П. э., взятому со знаком минус; поверхность $\Pi = \text{const}$ являются поверхностями уровня. Работа сил поля при перемещении системы из положения, где П. э. равна Π_1 , в положение, где П. э. равна Π_2 , будет $A_{12} = \Pi_1 - \Pi_2$.

С. М. Торк.

Для системы материальных точек полная энергия (Гамильтонова функция) есть сумма кинетической и П. э. Вообще говоря, это разбиение несомненно, но обычно полагают, что П. э. — это часть суммы, зависящая только от координат. Для систем, не имеющих непосредств. механич. аналога, П. э. — это сложное в выражении для полной энергии системы, зависящее только от обобщённых координат. Напр., для плотности энергии эл.-магн. поля в вакууме $(E^2 + H^2)/8\pi$ член $H^2/8\pi$, не зависящий от обобщённых импульсов E , играет роль П. э.

В квантовой теории ф-ция Гамильтона становится оператором Гамильтона (гамильтонианом). Его часть $U(q)$, зависящая только от координат (операторов) q_i , интерпретируется как оператор П. э. Реализация операторов П. э. зависит от выбора представления; в координатном представлении — это просто оператор умножения на числовую ф-цию $U(q)$. В др. представлениях вид оператора П. э. может быть более сложным: напр., в импульсном представлении — это дифференц. оператор $U(\partial/\partial p)$.

В. П. Павлов.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА — короткодействующий потенциал взаимодействия частиц, отвечающий их притяжению. Термин «П. я.» происходит от вида графика, изображающего зависимость потенц. энергии U частицы в силовом поле от её положения в пространстве (в случае одномерного движения — от координаты z). Характеристиками П. я. являются её ширина a (расстояние, на к-ром проявляется действие сил притяжения) и глубина U_0 , равная разности между значением потенц. энергии на бесконечно большом расстоянии (обычно принимаемым за нуль) и её мин. значением внутри ямы (рис. 1). Примером П. я. может служить

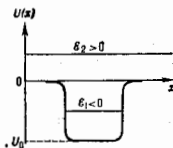
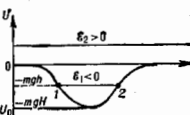


Рис. 1. Схематическое изображение потенциальной ямы $U(z)$ (\mathcal{E} — полная энергия частицы).

потенциал притяжения между протоном и нейтроном, экспоненциально убывающий с увеличением расстояния между ними.

В классич. механике частица с энергией $\mathcal{E} < 0$ не сможет вылететь из П. я. и будет всё время двигаться в огранич. области пространства внутри ямы (между двумя классич. точками остановки $U_0 = \mathcal{E}$). Положение частицы на «дне» ямы отвечает устойчивому равновесию и соответствует нулевой кинетич. энергии частицы. Если $\mathcal{E} > 0$, то частица преодолевает действие сил притяжения и свободно покидает яму. Пример — движение упругого шарика, находящегося в поле сил земного притяжения, в обычной яме с жёсткими пологими стенками (рис. 2).

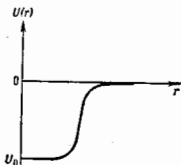
Рис. 2. Шарик массы m с энергией $\mathcal{E} < 0$ не может покинуть яму глубиной $U_0 = -mgh$ (g — ускорение свободного падения, h — высота обычной ямы, в которую попал шарик) и будет совершать колебания между точками 1 и 2 (если пренебречь трением), поднимаясь лишь до высоты $A = h - |\mathcal{E}|/mg$ над дном потенциальной ямы. Если энергия шарика $\mathcal{E}_2 > 0$, то он покинет яму и уйдёт на бесконечность с постоянной скоростью v , определяемой из соотношения $mv^2/2 = \mathcal{E}$.



В квантовой механике, в отличие от классической, энергия частицы, находящейся в связанном состоянии в П. я., может принимать лишь определённые дискретные значения, т. е. существуют дискретные уровни энергии. Однако дискретность уровней становится заметной лишь для систем, имеющих макроскопич. размеры и массы. По порядку величины расстояние $\Delta\mathcal{E}$ между уровнями для частицы массы m в «глубокой» яме шириной a определяется величиной $\Delta\mathcal{E} \sim h^2/ma^2$. Наннивший (основной) уровень энергии лежит выше «дна» П. я. (см. Нулевая энергия). В П. я. малой глубины ($U_0 \leq h^2/ma^2$), имеющей вид, изображённый на рис. 3, связанное состояние может вообще отсутствовать. Так, протон и нейтрон с антипараллельными спинами не образуют связанной системы, несмотря на существование сил притяжения между ними. Аналогичным образом не существует связанного состояния двух нейтронов — бинейтрона. В то же время при взаимодействии нейтрона и протона с параллельными спинами параметры П. я. допускают существование одного слабо связанного состояния — дейтрона.

Для случая одномерной П. я. (в отсутствие сил отталкивания) всегда существует по крайней мере одно связанное состояние. Аналогичная ситуация имеет

Рис. 3. Потенциальная яма в трехмерном случае. При $r=0$ потенциал имеет характер бесконечной «стенки», отталкивающей частицу.



место для двумерной П. я., что имеет важное значение для существования куперовских пар (см. *Купера эффект*).

При наличии сил отталкивания (П. я. типа кратера вулкана) связанное состояние может отсутствовать в одномерном случае.

Рассеяние медленных частиц на П. я. ($ka \ll 1$, где $k = 1/\lambda$ — волновое число) может быть описано в рамках т. н. теории эфф. радиуса, использующей параметры П. я. (независимо от её конкретной формы).

Лит. см. при статьях *Неявная механика, Квазиклассическое приближение, Твёрдое тело, Ядро атома*.

С. С. Герштейн.

ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ частиц — рассеяние частиц, в процессе к-рого не возникает промежуточной стадии образования компаунд-системы (рассеивающий центр + частица) с последующим её распадом. В отличие от резонансного рассеяния характеризуется плавной зависимостью его сечения от энергии частиц. См. *Рассеяние микрочастиц, Рассеяние нейтронов*.

ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ — безвихревое движение жидкости или газа, при к-ром каждый малый объём деформируется и перемещается поступательно, но не имеет вращения (вихря). При П. т. проекции скорости v частицы жидкости на оси координат представляются в виде частных производных

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

от ф-ции φ координат и времени, наз. потенциалом течения. Движение реальных жидкостей и газов будет потенциальным в тех областях, в к-рых действие сил вязкости ничтожно мало по сравнению с действием сил давления (жидкость считается идеальной) и в к-рых нет завихрений, образующихся за счёт срыва со стенок пограничного слоя или за счёт неравномрного нагревания. Необходимыми и достаточными условиями потенциальности течения являются равенства

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial v_y}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial y}$$

Простейшими примерами П. т. служат поступат. течение с пост. скоростью v_{x0} вдоль оси x ($v_x = v_{x0}$, $v_y = v_z = 0$, потенциал $\varphi = v_{x0}x + \text{const}$), а также источник и сток в пространстве, для к-рых $\varphi = -Q/4\pi r$, где Q — постоянная ($Q = \text{const}$) или переменная ($Q = Q(t)$) мощность источника (стока), $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — расстояние от начала координат. При $Q > 0$ жидкость вытекает из начала координат во всех направлениях (точечный источник), а при $Q < 0$ — втекает в начало координат (сток).

Движение идеальной жидкости, возникшее из состояния покоя, будет потенциальным; будучи потенциальным в к.-л. момент времени, оно будет потенциальным и в последующее время, если давление зависит только от плотности и массовые силы являются консервативными (см. *Консервативная система*). Движение идеальной несжимаемой (плотность $\rho = \text{const}$) жидкости, вызванное мгновенным приложением импульсных давлений (внезапное движение погружённого тела,

удар тела о поверхность жидкости), будет также потенциальным.

Для П. т. дифференц. ур-ния движения идеальной жидкости приводятся к интегралу Лагранжа — Коши:

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial t} + P + \int \frac{d\rho}{\rho} + \frac{1}{2} \left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \right) = f(t), \quad (1)$$

где P — потен. энергия поля массовых сил, приходящаяся на единицу массы, $f(t)$ — произвольная ф-ция от времени t .

Для установившегося движения соотношение (1) принимает вид

$$P + \int \frac{d\rho}{\rho} + \frac{v^2}{2} = C, \quad (2)$$

где C — постоянная для всей области П. т. сжимаемой жидкости. Т. о., для изучения П. т. достаточно определить потенциал скоростей с помощью *неразрывности уравнения*, соотношения (2) и ур-ния физ. состояния. Для несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,$$

и поэтому изучение П. т. сводится к решению ур-ния Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$$

с учётом граничных условий на твёрдых стенках и на свободной поверхности (условий безотрывности обтекания твёрдых стенок и условия постоянства давления на свободной поверхности).

Для плоскопараллельного П. т. несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности позволяет ввести ф-цию тока ψ

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x},$$

к-рая в комбинации с потенциалом скоростей φ составляет комплексный потенциал $W = \varphi + i\psi$, представляющий ф-цию от комплексного переменного $z = x + iy$. С помощью комплексного потенциала скоростей изучаются безотрывное обтекание плоского контура, струйное обтекание стенок и волновое движение. Безотрывное П. т. вокруг плоского контура может быть бесциркуляционным или циркуляционным. В первом случае результирующее воздействие жидкости на плоский контур равно нулю (см. *Д'Аламбера — Залера парадокс*), во втором — результирующее воздействие потока жидкости на контур сводится к *подъёмной силе*, а в случае струйного П. т. вокруг плоского контура — к силе сопротивления, пропорциональной квадрату скорости.

П. т. имеет место также при движениях сжимаемой жидкости или газа, представляющих собой малые возмущения некоего известного состояния равновесия или движения, напр. при распространении звука в среде; при этом малый избыток давления над давлением в состоянии равновесия среды связан с потенциалом скоростей соотношением $p = -\rho_0 \partial \varphi / \partial t$, а из ур-ния неразрывности в случае, когда потенциал массовых сил не зависит от времени, получается волновое ур-ние

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right),$$

где c — скорость распространения звука, вычисленная для невозмущённого состояния покоя: $c^2 = (dp/d\rho)_0$. Для П. т. газа при адиабатич. законе дифференц. ур-ние для потенциала скоростей становится нелинейным, но с помощью преобразования С. А. Чаплыгина оно приводится к линейному ур-нию, разрешаемому в ряде случаев.

Лит.: Кочи Н. Е., Кибель И. А., Рове Н. В. Теоретическая гидромеханика, 6 изд., ч. 1, М., 1983; Дойдковский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1 — М., 1983.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ СИЛЫ — поле сил $F(q)$, заданное в области Q конфигурационного пространства как градиент скалярной ϕ -функции: $F = -\text{grad}U(q)$, где $q = q_1, \dots, q_n$ (обобщённые) координаты, $U(q)$ — потенциальная энергия. Работа P с. по любому замкнутому контуру в Q , стягиваемому в точку, равна нулю. Признаком потенциальности сил является обращение в нуль их ротора, т. е. $\text{rot} F = 0$.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР — область повышенного значения потенциальной энергии, разделяющая области с пониженным её значением (потенциальные ямы и долины). Классич. система может преодолеть П. б., получив извне необходимое кол-во энергии. Такой способ преодоления барьера носит назв. аквационного. Если система находится в равновесии с термостатом при темп-ре T , много меньшей, чем высота Δ П. б., то термоактив. процесс с подавляющей вероятностью перебарывает систему через П. б. в малой окрестности пересальной точки, к-рой соответствует высота Δ . Вероятность w термоактив. процесса определяется ф-лой

$$w = v \exp(-\Delta/T),$$

где предкоэффициент v многократ зависит от деталей динамики, и релаксацион. процессов вблизи точки перевала, но экспонента является универсальной.

Квантовая механика допускает возможность проникновения сквозь П. б. частицы (системы), обладающей энергией $\epsilon < \Delta$ вследствие неопределённости энергии за конечный промежуток времени. Такой процесс наз. квантовым туннелированием (см. Туннельный эффект). Представление о квантовом туннелировании впервые введено Дж. Гамоном (G. Gamov) в 1927 для объяснения α -распада радиоакт. ядер.

ПОТЕРИ МАГНИТНЫЕ — эл.-магн. энергия, превращающаяся в теплоту в образце магнитоупорядоченного вещества при его перемагничивании перем. магн. полем H . Существует неск. механизмов П. м. Наиб. универсальный из них, характерный для широкого класса магнитоупорядоченных веществ, связан с гистерезисом магнитных. При циклич. перемагничивании образцов в результате отставания изменения намагниченности M от изменения H , связанного с общими причинами магн. гистерезиса, зависимость M от H в координатах H, M имеет вид замкнутой петли (петли гистерезиса). Это означает, что лишь часть энергии, передаваемая образцу внеш. полем при намагничивании, возвращается им при размагничивании. Др. часть превращается в теплоту, теряется. Мерой термевой энергии служат площадь петли. Эти потери, существующие даже при квазистатич. перемагничивании, наз. гистерезисными потерями (ГП). При расчёте на один цикл перемагничивания плотность энергии Q_T , связанная с ГП, может быть определена по ф-ле

$$Q_T = \oint H \, dM, \quad (1)$$

где интегрирование ведётся по замкнутой петле гистерезиса. Часто вводят также мощность потерь в единицу объёма $W_T = jQ_T$ (f — частота изменения магн. индукции) и уд. потери $P_T = W_T/\rho$, где ρ — плотность вещества.

В проводящих ферромагнетиках, в частности в таких практически важных, как эл.-техн. стали, помимо ГП важную роль играют также потери на вихревые токи. Механизм возникновения таких токов и ферромагн. металлах связан с изменением магн. индукции B за счёт движения доменных стенок (ДС) под действием H . В процессе динамич. перемагничивания ДС, смешавшись, могут сильно изгибаться, а доменная

структура — дробиться и коренным образом перестраиваться. Всё это решаемым образом сказывается на той части уд. П. м. $P_{\text{в}}$, к-рая обусловлена вихревыми токами. Экспериментально установлено, что $P_{\text{в}}$ величинным образом зависит от частоты f и ширины доменов L , а также имеет немонотонную зависимость от угла между осью лёгкого намагничивания и направлением H . Расчёт $P_{\text{в}}$ представляет большие трудности (из-за сложности учёта динамики ДС) и может быть выполнен лишь в простейших случаях, напр. для очень тонкого проводящего ферромагн. монокристаллич. листа с плоскостью поверхности, параллельной кристаллографии, плоскости тена [110]. В случае перемагничивания этого листа вдоль направления [100], лежащего в плоскости его поверхности, приближённый расчёт даёт

$$\frac{P_{\text{в}}}{P_{\text{в}}^{\text{кл}}} \approx 1,63 \frac{L}{d}, \quad P_{\text{в}}^{\text{кл}} = \frac{1}{6} \frac{(\pi f d B_m)^2}{\rho_0 c^2}, \quad (2)$$

где $P_{\text{в}}^{\text{кл}}$ — т. е. классич. П. м., вычисленные без учёта влияния ДС, B_m — амплитудное значение индукции, c — скорость света, d — толщина кристалла, ρ_0 — уд. элктрич. сопротивление. Из ф-лы (2) следует, что при прочих равных условиях $P_{\text{в}}$ тем меньше, чем меньше L . Детальный учёт динамики ДС даёт для полных потерь $P = P_T + P_{\text{в}}$ результаты, согласующиеся с экспериментом, и тем самым решает проблему т. в. доплат. потерь (отличие величины $P_T + P_{\text{в}}$ от измеренных уд. потерь).

В поликристаллич. магнитоупорядоченных веществах большая часть П. м. приходится на P_T . Для уменьшения P_T в сталях обычно создают *магнитную текстуру*. Однако при высокосовершенной текстуре велик размер кристаллич. зёрен, а следовательно велико L , что отрицательно сказывается на $P_{\text{в}}$. Т. о., для уменьшения P необходима оптим. текстура. $P_{\text{в}}$, а также P немонотонно зависят от угла наклона β плоскости листа к плоскости [110]. Наим. значение полных П. м. соответствует углу $\beta \approx 2-3^\circ$ при отсутствии разориентации кристаллов в плоскости листа. Для уменьшения $P_{\text{в}}$ на листы эл.-техн. стали наносят магнитоактивные покрытия, к-рые не только выполняют роль электроизоляции, но и при соответствующем подборе коэф. термич. расширения приводят также к растяжению листов, что уменьшает $P_{\text{в}}$ и снижает P .

Обычно внизу справа у буквы, обозначающей П. м., пишут дробный индекс. Числитель его указывает индукцию в теслах, знаменатель — частоту в герцах. Так, $P_{T,17,50}$ — это уд. П. м., измеренные при индукции 1,7 Тл и частоте 50 Гц. В лучших марках стали, выпускаемых в мире, $P_{T,17,50} = 0,82$ Вт/кг при толщине листа 0,22 мм.

В металлич. ферромагнетиках помимо гистерезисных потерь иногда оказываются существенными потери, связанные с разл. процессами релаксации магн. момента: спин-спиновой релаксации и спин-решётчной релаксации (см. Релаксация магнитная).

Лит.: Дружинин В. В. Магнитные свойства электротехнической стали, 2 изд., М., 1974; Зайков В. А., Филлипов Б. Н., Шуру И. С. Доменная структура и электромагнитные потери в трансформаторной стали, в сб.: Структура и свойства электротехнической стали, Труды ИОМ, в. 33, Свердловск, 1977; Филипов Б. Н., Тажиев А. П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой, М., 1987.

ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ — оттошение энергии, переносимой эл.-магн. излучением через к-л. поверхность, ко времени переноса, значительно превышающему период эл.-магн. колебаний. П. и. — силовым понятием мощности λ излучения; характеризует энергию излучения, распространяющегося внутри некоего телесного угла через к-л. поверхность в единицу времени. П. и. измеряется в Вт и оценивается по действию излучения на неселективный спектрально-избират. приёмник. В метрологии таким приёмником, как правило, служит калориметр с приёмным элементом в виде чер-

вёной полости, коэф. поглощения k -рой близков к единице и с достаточной для практик. целей точностью не зависит от длины волны λ . Для характеристики действия оптич. излучения на селективный приёмник (глаз человека, биол. объект и т. п.) пользуются понятием редуцированногo П. и., примером к-рого является световой поток, характеризующий действие излучения на глаз человека и измеряемый в люменах (лм). Отношение П. и. к-л. монохроматич. излучения к содержащемуся в нём световому потоку наз. *мезафизическим эквивалентом света*; 1 Вт излучения с $\lambda = 555$ нм соответствует световому потоку, равный 683 лм.

Лит.: ГОСТ 26148-84. Фотометрия. Термины и определения; Гуревич М. М., Фотометрия, 2 изд., Л., 1983.

М. А. Бузшуб.

ПРАВИЛА СУММ — теоретич. соотношения, фиксирующие значение лек-рой суммы (интеграла) матричных элементов, характеризующих переходы между состояниями рассматриваемой системы. Широкое применение П. с. в физике связано с тем, что во мн. случаях их теоретич. соображений удается вычислить лишь Нек-рую сумму физ. матричных элементов, но каждый отд. член суммы теоретически не вычисляется. Однако оно может быть измерен экспериментально. Т. о. возникает возможность проверки теоретич. принципов, лежащих в основе конкретного класса П. с.

Правила сумм в квантовой механике и квантовой теории поля. По-видимому, существование П. с. обусловлено вероятностным характером предсказаний квантовой механики. Простейшим и наиб. фундаментальным П. с. является утверждение о том, что полная вероятность найти систему в одном из возможных состояний равняется единице. В более общем виде это утверждение представляется в форме условия полноты базисного набора векторов состояний:

$$I = \sum_{\xi} |\xi\rangle \langle \xi|, \quad (1)$$

где I — единичный оператор, $|\xi\rangle$ — вектор состояния, описывающий систему в состоянии с полным набором собств. значений ξ , причём ξ может пробегать как дискретный, так и непрерывный ряд значений; $\langle \xi|$ — комплексно сопряжённый вектор («кэт» и «бра» векторы Дирака).

Выход П. с. подразумевает переход от операторного соотношения (1) к матричным элементам. Стандартным приёмом служит рассмотрение некого *перестановочного соотношения*, напр.:

$$[\hat{x}_k, \hat{p}_l] = i\delta_{kl}, \quad [\hat{x}_k, \hat{H}] = \frac{i\hbar}{m} \hat{p}_k, \quad (1a)$$

где \hat{x}_k, \hat{p}_l ($k, l = 1, 2, 3$) — операторы компонент координаты и импульса, \hat{H} — гамильтониан, m — масса (здесь и далее постоянная Планка \hbar принята равной единице). Обращаясь к матричному элементу (1a) по нек-рому состоянию j и получая (1), получаем П. с.

$$\sum_j \langle j | \hat{x}_k | f \rangle \langle j | \hat{p}_l | i \rangle - \langle j | \hat{p}_l | i \rangle \langle j | \hat{x}_k | f \rangle = i\delta_{kl}, \quad (2)$$

где

$$\langle j | \hat{x}_k | f \rangle (e_j - e_f) = -\frac{i}{m} \langle j | \hat{p}_k | f \rangle,$$

здесь e_j, e_f — энергии состояний $|f\rangle, |j\rangle$ (М. Борн, М. Борн, В. Гейзенберг, W. Heisenberg, П. Йордан, P. Jordan, 1926).

Наиб. известным частным случаем соотношений (2) является П. с. Томаса — Райхе — Кюна (W. Thomas, F. Reiche, W. Kühn, 1925) для вероятностей дипольных (защучительных) радиан. квантовых переходов в атомах:

$$\sum_n \omega_n \langle 1S | d | nP \rangle^2 = 3r_0^2,$$

где вектор $|1S\rangle$ описывает атом в осн. состоянии $1S$, $|nP\rangle$ описывает атом в P -состоянии с гл. квантовым числом n ; $r_0 = (e^2/m_0)^{1/2}$ — классич. радиус электрона, ω_n — частота перехода $nP \rightarrow 1S$, $d_k = ez \cdot k$. Если выразить вероятности переходов через соответствующие силы осцилляторов, получим др. форму записи П. с. Томаса — Райхе — Кюна (см. *Сила осциллятора*).

Подобный метод вывода П. с. получил широкое распространение в физике адронов. Исходными при этом являются перестановочные соотношения между операторами реал. векторных (см. *Векторный ток*) и аксиальных токов адронов, или *Алгебра токов*. Необходимость обращения к всемог. объектам — токам связана с тем, что наблюдаемые адроны не являются фундам. объектами и с точки зрения квантовой теории поля описываются сложной (и неизвестной) волновой ф-цией элементарных составляющих — кварков и глюонов. Что касается токов, то они, с одной стороны, являются простыми ближайшими комбинациями фундам. полей кварков, с др. стороны — их матричные элементы могут быть измерены в слабых и эл.-магн. переходах между ядрами. В частности, рассмотрение перестановочных отношений между компонентами *электромагнитного тока* адронов приводит к П. с. Дрелла — Хёрна — Герасимова (S. Drell, A. Hearn, С. В. Герасимов, 1966):

$$\int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu} [\sigma_P(\nu) - \sigma_A(\nu)] = \frac{2\pi^2}{m_p^2} k_p^2,$$

где $\sigma_{P,A}$ — полное сечение взаимодействия фотона (с энергией ν) с поляризов. протоном; причём спин фотона параллелен (P) или антипараллелен (A) спину протона, k_p — *аномальный магнитный момент* протона ($k_p \approx 1.79$), m_p — масса протона. Возможности эксперим. проверки П. с., следующих из алгебры токов, значительно облегчаются применением гипотезы аксиального тока частичного сохранения:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} A_\mu^I(x) = m_\pi^2 F_\pi \pi(x), \quad (3)$$

где $A_\mu^I(x)$ — аксиальный ток кварков в состоянии с изотопич. спином $I = 1$, F_π — константа распада $\pi \rightarrow \nu\bar{\nu}$, m_π — масса π -мезона, $\pi(x)$ — поле π -мезона. Предполагается также, что δ -импульс, переносимый током, близок к нулю. Соотношение (3) позволяет во мн. случаях перейти от матричных элементов аксиального тока, к-рые экспериментально известны лишь в небольшом числе случаев, к амплитудам с участием π -мезонов.

Наиб. известным следствием алгебры операторов аксиальных токов и гипотезы частичного сохранения аксиального тока является правило сумм Адлера — Вайсберга (S. Adler, W. Weisberger, 1965):

$$\int_{m_\pi}^\infty \frac{k dv}{v^2} [\sigma_{\pi^+ p}(\nu) - \sigma_{\pi^- p}(\nu)] = \frac{g_A^2 m_\pi^2}{2m_p^2} \left(1 - \frac{1}{g_A^2}\right), \quad (4)$$

где k, v — импульс и энергия π -мезона в лаб. системе, $\sigma_{\pi^+ p}$ — полное сечение взаимодействия π^+ с протоном, g_A — аксиальная константа *бета-распада нейтрона* ($g_A \approx -1.2$), $g_{\pi p}$ — константа связи π -мезона с нуклоном ($g_{\pi p} \approx 14.6$).

Особенно наглядный характер имеют П. с. в модели *партонов* Р. Фейнмана (Р. Фейнман, 1970). Так, для ядра протона можно написать

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} \left[\frac{2}{3} u(x) - \frac{2}{3} \bar{u}(x) - \frac{1}{3} d(x) + \frac{1}{3} \bar{d}(x) - \frac{1}{3} s(x) + \frac{1}{3} \bar{s}(x) \right] = 1, \quad (5)$$

где u, d, s ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$) — ф-ции распределения u, \bar{d}, s -кварков (антикварков) в протоне, x — доля импульса протона, приходящаяся на партон; нормировка такова, что каждый член в левой части (5) имеет смысл числа соответствующих кварков (антикварков). Ф-ции распределения кварков могут быть выражены через сечения *глубоко неупругих процессов* в доступных непосредств. эксперим. определению. П. с. (5) позволяют убедиться, что целочисленный заряд адронов составлен из дробных зарядов кварков. В 1988 с помощью подобных соотношений измерена доля спина протона, приходящаяся на кварки. Оказалось, что, вопреки наивным ожиданиям, она близка к нулю. Этот результат получил назв. «спиновое кризиса» и указывает на необходимость учёта вклада глюонов в спин нуклона. Более конкретной формулировкой «спиновое кризиса» является близость к нулю матричного элемента от изотопически синглетного аксиального тока по протону:

$$\langle p | \bar{u}\gamma_5\gamma_3 u + \bar{d}\gamma_5\gamma_3 d + \bar{s}\gamma_5\gamma_3 s | p \rangle = (0 \pm 0, 2) \bar{u}\gamma_5\gamma_3 p,$$

где γ_3, γ_5 — Дирака матрицы, p — волновая ф-ция протона; u, d, s — волновые ф-ции кварков.

П. с. для адронов имеют, строго говоря, интегральный характер, поскольку спектр в расщеплении частиц непрерывен. Однако реально в П. с. доминируют, как правило, резонансы с наименьшей массой. Так, в П. с. Адлера — Вайсберга (4) в интеграле от разности сечений наб. велик вклад изобары Λ_{33} (1240). Поэтому было предложено много П. с., и к-рых интегралы заменяются на суммы вкладов резонансов, причём в суммах оставляют 1—2 первых члена. По-видимому, наб. известным примером такого рода является П. с. Вайсберга (S. Weinberg, 1967) для сечений аннигиляции $\gamma_e e^-$ в адроны. Из этих П. с. следует, в частности, соотношение между массами ρ - и A_1 -мезонов:

$$m_{A_1}^2 \approx 2m_{\rho}^2,$$

к-рое хорошо согласуется с результатами экспериментов.

Обнаруженная амплитудно-энергетическая возможность аппроксимации кривых для сечений вкладов отд. резонансов получила наб. общее выражение в принципе *дuality*. Согласно этому принципу, сечения могут вычисляться либо как гладкие кривые в простых, прежде всего партонных, моделях, либо как вклад резонансов. Результаты должны совпадать после усреднения вкладов резонансов по вектору характерному интервалу энергий (порядка 1 ГэВ). В частности, Дж. Сакураи (J. Sakurai, 1973) предложил след. форму сечения $\sigma_{had}(s)$ аннигиляции e^+e^- в адроны:

$$\sigma_{had}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \sum_V \frac{m_V^2 g_V^2}{(s-m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma_V^2},$$

где s — квадрат полной энергии в системе центра инерции, сумма берётся по векторным мезонам, m_V — масса мезона, Γ_V — ширина его распада на e^+e^- . Предполагается далее, что при $s \rightarrow \infty$ сумма по векторным мезонам стремится к константе. Значение константы должно быть нормировано на вклад низшего состояния (ρ -мезона). П. с., следующие из принципа дуальности, хорошо согласуются с экспериментом.

Принцип дуальности получил теоретич. обоснование в точной формулировке в рамках *квантовой хромодинамики* (КХД). Эфф. константа взаимодействия КХД мала только на малых расстояниях. Связывание же кварков и глюонов в адроны происходит на расстояниях, где взаимодействие становится сильным, в результате чего ещё не удалось найти аналитич. методы вычисления характеристик адронов. Поэтому метод П. с. в приложениях к КХД и физике адронов имеет при-

ципальный характер. В качестве примера применения П. с. в КХД рассмотрим амплитуду перехода фотона в адроны и обратно. Эта амплитуда является аналитич. ф-цией единственной переменной — квадрата 4-импульса фотона q^2 . Если $q^2 > 4m_q$ (m_q — масса кварка), то возможен реальный распад фотона в адроны. Это означает, что амплитуда имеет мнимую часть. Мнимую часть не удаётся вычислить в КХД, но её можно определить экспериментально, измеряя сечение аннигиляции e^+e^- (через виртуальный фотон) в адроны. *Дисперсионных соотношений метод* позволяет определить интересующую нас аналитич. ф-цию q^2 при любых q^2 через её мнимую часть.

Рассмотрим большие отрицательные q^2 , $q^2 \approx -Q^2 < 0$. Согласно *неопределённости соотношениям*, переход в адроны или кварки в этом случае возможен лишь на короткое время $\Delta t \sim (Q^2)^{-1/2}$. Поскольку теперь речь идёт о физике малых расстояний, то амплитуду диссоциации фотона в кварки при больших Q^2 можно вычислить аналитически, пользуясь *возмущенной теорией* при малой эфф. константе взаимодействия КХД. Вычисляя эти же величины с помощью дисперсионных соотношений, получаем П. с. для сечений аннигиляции e^+e^- в адроны. Поскольку Q^2 можно менять непрерывно, то возникает непрерывное семейство П. с. Существуют разные формы записи подобных П. с. В качестве примера приведём П. с. для аннигиляции e^+e^- в адроны с полным изотопич. спином $I=1$, полученные А. И. Вайштейном, В. И. Захаровым, М. А. Шифманом (1978):

$$\int ds \exp(-s/M^2) R^{-1}(s) \approx \approx \frac{8}{3} M^2 \left[1 + \frac{\pi^2}{3} \left\langle 0 \left| \frac{\alpha_s}{M^2} \left(\frac{G^a}{g} \right)^2 \right| 0 \right\rangle - \frac{14 \cdot 32}{81 M^2} \left\langle 0 \left| \alpha_s^2 q q \right| 0 \right\rangle^2 + \dots \right], \quad (6)$$

где «...» означает члены более высокого порядка по M^{-2} , чем выписанные выше; M^{-2} — произвольный параметр; разумно выбрать M^2 не менее той величины, при к-рой члены M^{-4} , M^{-6} становятся сравнимы с единичной; s — квадрат энергии в системе центра инерции e^+e^- ; $R^{-1}(s)$ — полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны с $I=1$ в единицах сечения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$; α_s — константа сильного взаимодействия; G^a — напряжённость глюонного поля (a — индекс цвета, $a=1, \dots, 8$); *вакуумное среднее* $\alpha_s \langle (G^a)^2 \rangle$ имеет смысл интенсивности непертурбативных $q\bar{q}$ (не описываемых в рамках теории возмущений) вакуумных полей; q — поле лёгкого кварка, $q = u, d$. В отличие от $\langle (G^a)^2 \rangle$, *вакуумный конденсат* кварковых полей $\langle \bar{q}q \rangle$, к-рый также входит в (6), был введён в рассмотрение ранее в связи со спонтанным нарушением киральной симметрии.

Отметим, что в пределе $M^2 \rightarrow \infty$ из соотношения (6) следует $R^{-1}(s) \rightarrow s^2$ при $s \rightarrow \infty$. С др. стороны, если брать возможно меньшие значения M^2 , то из-за обрабатываемого фактора $\exp(-s/M^2)$ интеграл от сечения вычисляется при относительно небольших s . Продвижение в область малых M^2 ограничивается требованием законности отбрасывания в правой части (6) члена порядка по M^{-2} . Численный анализ показывает возможность выбора таких малых M^2 , что интеграл от сечения на 90% насыщается вкладом одного ρ -мезона. Так возникает эфф. теория одного отд. резонанса в КХД.

Лит.: Бете Г., Солдатов Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1980; Bernstein J., Elementary particles and their currents, S. F. — L., 1968, ch. 12; Новиков В. А. и др. Gluons and gluons, «Phys. Repts.», 1978, v. 41C, N 1. В. И. Захаров.

Правда суммы в статистич. ф-циях. Основой вывода и применения П. с. в этом случае являются спектральные представления двумерных корреляц. ф-ций (см. Грина функция в статистич. физике)

$$\langle A(t), B(t') \rangle = \langle A(t)B(t') - \eta B(t')A(t) \rangle =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(\omega) \{ \exp(\beta\omega\hbar) - \eta \} \exp[-i\omega(t-t')] d\omega \quad (7)$$

Здесь $A(t)$, $B(t')$ — операторы в Гейзенберга представлении, $\eta = \pm 1$, $\beta = 1/kT$, (...) — обозначает усреднение по большому каноническому распределению Гиббса, $\langle A \rangle = \text{Sp}(\rho A) / \text{Sp} \rho$, $\rho = \exp[-\beta(H - \mu N)]$ — статистич. оператор (Sp — символ суммы диагональных матричных элементов оператора), H — оператор Гамильтона, μ — хим. потенциал, N — оператор числа частиц. Спектральная плотность

$$I_{BA}(\omega) = \sum_{l,m} \langle m | B | l \rangle \langle l | A | m \rangle \delta(\hbar\omega - \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_l) \quad (8)$$

обобщает соотношение (2) при получении П. о. для произвольной пары операторов динамики переменных $\{m, l\}$ — собств. значения гамильтониана H , соответствующие векторам состояния $|m\rangle$ и $|l\rangle$, $\delta(\hbar\omega - \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_l)$ — дельта-функция.

Простейшие П. с. получаются из (7) при $t' = t$:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(\omega) \{ \exp(\beta\omega\hbar) - \eta \} d\omega = \langle A, B \rangle.$$

Дифференцируя n раз по t (или t') и полагая $t = t'$, можно получить бесконечный набор П. с.

$$\frac{(-i\hbar)^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^n I_{BA}(\omega) \{ \exp(\beta\omega\hbar) - \eta \} d\omega = \langle \left[\frac{\partial^n A(t)}{\partial t^n}, B(t') \right] \rangle, \quad (9)$$

выражающих моменты спектральной плотности через оператор. корреляц. ф-цию. Правые части этих соотношений вычисляются точно, т. к. $\partial A / \partial t = -i\hbar^{-1}[A, H]$, где $\eta = 1$, тогда $\partial^n A(t) / \partial t^n$ представляет собой n -кратный коммутатор. Выражение (9) используется для практ. построения спектральной плотности $I_{BA}(\omega)$ в виде разложения по моментам, а также проверки корректности аппроксимаций $I_{BA}(\omega)$. П. с. эффективно служат для описания свойств обобщенной восприимчивости системы $\chi_{BA}(k, \omega)$, для к-рой справедливо спектральное представление

$$\chi_{BA}(k, Z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{BA}(k, \omega') \{ \exp(\beta\omega'\hbar) - 1 \} d\omega'}{\omega' - Z}, \quad (10)$$

где $Z = \omega + i\epsilon$, $\epsilon \rightarrow 0$ в соответствии с принципом причинности. Ф-ция (10) описывает линейную реакцию системы на обобщенное внеш. поле, зависящее от координаты r и времени t и характеризующееся частотой ω и волновым вектором k . Применение асимпто-

тич. разложения $(1 - \omega/Z)^{-1} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \omega^n Z^{-n}$ даёт

$$\chi_{BA}(k, Z) = \sum_{n=1}^{\infty} Z^{-n} \chi_{BA}^{n-1}(k),$$

где для моментов $\chi_{BA}^{n-1}(k)$ существуют П. с., аналогичные (9):

$$\chi_{BA}^{n-1}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^{n-1} I_{BA}(k, \omega) \{ \exp(\beta\omega\hbar) - 1 \} d\omega.$$

Из спектрального представления (10) следует формулировка флуктуационно-диссипативной теоремы, являющейся обобщением Крамера — Кровича соотношения на случай конечных темп-р и связывающей действительную χ' и мнимую χ'' части обобщенной восприимчивости:

$$\chi'_{BA}(k, \omega) = P \int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(k, \omega') \{ \exp(\beta\omega'\hbar) - 1 \} (\omega' - \omega)^{-1} d\omega';$$

$$\chi''_{BA}(k, \omega) = \pi I_{BA}(k, \omega) \{ \exp(\beta\omega\hbar) - 1 \},$$

где P — символ гл. значения интеграла, поэтому

$$\chi'_{BA}(k, \omega) = \pi^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} \chi''_{BA}(k, \omega') (\omega' - \omega)^{-1} d\omega'.$$

Статич. предел ($\omega = 0$) даёт П. с. для неоднородной восприимчивости $\chi'_{BA}(k)$:

$$\chi'_{BA}(k) = \pi^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} \chi''_{BA}(k, \omega) \omega^{-1} d\omega. \quad (11)$$

В однородном пределе ($k = 0$, $\omega = 0$) могут быть получены термодинамические П. с. При $k \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$ величина χ_{BA} является измеряемой на опыте адиабатической (при пост. энтропии S) восприимчивостью χ_{BA}^T (реакции функции), характеризующей изменение (реакцию) физ. величины (или оператора) A на действие постоянного и однородного внеш. поля, термодинамически сопряжённого внутр. параметру B . Для большинства эргодических физ. величин (см. Эргодическая гипотеза) χ_{BA}^T совпадает с изотермич. восприимчивостью χ_{BA}^T . Величина χ_{BA}^T , пропорц. корреляционной ф-ции флуктуаций A и B , совпадает со второй производной свободной энергии F по обобщённым полям, термодинамически сопряжённым A и B . Для эргодических систем согласование между динамич. и термодинамич. свойствами обеспечивается П. с.

$$\chi_{BA}^T = \chi_{BA}^T = \lim_{k \rightarrow 0} P \int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(k, \omega) \{ \exp(\beta\omega\hbar) - 1 \} \omega^{-1} d\omega. \quad (12)$$

Наиб. распространённые примеры применения этого П. с.: магн. системы, где $A = M_z$, $B = M_z$ — проекция вектора намагниченности на ось координат, $\chi_{BA}^T = \chi_{\text{вд}}$ — тензор магн. восприимчивости; проводники, где $A = J_z$, $B = J_z$ — проекция вектора плотности тока, $\chi_{BA}^T = \chi_{\text{эл}}$ — тензор электропроводности; изотропные газы и жидкости, где $A = B = \rho$ — плотность частиц, внеш. поле — давление, $\chi_{BA}^T = \chi_{\text{вд}}$ — сжимаемость, определяемая флуктуациями числа частиц; любые физ. системы, где $A = B = \mathcal{E}$ — энергия системы, роль внеш. поля играет обратная темп-ра, $\chi_{BA}^T = \chi_{\text{вд}}$ — теплоёмкость, определяемая флуктуациями энергии.

В случае, когда один или оба локальных оператора $A(r, t)$, $B(r', t)$ являются плотностями интегралов движения [напр., $\int B(r, t) dr = \text{const}$], П. с. (12) принимает простой вид:

$$\chi_{BA}^T = \beta \lim_{k \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(k, \omega) d\omega,$$

где B_k , A_k — фурье-компоненты B и A , причём

$$\lim_{k \rightarrow 0} \int B(r, t) \exp(-ikr) dr = \lim_{k \rightarrow 0} B_k(t) = B_0 = \text{const}.$$

Спектральная плотность в пределе $k \rightarrow 0$ обладает дельтаобразной особенностью (т. е. центральной пик):

$$\lim_{k \rightarrow 0} I_{BA}(k, \omega) = \langle B_0 A \rangle \delta(\omega).$$

Как видно из (8), для этого необходимо вырождение системы (т. е. $\epsilon_m = \epsilon_l$ при $m \neq l$).

Приведённые П. с. применяются при анализе прямых экспериментов по измерению спектральной плотности $I_{BA}(k, \omega)$: для рассеяния алектронов $A = B = \sigma$ — плотность заряда; для нейтронов $A = B = n$ — плотность частиц при потенциальном рассеянии и $A = M_s$, $B = M_p$ при магн. рассеянии; для рассеяния света $A = P_s$, $B = P_p$ — проекция вектора поляризации среды.

П. с. весьма существенны при доказательстве и практич. применении теорем квантовой статист. механики — *Боголюбова теорем* и *Годстоуна теорем*, отражающих глобальные свойства симметрии системы. Эти теоремы наряду с П. с. используются при рассмотрении гидродинамики простой и сверхтекучей жидкост. сверхпроводимости, жидких кристаллов, синих волец в магнетиках и т. п.

Лит.: Зубарев Л. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Боголюбов Н. (мл.), Садовиков В. И., Некоторые вопросы статистической механики, М., 1975; Фортстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушения симметрии и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980. Ю. Г. Рыбов.

ПРАЗЕДИИМ (Praseodymium), Pr, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 59, ат. масса 140,9077, относится к *лантаноидам*. В природе представлен ¹⁴¹Pr. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2 4p^6 4d^9 5s^2 5p^6 5d^1$. Энергия последоват. ионизации 5,42; 10,55; 21,63; 38,96 в соответственно. Металлич. радиус атома Pr 0,182 нм, радиус иона Pr³⁺ 0,100 нм. Значение электроотрицательности 1,07.

В свободном виде П. — серебристый металл с жидким оттенком. До 798 °С устойчив α -Pr с гексагональной плотноупакованной структурой, параметры решётки $a = 0,3864$ нм, $c = 1,1987$ нм. Выше 796 °С устойчив β -Pr с объёмноцентрированной кубич. структурой, постоянная решётки $a = 0,413$ нм. Плотность α -Pr 6,77 кг/дм³; $t_{пл} = 982$ °С, $t_{кип}$ ок. 3500 °С, уд. теплоёмкость $c_p = 27,42$ Дж/моль·К, теплота плавления 6,90 кДж/моль, теплота испарения 298,4 кДж/моль, темп-ра Дебая 138 К. Коэф. теплопроводности α -Pr 13,2 Вт/м·К (при 283 К), термич. коэф. линейного расширения 6,8·10⁻⁶ К⁻¹ (при 288 К). Уд. электр. сопротивление 0,7 мкОм·м (при 300 К), термич. коэф. расширения 1,71·10⁻⁵ (при 273—373 К).

П. — сильный парамагнетик, магн. восприимчивость 37,80·10⁻⁶. Твёрдость по Бринеллю 392 МПа, модуль упругости 32,6 ГПа, модуль сдвига 13,5 ГПа. По хим. свойствам схож с др. лантаноидами, степень окисления +3, реже +4. При повышении темп-ры образуется оксид Pr₂O₃. При повышении темп-ры металл. П. способен поглощать значит. кол-во водорода. Входит в состав мышьяка и др. (в частности, магнитных) сплавов. Оксид П. используется как катализатор хим. реакций, включается в состав спец. стёкол. В качестве радиоакт. индикатора используют β -радиоактивный ¹⁴⁰Pr($T_{1/2} = 13,57$ сут). С. С. Вердосое.

ПРАНДТЛЯ ТРУБКА (Пито — Прандтля трубка) — прибор для одноврем. измерения полного и статич. давления в потоке жидкости или газа. Представляет собой трубку Пито, усовершенствованную нем. учёным Л. Прандтлем (L. Prandtl), к-рый совместил измерение полного и статич. давления в одном приборе. См. *Трубки измерительные*.

ПРАНДТЛЯ ЧИСЛО [по имени Л. Прандтля (L. Prandtl)] — один из *подобия критериев* тепловых процессов в жидкостях и газах $Pr = \nu/\alpha = \mu c_p/\lambda$, где $\nu = \mu/\rho$ — коэф. кинематич. вязкости, μ — коэф. динамич. вязкости, ρ — плотность, λ — коэф. тепло-

проводности, c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении.

П. ч. характеризует соотношение между интенсивности молекулярного переноса кол-ва движения и переноса теплоты теплопроводностью; является физ. характеристикой среды и зависит только от её термодинамич. состояния. У газов П. ч. с изменением темп-ры практически не меняется (для двухатомных газов $Pr \approx 0,72$, для трёх- и многоатомных — $Pr \approx$ от 0,75 до 1). У металлич. жидкостей П. ч. изменяется с изменением темп-ры тем значительно, чем больше вязкость жидкости (напр., для воды при 0 °С $Pr = 13,5$, а при 100 °С $Pr = 1,74$; для трансформаторного масла при 0 °С $Pr = 886$, при 100 °С $Pr = 43,9$). У жидких металлов $Pr \ll 1$ и ве так сильно изменяется с изменением темп-ры (напр., для натрия, при 100 °С $Pr = 0,0145$, при 700 °С $Pr = 0,0039$).

По аналогии с П. ч. вводит диффузионное число Праудтля $Pr_D = \nu/D$ (D — коэф. диффузии), характеризующее соотношение между интенсивностями молекулярного переноса кол-ва движения и переноса массы примеся диффузией (см. *Шмидта число*). При турбулентном режиме течения жидкостей и газов ввиду с молекулярным переносом кол-ва движения имеет место их турбулентный перенос, и критерий, аналогичный П. ч., наз. турбулентным числом Праудтля $Pr_T = c_{pT}/\lambda_T$, где λ_T — турбулентная вязкость и турбулентная теплопроводность. В магн. гидродинамике используются магнитное число Праудтля $Pr_M = \nu_M/\alpha_M$, где ν_M — абс. магн. проводимость среды, α_M — электр. проводимость среды.

П. ч. связано с др. критериями подобия — *Пекле числом* Pe и *Рейнольдса числом* Re соотношением $Pr = Pe/Re$. С. Л. Вишневецкий.

ПРАНДТЛЯ — МАЙЕРА ТЕЧЕНИЕ — класс установившихся сверхзвуковых плоских безвихревых движений газа, характеризующийся определ. связью между составляющими v_x , v_y вектора скорости газа (см. *Сверхзвуковое течение*). П. — М. т. могут возникать, напр., при обтекании стенок с изломом, при взаимодействии между собой *стачное уплотнения*, при истечении газовых струй в пространство с пониженным давлением и в др. случаях. Важность П. — М. т. обусловлена д. особенностью тем, что любое течение, непрерывно соединяющееся с областью пост. потока, всегда есть П. — М. т. Так, течение, соответствующее обтеканию однородным сверхзвуковым потоком криволинейного выпуклого участка стенки OC_1 (рис. 1), есть П. — М. т. Поворот потока происходит постепенно в последовательности прямых характеристик, исходящих из каждой точки искривлённого участка стенки. В частном случае стенки с изломом (обтекание внешнего тупого угла, OC_1 — прямая линия) отсутствует характерный для П. — М. т. поворота в расширенном газе (область выпуклого криволинейной стенки).

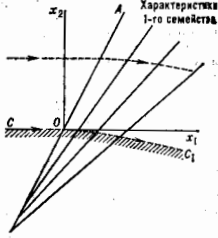


Рис. 1. Схема течения Прандтля — Майера с расширенным газом (область выпуклого криволинейной стенки).

В общем случае П. — М. т. описываются решениями системы двух квазилинейных дифференц. ур-ний в частных производных с двумя независимыми пространственными переменными x_1 , x_2 ; некоторыми функциями служат составляющие v_x , v_y вектора скорости газа. В П. — М. т. имеется определ. связь между v_x и v_y , так что область течения газа в физ. плоскости переменных x_1 и x_2 отображается в плоскости годографа скорост-

ти v_1, v_2 (рис. 2) на отрезок кривой — образ характеристики дифференц. ур-ний в плоскости течения. Для сверхзвукового газа с пост. теплоемкостями кривые 1 и 2 (эпителиклоиды) соответствуют П.—М. т. двух семейств (все другие кривые, к-рые соответствуют все возможным П.—М. т. в физ. плоскости, получаются из кривых

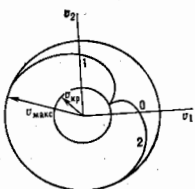


Рис. 2. Диаграмма характеристик течения Прандтля — Магера в плоскости годографа скорости. Даны 1 и 2 соответствуют течениям Прандтля — Магера равных семейств.

1 и 2 поворотом их вокруг центра и лежат между окружностями с радиусами, равными критич. $v_{кр}$ и макс. v_{\max} скоростям адиабатч. движений газа). Полученная таким способом «диаграмма характеристик» в плоскости годографа дозволяет решать многие задачи о П.—М. т. графич. методом.

П.—М. т. имеет простую структуру. В течениях, соответствующих, напр., кривой 2 на рис. 2, все характеристики первого семейства в физ. плоскости течения x_1 и x_2 прямолинейны (рис. 1) и на каждой из них значения v_1, v_2 (и значения др. параметров, связанных с величиной скорости, — давления, плотности, темп-ры) неизменны. П.—М. т. имеют физ. смысл лишь в области, где не происходит пересечение прямолинейных характеристик; на рис. 1 это может быть область над линией тока CO_1 . Согласно кривой 2 на рис. 2, при повороте вектора скорости потока по часовой стрелке, как на рис. 2, величина скорости растёт и, согласно интегралу Бернулли (см. *Бернулли уравнение*), давление и плотность газа падают — происходит разрежение газа.

При обтекании вогнутого участка стенки (рис. 3) происходит сжатие газа и движение является П.—М. т. лишь в области вверх по потоку от характеристики второго семейства AC_1 , идущей из ближайшей к стенке

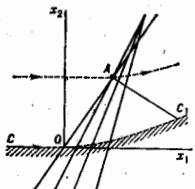


Рис. 3. Схема течения Прандтля — Магера со сжатием газа (обтекание вогнутой криволинейной стенки).

точке пересечения прямолинейных характеристик А. У точки А образуется «высвист», не примыкающий к стенке скачок уплотнения, распространяющийся внутрь области течения; поток за скачком становится вихревым.

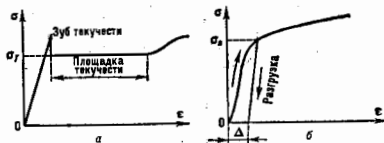
П.—М. т. описываются простыми ф-лами, полученными интегрированием упомянутых выше дифференц. ур-ний, для их расчёта имеются подробные таблицы, дозволяющие построить карту течения (линии тока) и определить все газодинамич. параметры.

Лит.: Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика 3 изд., ч. 1—2, М., 1991; Черныш Г. Г., Газовая динамика, М., 1988.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТЕКУЧЕСТИ в сопротивлении материалов — напряжение, при к-ром начинает развиваться пластич. деформация. В опытах с растягиваемым цилиндрич. образцом определяется нормальное

напряжение σ_0 в поперечном сечении, при к-ром впервые возникает пластич. (необратимые) деформации. Аналогично в опытах с кручением тороватого грубого образца определяется П. т. при сдвиге τ_0 . Для большинства металлов $\sigma_0 = \tau_0 \sqrt{3}$.

В нек-рых материалах при непрерывном удлинении цилиндрич. образца на диаграмме зависимости нормального напряжения σ от относит. удлинения ϵ обнаруживается т. н. зуб текучести, т. е. резкое снижение напряжения перед появлением пластич. деформации (рис., а), причём дальнейший рост деформации (пластической) до нек-рого ϵ значения происходит при неизменном напряжении, к-рое наз. физическим П. т. σ_0 . Горизонтальный участок диаграммы $\sigma \sim \epsilon$ наз. площадкой текучести; если её протяжённость велика, материал наз. идеально-пластическим (неупрочняющимся). В др. материалах, к-рые наз. упрочняющимися,



площадки текучести нет (рис., б) и точно указать напряжение, при к-ром впервые возникает пластич. деформация, практически невозможно. Вводит понятие условного П. т. σ_0 как напряжения, при разгрузке от к-рого в образце впервые обнаруживается остаточная (пластич.) деформация величины Δ . Остаточные деформации, меньше Δ , условно считаются пренебрежимо малыми. Напр., П. т., измеренный с допуском $\Delta = 0,2\%$, обозначается $\sigma_{0,2}$. См. также *Пластичность*. В. С. Лешский.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ГРУППЫ СИММЕТРИИ — см. *Симметрия кристаллов*.

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ЦИКЛ — изолированная замкнутая траектория в фазовом пространстве динамич. системы, изображающая периодич. движение. В окрестности П. ц. фазовые траектории либо удаляются от него (неустойчивый П. ц.), либо неограниченно приближаются к нему — «наматываются» на него (устойчивый П. ц.). Поведение траекторий в окрестности П. ц. связано со значениями его мультипликаторов (см. *Вилфуркация*). Если абс. величины всех мультипликаторов меньше 1, то все траектории неограниченно приближаются к нему и он устойчив. Устойчивый П. ц. является матем. образом периодич. автоколебаний. Напр., ур-ние Ван дер Поля (описывающее, в частности, динамику лампового генератора)

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \epsilon(1-x^2) \frac{dx}{dt} + x = 0$$

имеет при значениях параметра $\epsilon > 0$ единственный устойчивый П. ц. (рис. 1).

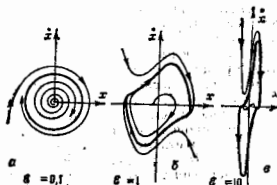


Рис. 1. Фазовые портреты генератора Ван дер Поля при различных значениях величины ϵ : а — квазигармоничные колебания; б — сильно нелинейные; в — релаксационные.

Для систем с одной степенью свободы (их фазовое пространство — плоскость) устойчивыми П. ц. и устойчивыми состояниями равновесия исчерпываются все возможные объекты, к-рые притягивают соседние траектории на фазовой плоскости. В многомерных динамич. системах с размерностью фазового пространства $n \geq 3$ возможны более сложные притягивающие объекты — аттракторы.

Если часть мультипликаторов (но не все) по модулю больше 1, то П. ц. седловой (рис. 2) и лежит на пересечении двух сепаратрисных многообразий: устойчивого,

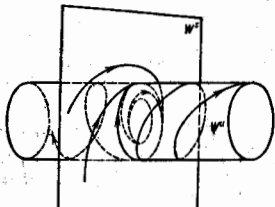


Рис. 2. Седловой предельный цикл: W^+ — устойчивое сепаратрисное многообразие; W^- — неустойчивое сепаратрисное многообразие.

по к-рому траектории приближаются к П. ц., и неустойчивого, состоящего из удаляющихся от П. ц. траекторий. Устойчивые многообразия П. ц. могут разделять в фазовом пространстве области притяжения разл. аттракторов — как простых (состояние равновесия, устойчивый П. ц.), так и странных. Неустойчивые многообразия седловых П. ц. могут входить в состав странных аттракторов и стохастич. множеств *гемитонных систем* и определять их структуру. Если все мультипликаторы по модулю больше 1, то П. ц. неустойчив (устойчив при обращении направления движения по траектории, т. е. при $t \rightarrow -\infty$).

Переход через единичное значение ас. величин одного или неск. мультипликаторов при изменении параметров динамич. системы свидетельствует о бифуркации смены устойчивости или исчезновении П. ц.

Лит.: Андросов А. А., Витт А. А., Хвятикин С. Ф., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Ватутин Н. Н., Демкович Е. А., Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, М., 1978; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. С. Абрамочки, М. И. Рабинович

ПРЕДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛЫ (от лат. *praee-* — вперед, и *dissociatio* — разделение, разделение) — безызлучательный переход возбужденной молекулы на устойчивое электронного состояния в неустойчивое с той же энергией, сопровождающийся диссоциацией молекулы. Явление П. м. легче всего наблюдается в случае двухатомных молекул и может быть объяснено на основе представления о кривых потенц. энергии $U(r)$ (см. *Потенциальная поверхность*). Под действием фотона с энергией $\mathcal{E} = h\nu$ (ν — частота возбуждающего света) молекула переходит из основного электронного состояния (рис., кривая 1) в возбужденное (кривая 2), откуда в результате колеб. движения молекулы возможен безызлучат. переход на кривую отталкивания (кривая 3), приводящий к распаду молекулы на атомы, т. е. к диссоциации. Согласно *Франка-Кондона принципу*, наиб. вероятен переход, соответствующий пересечению кривых притяжения и отталкивания, т. е. П. м. происходит при энергии, близкой к $\mathcal{E}_d = D_0$, где D_0 — энергия диссоциации молекулы. Кинетич. энергия тем больше, чем круче спадает кривая отталкивания при разлете атомов. Экспериментально определяемые значения r и v в преддиссоциации и \mathcal{E}_d дают верх. предел для энергии

диссоциации D_0 . В случае пологого хода кривой отталкивания D_0 может мало отличаться от \mathcal{E}_d , напр. $\Delta = 0,12$ эВ для молекулы N_2 .

При П. м. время жизни молекулы в возбужденном состоянии с энергией, близкой к \mathcal{E}_d , сокращается. Поэтому П. м. проявляется в уширении вращат. линий в электронико-колеб. полосах поглощения (что может приводить к частичному или полному исчезновению вращат. структуры электронико-колеб. полос испускания). В случае флуоресценции это приводит к ослаблению или даже полному её исчезновению; ослабление

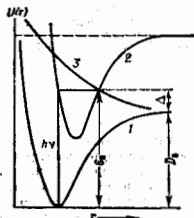


Схема преддиссоциации при переходе молекулы на кривую отталкивания: 1 и 2 — кривые притяжения соответственно к основному и возбужденному электронным состояниям; 3 — кривая отталкивания; \mathcal{E}_d и D_0 — энергии преддиссоциации и диссоциации соответственно; Δ — энергетич. энергия разлетающихся атомов.

флуоресценции — часто более чувствит. индикатор П. м., чем уширение линий, к-рое в случае слабой П. м. трудно обнаружить.

С квантовомеханич. точки зрения, П. м. — результат возмущения, возникающего вследствие взаимодействия дискретных уровней энергии с непрерывными. В нулевом приближении энергию молекулы можно представить в виде суммы электронной и колебательной составляющих, при этом состоянии, соответствующей кривой притяжения (дискретные состояния) и кривой отталкивания (непрерывные состояния), независим друг от друга. Согласно теории возмущений, при учете электронико-колеб. взаимодействия эти состояния уже не независимы и действит. состояние молекулы с энергией \mathcal{E} является наложением дискретного и непрерывного состояний. Волновая ф-ция, описывающая состояние молекулы, $\Psi_{\mathcal{E}} = C_1 \Psi_d + C_2 \Psi_n$, где C_1 и C_2 — коэф., квадраты модулей к-рых дают вероятность найти молекулу в состояниях, описываемых волновыми ф-циями Ψ_d и Ψ_n . Т. о. молекула в состоянии, описываемом волновой ф-цией $\Psi_{\mathcal{E}}$, распадается с тем большей вероятностью, чем больше C_2 . Взаимодействие возможно лишь для состояний одинаковой симметрии, что накладывает ограничения на возможность П. м.

П. м. может иметь место и для многоатомных молекул, однако её наблюдение затрудняется сложностью спектров и возможно лишь для наиб. простых из них. Для сложных молекул с широкими сплошными полосами поглощения и испускания, в к-рых отсутствует вращат. структура, преддиссоциацию вообще нельзя наблюдать. Однако именно для таких молекул важна роль преддиссоциации и их распада при возбуждении уровнями энергии, лежащих выше границ диссоциации, т. к. выше способов, к-рыми преддиссоциация может быть осуществлена, возрастает с увеличением числа колеб. степеней свободы молекулы. Преддиссоциация сложной молекулы может происходить со значит. задержкой по отношению к моменту возбуждения, т. к. её энергия распределяется по многочисл. колебат. степеням свободы, а диссоциация наступает в результате случайной концентрации колеб. энергии на наиб. слабой связи.

С П. м. может быть связана повышенная хим. активность *in-vacuo* образования при преддиссоциации атомов и радикалов, обладающих высокой реакционной способностью. Поэтому П. м. играет важную роль в фотохимии.

Лит. см. при ст. *Молекулярные спектры*. М. А. Елжечиц,

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГРУППЫ — изображение элементов группы матрицами или преобразованиями линейного пространства, при к-ром сохраняется исходная групповая структура. Поскольку достаточно хорошо изучены матричные группы, при исследовании произвольных групп стараются установить соответствие между её элементами и матрицами век-групп фиксиров. порядка, т. е. изучать группу с помощью её линейной модели. Рассмотрение П. г. позволяет обнаружить важные свойства самих групп.

В физике естеств. образом возникают П. г. симметрии. Рассмотрим, напр., преобразование трёхмерного пространства в результате вращений системы координат. Закон преобразования векторов $x \rightarrow x'$ даёт, разумеется, трёхмерное П. г. вращений. Инвариантность скаляров относительно вращений позволяет ввести одномерное П. г. вращений, когда каждый элемент группы отображается на тождество. Преобразование можно записать закон преобразования компонент T_{ij} тензора ранга 2. Если рассматривать 9 величин T_{ij} как координаты точки 9-мерного пространства, получим 3-мерное П. г. вращений. Пусть $T_{ij} = T_{ji}$, это свойство инвариантно относительно вращений; поскольку при этом остаётся лишь 6 компонент T_{ij} , получается 6-мерное П. г. вращений, и т. д. Аналогично можно построить П. г. Лоренца. Законы преобразования спиноров дают т. н. двузначные П. г. вращений и группы Лоренца. Симметрия или антисимметрия многочастичной волновой ф-ции при перестановке тождеств. частиц даёт П. г. перестановок. Одна из целей теории П. г. — найти реал. законы преобразования физ. величин, т. е. найти всевозможные П. г. симметрии.

П. г. тесно связаны с реал. специальными функциями матем. физики, в к-рых явно проявляются соотношения симметрии. Эта связь позволяет с единой точки зрения исследовать свойства спец. ф-ций и обнаружить новые классы ф-ций.

Развитие теории П. г. началось в кон. 19 — нач. 20 вв. в работах Г. Фробениуса (G. Frobenius) и И. Шурца (I. Schur). Затем Г. Вейль (H. Weyl), Дж. Нейман (J. Neumann) и Ю. Вигнер (E. Wigner) продемонстрировали важность этой теории для физики.

Основные определения. П. г. G в пространстве V наз. отображение $D(G, V)$ этой группы в набор преобразований V . Каждому элементу $g \in G$ ставится в соответствие оператор $T(g)$, действующий в пространстве V , причём $T(g_1 g_2) = T(g_1) T(g_2)$ для любых g_1 и g_2 из G ; $T(e) = I$, где e — единичный элемент группы G , а I — единичный оператор в V . П. г. наз. линейными, если V — линейное пространство, а $T(g)$ — линейный оператор. В дальнейшем речь будет идти только о линейных П. г. Если G — топологич. группа, то обычно требуют, чтобы $T(g)$ непрерывно зависел от g , также П. г. наз. непрерывными.

Размерность пространства V обычно наз. размерностью представления, $\dim D(G, V)$, П. г. наз. вещественными (комплексными), если пространство П. г. V — вещественное (комплексное). Если $D(G, V)$ конечномерно, то, выбрав в V базис e_1, e_2, \dots, e_n , можно задать операторы $T(g)$ матрицами n -го порядка $\|T_{ij}(g)\|$, где элементы матрицы определяются соотношением $T(g)e_k = \sum_{j=1}^n T_{jk}(g)e_j$. Матрица $\|T_{ij}(g)\|$ наз. матрицей представления $D(G, V)$, а ф-ция $T_{ij}(g)$ — матричными элементами представления.

Простейшее П. г. получается, если положить $T(g) = I$, оно наз. единичным или тривиальным. Если группа G состоит из матриц фиксиров. порядка, то одно из П. г. получается при $T(g) = g$. Т. о., определение всякой линейной группы является одномерным заданием её представления в виде группы линейных операторов, т. е. группы матриц. Такие П. г. наз. определяющими. П. г. $D(G, V)$ наз. точ-

ным, если $T(g) = I$, тогда и только тогда, когда $g = e$. В этом случае отображение $g \rightarrow T(g)$ взаимно однозначно (является изоморфизмом).

Если H — подгруппа группы G , то, рассматривая оператор $T(g)$ только при $g \in H$, получим представление $D(H, V)$, называемое сужением $D(G, V)$ на подгруппу H . Подпространство $V_1 \subset V$ наз. инвариантным относительно П. г. $D(G, V)$, если оно инвариантно относительно всех операторов $T(g)$ этого П. г., т. е. для любых $g \in G$ и $v \in V_1$, $T(g)v \in V_1$ (операторы $T(g)$ не выводят из V_1).

Два П. г. $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ наз. эквивалентными, $D_1(G, V_1) \sim D_2(G, V_2)$, если существует линейный оператор A , взаимно однозначно отображающий V_1 на V_2 и удовлетворяющий условию $A T_1(g) = T_2(g) A$ для всех $g \in G$. Если $D_1(G, V_1)$ конечномерно и $D_2(G, V_2) \sim D_1(G, V_1)$, то $\dim D_1(G, V_1) = \dim D_2(G, V_2)$ и при соответствующем выборе базиса в V_1 и V_2 матричные элементы представлений $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ совпадают.

Пусть $V_1 \subset V$ — инвариантное подпространство относительно П. г. $D(G, V)$. Тогда получаем П. г. $D_1(G, V_1)$, к-рое наз. подпредставлением П. г. $D(G, V)$. П. г. наз. приводимым, если оно содержит нетривиальные (т. е. отличные от тривиального и самого себя) подпредставления. П. г. $D(G, V)$ наз. разложимым, если содержит подпредставления $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$, так же, что V изоморфно прямой сумме своих подпространств, $V = V_1 \oplus V_2$. В этом случае говорят, что П. г. эквивалентно прямой сумме представлений D_1 и D_2 : $D \sim D_1 \oplus D_2$. Если в П. г. D для всякого подпредставления D_1 существует подпредставление D_2 , так же, что $D \sim D_1 \oplus D_2$, то П. г. наз. вполне приводимым. В таком П. г. всякое инвариантное относительно действия операторов подпространство имеет инвариантное дополнение. Приводимое П. г. не обязательно должно быть разложимым.

Если в качестве базиса в пространстве V вполне приводимого конечномерного П. г. взять совокупность базисных векторов пространства подпредставлений, то матрицы, соответствующие операторам этого П. г., имеют квазидиагональный вид

$$T(g) = \begin{pmatrix} T_1(g) & 0 & \dots & 0 \\ 0 & T_2(g) & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & T_k(g) \end{pmatrix}$$

Если П. г. $D(G, V)$ не содержит нетривиальных подпредставлений, то оно наз. неприводимым. Различают алгебраич. неприводимость, т. е. отсутствие инвариантных подпространств, и топологич. неприводимость, при к-рой пространству П. г. не должно содержать замкнутых инвариантных подпространств. Алгебраически неприводимое П. г. является топологически неприводимым; обратное, вообще говоря, неверно. Полноту системы неприводимых П. г. устанавливают при помощи характеров П. г. $\chi(g)$. Для матричного П. г. $\chi(g) = \text{Tr} T(g)$.

Пусть на пространствах V_1 и V_2 задана невырожденная билинейная форма f и пусть V_2 — пространство П. г. $D(G, V_2)$. Всякому оператору $T(g)$ этого П. г. можно сопоставить дуальный оператор $T^*(g)$, действующий на пространстве V_1 так, что $f(T^*(g)v_1, v_2) = f(v_1, T(g)v_2)$. Если вместо оператора $T^*(g)$ рассмотреть оператор $T^{(*)}(g) = T^*(g^{-1})$, то множество операторов $T^{(*)}(g)$ образует П. г., называемое сопряжённым к $D(G, V_2)$ относительно формы f . Поскольку f невырождена, размерности П. г. $D(G, V_2)$ и $D^{(*)}(G, V_1)$ совпадают. Для конечномерных П. г. матрицы операторов $T^{(*)}(g)$ имеют вид $T^{(*)}(g) = (T^{-1})^T$, где T^{-1} — матрица формы f , а штрих означает транспонирование. Если рассмотреть П. г. $D(G, \mathcal{H})$ в гильбертовом пространстве \mathcal{H} и взять в качестве формы f скалярное произ-

вектора; то множество операторов $T^{(\lambda)}(g) = (T^*(g))^{-1}$ ($\lambda = \pm 1$) — взаимно обратными) образуют П. г. $D^*(G, \mathcal{H})$, к-рое наз. сопряженным к $D(G, \mathcal{H})$. Пусть теперь все операторы П. г. $D(G, \mathcal{H})$ унитарны. Тогда $D^*(G, \mathcal{H})$ будет совпадать с $D(G, \mathcal{H})$, и скалярное произведение инвариантно относительно D , т. е. для любых λ_1, λ_2 на \mathcal{H} и любого $T(g): (T(g)\lambda_1, T(g)\lambda_2) = (\lambda_1, \lambda_2)$. Такое П. г. наз. унитарным. Всякое П. г., сохраняющее невырожденную билинейную форму, вполне приводимо, в частности вполне приводимо всякое конечномерное унитарное П. г.

П. г. $D(G, V)$ наз. циклическим, если существует вектор $v \in V$ из замкнутого линейной оболочки $D(G, V)$, такой, что $\{T(g)v\}$ образует базис для всех $T(g)$; совпадает с V . Каждое унитарное П. г. является прямой суммой циклич. подпредставлений. Унитарное П. г. $D(G, \mathcal{H})$ неприводимо тогда и только тогда, когда каждый ненулевой вектор $\lambda \in \mathcal{H}$ циклический для $D(G, \mathcal{H})$.

В приложениях приходится оперировать такими П. г., для к-рых процесс выделения инвариантных подпредставл. бесконечен. В этом случае используют обобщение понятия прямой суммы П. г. — прямой интеграл представлений.

Пусть $\mu(G)$ — право(лево)инвариантная мера Хаара для локально компактной группы G (см. Инвариантное интегрирование). Рассмотрим пространство L^2 числовых (вещественных или комплексных) ф-ций $f(g)$, интегрируемых с квадратом по этой мере. Обозначим $T^R(g)$, $T^L(g)$ операторы преобразования в L^2 , порожденные правым (левым) сдвигом на элемент: $T^R(g)f(g') = f(g'g)$, $T^L(g)f(g') = f(g'g^{-1})$. Группа операторов $T^R(g)$, $T^L(g)$ образует линейное П. г. G в пространстве L^2 , к-рое наз. правым (левым) регуляризм П. г. Сдвиги пространства L^2 скалярным произведением $(f_1, f_2) = \int_G f_1(g)f_2(g)d\mu(g)$, где черта означает комплексное сопряжение, можно показать, что регуляризм представлени унитарны.

При выделении неприводимых представлений некомпактных (локально компактных) групп весьма эффективной оказывается теория индукции в а н и х П. г. Индуцированное П. г. $D(K, V) \uparrow G$ локально компактной группы G специальным образом конструируется из представлени $D(K, V)$ замкнутой подгруппы $K \in G$. Пусть ϕ — ф-ция, отображающая G в V и удовлетворяющая условию: $\phi(kg) = T(k)\phi(g)$ для любых $g \in G, k \in K$, $T(k)$ — оператор П. г. $D(K, V)$. Тогда индуциро. представление $U(G, \mathcal{H}) = D(K, V) \uparrow G$ определяется в пространстве \mathcal{H} всех таких ф-ций ф-лой $(U(g)\phi)(g') = \phi(g'g)$. Метод индукции представлений является простейшим приемом построения представлений более сложных групп из представлений более простых групп.

В квантовой механике используют т. н. проективные П. г., когда каждому элементу g ставится в соответствие оператор $T(g)$, действующий в пространстве V , причём для любых g_1 и g_2 из G : $T(g_1)T(g_2) = \omega(g_1, g_2)T(g_1g_2)$, где фазовый множитель $\omega(g_1, g_2)$ — числовая ф-ция, зависящая от g_1 и g_2 , а $T(e)$ — по-прежнему единичный оператор в V . На проективные П. г. непосредственно переносится понятия эквивалентности и неприводимости П. г.

Пусть $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ — два конечномерных П. г. G , имеющие размерности n_1 и n_2 . П. г. D наз. прямым (тензорным) произведением n_1 и n_2 П. г. D_1 и D_2 , $D = D_1 \otimes D_2$, оно имеет размерность $n_1 n_2$, а каждый его элемент представляет собой матрицу $n_1 n_2 \times n_1 n_2$, являющуюся прямым (криверным) произведением матрицы из $D_1(G, V_1)$, на матрицу из $D_2(G, V_2)$ (см. Матрица). Прямое произведение $D_1 \otimes D_2$ двух неприводимых конечномерных представлений D_1 и D_2 группы G неприводимо, если размерность пред-

ставления D_1 (или D_2) равна 1, в общем случае $D_1 \otimes D_2$ вполне приводимо.

Напр., в квантовых системах с группой симметрии G состоят ф-ция ф гамилтониана можно классифицировать по неприводимым П. г. G . Теория П. г. позволяет в этом случае установить т. н. правила отбора при рассмотрении процессов перехода из одного состояния в другое. Если процесс перехода задается оператором O_α , соответствующим неприводимому П. г. $D_\alpha(G, V_\alpha)$, то переход из некого состояния ψ , соответствующего неприводимому П. г. $D_\beta(G, V_\beta)$, может осуществляться лишь в те конечные состояния ψ' , представлени к-рых D , содержится в разложении прямого произведения $D_2 \otimes D_3 = \sum m_i D_i$.

Матричные элементы оператора C , приводящего прямое произведение $D_1 \otimes D_2$ к блочподдиагональному виду [т. е. $C(D_1 \otimes D_2)C^{-1} = \sum m_i D_i$, где D_i — не-

приводимое представлени, m_i — его кратность в прямом произведении], наз. коэффициентами Клебша — Гордана. Неприводимое П. г. G , являющееся прямым произведением групп G_1 и G_2 (см. Группа), есть прямое произведение их неприводимых представлений, т. е. $D(G_1 \otimes G_2, V) = D_1(G_1, V_1) \otimes D_2(G_2, V_2)$.

Представления некоторых групп. Коммутативные и негруппы. Любое неприводимое унитарное представление локально компактной коммутативной группы одномерно, при этом каждому элементу группы ставится в соответствие комплексное число $\chi(g)$. Любое представление коммутативной группы ограниченных операторами в гильбертовом пространстве является суммой дискретной, если группа компактна) одномерных представлений.

Одним из наиб. завершённых разделов общей теории П. г. является теория представлений компактных групп, к-рым относятся все конечные группы, группы вращений плоскости и пространства, группы $SU(N)$ при различных N , рассматриваемые в теории элементарных частиц (см. Кабирировые поля, Унитарная симметрия), и т. д. Если группа компактна, то любому её представлению можно сопоставить эквивалентное ему унитарное представлени, т. е. изучение представлений компактной группы сводится к изучению её унитарных представлений. Свойства унитарного представлени полностью определяются свойствами его неприводимых компонент. Всякое неприводимое унитарное представлени компактной группы конечномерно.

Если $D_1(G, \mathcal{H}_1)$ и $D_2(G, \mathcal{H}_2)$ — любые два неприводимых унитарных представлени компактной группы G , то матричные элементы операторов этих представлений $T_{ik}^{(1)}(g)$ и $T_{lm}^{(2)}(g)$ удовлетворяют соотношениям

$$\int_G T_{ik}^{(1)}(g) \overline{T_{lm}^{(2)}(g)} d\mu(g) = \begin{cases} 0, & \text{если } D_1 \text{ и } D_2 \text{ не эквивалентны,} \\ \delta_{il} \delta_{km} / d_1, & \text{если } D_1 \sim D_2, \end{cases}$$

где $d_1 = \dim D_1$; черта означает комплексное сопряжение. Считается, что базисы в пространствах \mathcal{H}_1 и \mathcal{H}_2 ортонормированы.

Пусть $\{D^k(G)\}$ — система всех неэквивалентных неприводимых унитарных представлений компактной группы G . Ф-ции $d_i^{-1/2} T_{ik}^{(i)}(g)$ ($i, k = 1, \dots, d_i$), где $d_i = \dim D^i$, образуют полный ортонормиров. базис в пространстве L^2 (теорема Петера — Вейля).

Всякое неприводимое унитарное представлени компактной группы эквивалентно подпредставлению её прямого регулярирного представления $D^R(G)$.

Представления конечных групп. Каждая конечная группа компактна. Поэтому утверждения, касающиеся представлений компактных групп, справедливы и для конечных групп, только во всех \mathfrak{g} -флах необходимо заменить интегрирование по группе $\int d\mu(g)$ суммированием по групповым элементам

$$\int d\mu(g) \rightarrow |G|^{-1} \sum_{g \in G} \text{ где } |G| \text{ — порядок конечной группы.}$$

Конечная группа имеет конечное число неприводимых П. г. Сумма квадратов размерностей всех неприводимых неизэквивалентных П. г. равна порядку группы (теорема Бёрнсайда), причём все эти размерности являются делителями порядка группы. Число различных неприводимых представлений конечной группы равно числу классов сопряжённых элементов.

Представления групп Ли. Оператор $T(g)$ представления $D(G, V)$ n -мерной группы Ли, так же как и соответствующий элемент группы Ли, зависит от параметров a_1, \dots, a_n , т. е. $T(g(a)) = T(a_1, \dots, a_n) \equiv T(a)$. Для т. г. дифференцируемых П. г. функция $T(a)$ дифференцируема (так, в частности, будет, если представление $D(G, V)$ конечномерно), можно ввести набор операторов $\partial_i(X_i) = \partial T(a)/\partial a_i$, $i = 1, \dots, n$, наз. г. г. е. н. о. р. а. т. о. р. а. м. представления $D(G, V)$; здесь X_i — генераторы группы. В первом приближении по a_i получим $T(a) \approx I + \sum_{i=1}^n a_i t(X_i)$. Операторы $t(X_i)$ ($i = 1, \dots, n$) образуют базис Ли алгебры, к-рая наз. л. и. д. ф. р. е. н. ц. и. а. л. Дифференциал П. г. в свою очередь является представлением алгебры Ли соответствующей группы.

Пусть $g(a)$ — элемент однопараметрич. подгруппы группы G . Связь между П. г. $D(G, V)$ и его дифференциалом [представлением соответствующей алгебры Ли $\mathfrak{d}(A, V)$] дается ф-лой $t(X) = dT(g(a))/da$. Если θ — связанная группа Ли, то её конечномерные представления полностью определяются своими дифференциалами. Напр., если $D(G, V)$ — конечномерное П. г. G , а $d(A, V)$ — представление алгебры Ли A этой группы, являющееся дифференциалом D , то всякое подпространство пространства V , инвариантное относительно D , инвариантно также относительно d . П. г. D и d неприводимы, приводимы и вполне приводимы одновременно. Если $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ — представления связанной группы Ли G , а $d_1(A, V_1)$ и $d_2(A, V_2)$ — их дифференциалы, то их эквивалентности $d_1 \sim d_2$ следует эквивалентность $D_1 \sim D_2$ и наоборот. Конечномерные представления связанных односвязных групп Ли находятся во взаимно однозначном соответствии с представлениями их алгебр Ли. Эти представления связаны ф-лой $T(g(a)) = \exp(at(X))$. Для унитарных представлений в гильбертовых пространствах из эквивалентности дифференциалов следует эквивалентность П. г.

Поэтому удобен т. н. и. в. ф. и. н. и. т. з. м. а. л. и. й т. о. д. х. д., когда исследование П. г. сводят к исследованию представлений их алгебр. Каждому элементу Y из алгебры Ли A группы Ли G ставится в соответствие оператор $\text{ad}(Y) = [Y, X]$, для любого X из A . Т. к. из тождества Якоби следует, что $\text{ad}([Y, X]) = [\text{ad}(Y), \text{ad}(X)]$, то операторы $\text{ad}(Y)$ образуют представление алгебры A . Это представление наз. п. р. и. с. о. е. д. и. н. н. ы. м. п. р. е. д. с. т. а. в. л. е. н. и. е. м. алгебры Ли. Если X_1, \dots, X_n — базис алгебры A , то матричные элементы операторов $\text{ad}(X_i)$ в этом базисе совпадают со структурными константами алгебры Ли: $(\text{ad}(X_i))_j^k = C_{ij}^k$.

Если A — алгебра Ли связанной группы G , то представление алгебры ad можно продолжить до представ-

ления группы G , действующего в A , как в векторном пространстве. При соединении n представлений n групп G наз. такое отображение $\text{Ad}(g, A)$, что $\exp(\text{Ad}(g)X) = g \exp X g^{-1}$. Для любых $X \in A$ и $g \in G$. Размерность присоединённого П. г. совпадает с размерностью группы Ли.

В рамках инфинитезимального подхода развиты теория конечномерных представлений полупростых групп Ли, имеющая важное значение для теории элементарных частиц. Всякое конечномерное представление полупростой алгебры вполне приводимо. Поэтому исследование конечномерных представлений полупростых алгебр сводится к исследованию неприводимых конечномерных представлений.

Для классификации неприводимых конечномерных представлений комплексных алгебр Ли используют т. н. теорию старших весов. Пусть эрмитовы операторы H_i , $i = 1, \dots, r$; r — размерность группы Ли G — базисные элементы подалгебры Картана. Рассмотрим комплексное конечномерное представление $d(A, V)$ алгебры Ли A группы G . Тогда операторы $t(H_i) \in d(A, V)$ эрмитовы, они коммутируют друг с другом и поэтому имеют общие собств. векторы $\psi_m \in V$, т. е. такие, что $t(H_i)\psi_m = m_i \psi_m$ ($i = 1, \dots, r$); m — r -мерный векств. вектор $m = (m_1, \dots, m_r)$, соответствующий ψ_m , называется весом ψ_m в $d(A, V)$.

Обозначим через W множество всех элементов g полупростой группы Ли G , обладающих тем свойством, что $gKg^{-1} = K$, где K — подгруппа Картана группы G (K — группа, алгеброй к-рой является подалгебра Картана). Множество W является подгруппой G , причём $K \in W$ и является нормальным делителем W . Факторгруппа W/K наз. группой отражений Вейля. Эта группа конечна.

Два веса m и m' наз. эквивалентными, если они связаны друг с другом группой отражений Вейля. Число разл. весов не превышает размерности представления. Говорят, что вес m старше веса m' , если вектор $m - m'$ положительн, т. е. его первая отличная от нуля компонента положительна. Старший вес из множества эквивалентных весов наз. доминантным. Вес, к-рый старше всех остальных весов представления, наз. старшим весом представления.

Неприводимое конечномерное представление полупростой алгебры Ли полностью определяется своим старшим весом (теорема Картана). Для каждой простой алгебры Ли с r -мерной подалгеброй Картана имеется r фундаментальных весов $M^{(i)}$ ($i = 1, \dots, r$), называемых фундаментальными, таких, что остальные доминантные веса можно представить в виде $M = \sum_{i=1}^r \lambda_i M^{(i)} = M(\lambda_1, \dots, \lambda_r)$, где $\{\lambda_i\}$ — набор неотрицат. целых чисел. Существует г. т. в. фундаментальных неприводимых конечномерных представлений простой алгебры, к-рые имеют r фундаментальных доминантных весов в качестве своих старших весов. Соответствующие П. г. наз. фундаментальными.

До сих пор речь шла об односвязных П. г., когда каждому элементу группы G ставится в соответствие только один оператор $T(g)$. Если группа G не является односвязной, то для того, чтобы П. г. было непрерывным, возникает необходимость каждому элементу группы g ставить одновременно в соответствие неск. разл. операторов $T_1(g), T_2(g), \dots, T_m(g)$. Такое П. г. наз. m -значным.

Лит.: Вилленки П. Я., Связанные функции и теория представлений групп, М., 1965; Жейлоб в е н. к. Д. П., Компактные группы Ли и их представления, М., 1970; Киррилово А. А., Элементы теории представлений, 2 изд., М., 1978; Наймарк М. А., Теория представлений групп, М., 1978; Менский М. В., Метод инвариантных представлений. Пространство — время и квантовая частота, М., 1978; Климык А. У., Матричные элементы и коэффициенты Якоби — Гордана представлений групп, К., 1978; Барут А. А.,

Ромчкина Р., Теория представлений групп и ее приложения, т. 1—2, пер. с англ., М., 1980; см. также лит. при сл. Гравис.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ТЕОРИЯ в квантовой механике — изучает схемы конкретных реализаций квантовых наблюдаемых как самосопряженных операторов, действующих в гильбертовом пространстве, и состояний как векторов этого пространства.

Традиц. построение аппарата *квантовой механики*, восходящее к П. А. М. Дираку (P. A. M. Dirac), состоит в обобщении введенного В. Гейзенбергом (W. Heisenberg), М. Борном (M. Born) и П. Йорданом (P. Jordan) матричного описания физ. величин в абстрактную алгебраич. схему q -чисел, в k -рой операции дифференцирования по динамик. переменным классич. механики заменяются образованием коммутаторов с канонически сопряженными переменными. Для практич. вычислений нужно реализовать элементы этой алгебры операторами в гильбертовом пространстве — пространстве состояний. При этом элементам, имеющим физ. смысл, — квантовым наблюдаемым — должны отвечать самосопряженные операторы, из собств. векторов k -рых можно набрать в пространстве состояний полную систему U . Коммутирующие операторы, относящиеся к одновременно измеряемым a_i (см. *Неопределенностей соотношения*), обладают общей системой собств. векторов. Совокупность n независимых коммутирующих операторов A_i наз. в од. и в об. о-ром, если любой оператор, коммутирующий со всеми A_i , является их ф-цией.

Пусть $\Phi_{a_1}, \dots, \Phi_{a_n}$ — общая полная система собств. векторов такого набора:

$$A_i \Phi_{a_1, \dots, a_n} = a_i \Phi_{a_1, \dots, a_n}$$

Тогда любой вектор ψ на пространстве состояний \mathcal{H} может быть разложен по базису Φ_{a_1, \dots, a_n} :

$$\psi = \sum_{(a)} \psi(a_1, \dots, a_n) \Phi_{a_1, \dots, a_n}$$

(суммирование проводится по всем собств. значениям $(a) = a_1, a_2, \dots, a_n$), где $\psi(a_1, \dots, a_n)$ наз. в од. и в об. о-рой ф-цией в (A_i) -представлении:

$$\psi(a_1, \dots, a_n) = \langle \psi, \Phi_{a_1, \dots, a_n} \rangle,$$

причем скалярное произведение (\dots, \dots) в \mathcal{H} определено ф-лой

$$(\psi_1, \psi_2) = \sum_{(a)} \psi_1(a_1, \dots, a_n) \psi_2^*(a_1, \dots, a_n).$$

Действие A_i сводится в (A_i) -представлении к умножению на число:

$$A_i \psi(a_1, \dots, a_n) = a_i \psi(a_1, \dots, a_n),$$

а для любого другого самосопряженного оператора C выражается через матричные элементы

$$c_{(a), (a')} = \langle \Phi_{a_1, \dots, a_n}, C \Phi_{a'_1, \dots, a'_n} \rangle$$

в выбранном базисе:

$$C \psi(a_1, \dots, a_n) = \sum_{(a')} c_{(a), (a')} \psi(a'_1, \dots, a'_n).$$

Из существования разл. полных наборов коммутирующих операторов вытекает возможность разл. представлений. Переход от одного представления к другому сводится к замене базиса в \mathcal{H} :

$$\Phi(a) \rightarrow \Psi(a) = \sum_{(a')} U_{(b), (a)} \Psi(a').$$

При этом волновая ф-ция в (B_k) -представлении

$$\Psi(b_1, \dots, b_n) = \langle \Psi, \Phi_{(b)} \rangle = \sum_{(a)} U_{(b), (a)} \psi(a_1, \dots, a_n),$$

или

$$\Psi \rightarrow U \psi,$$

связана с $\psi(a_1, \dots, a_n)$ унитарным преобразованием: из свойств ортонормированности базисов вытекает

$$\sum_{(a)} U_{(b), (a)} U_{(b'), (a)}^* = \delta_{(b), (b')},$$

или

$$U U^* = 1.$$

Матричные элементы операторов преобразуются при этом по ф-ле

$$c_{(b), (b')} = \sum_{(a), (a')} U_{(b), (a)} c_{(a), (a')} U_{(a'), (b')}^*,$$

или

$$C \rightarrow U C U^{-1}.$$

Благодаря унитарности преобразования старая и новая системы матричных элементов и волновых ф-ций физически эквивалентны: спектры операторов, ср. значения и вероятности переходов совпадают.

Унитарные преобразования являются квантовым аналогом классич. канонич. преобразований. Эта аналогия не сводится, однако, к взаимно однозначному соответствию. С одной стороны, согласно принципу неопределенности, точные значения в данном представлении может принимать только половина квантовых наблюдаемых, причём имеется значит. провалов в выборе этой половины. Поэтому число квантовых представлений значительно больше числа операторов классич. канонич. переменных. С др. стороны, не все наборы классич. канонич. переменных имеют квантовый аналог. Простейшим примером служат переменные действие — угол: в отличие от действия, квантовый аналог угла не существует как самосопряженный оператор.

Описанная выше «идеальная» схема реализуется лишь в простейшем случае операторов с чисто точечным спектром. В действительности уже такие естеств. квантовые наблюдаемые, как координаты и импульсы, имеют непрерывный спектр и представлены неогранич. операторами. Собств. ф-ция неогранич. операторов не принадлежит гильбертову пространству и оказываются *обобщенными функциями*. Сама эти операторы хорошо определены не на всем \mathcal{H} , а лишь на его плотн. подмножестве, на k -ром указаны обобщенные ф-ция являются линейными функционалами. При этом проблема квантования ставится как задача конструирования представлений канонических *перестановочных соотношений* в \mathcal{H} .

В простом, но нетривиальном примере бесструктурной частицы независимыми наблюдаемыми служат координаты Q_i и импульсы P_i ($i = 1, 2, 3$), подчиняющиеся перестановочным соотношениям Гейзенберга:

$$[Q_i, Q_j] = [P_i, P_j] = 0, \quad [Q_i, P_k] = i\hbar \delta_{ik}.$$

В координатном представлении в качестве полного набора коммутирующих операторов выбираются Q_i . Пространством состояний служит пространство $L^2(\mathbb{R}^3)$ квадратично интегрируемых комплекснозначных ф-ций $\psi(x)$, $x = x_1, x_2, x_3$, со скалярным произведением

$$(\psi_1, \psi_2) = \int_{\mathbb{R}^3} \psi_1(x) \psi_2^*(x) dx.$$

Действие операторов Q_1, P_1 задается ф-лами

$$Q_1\varphi(x) = x_1\varphi(x), \quad P_1\varphi(x) = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_1} \varphi(x)$$

и, вообще говоря, выводит ф-ции из L^2 . Хорошо определены эти операторы на множестве D бесконечно дифференцируемых ф-ций, убывающих на бесконечности быстрее любой степени; действие Q_1, P_1 и любых их нелых пологит. степеней не выводит из D . В Д легко проверяется самосопряженность операторов и неприводимость их представления (т. е. что любой коммутирующий с Q_1 и P_1 оператор кратен единичному).

Общая полная система собств. ф-ций операторов Q_1 (с собств. значениями x^0) имеет вид

$$\varphi_{x^0}(x) = \delta(x - x^0) = \delta(x_1 - x_1^0) \delta(x_2 - x_2^0) \delta(x_3 - x_3^0),$$

где $\delta(x)$ — введенная для описания непрерывного спектра δ -функция Дирака. В этом примере легко находится и соответствующая система собств. ф-ций операторов P_1 :

$$\varphi_{p^1}(x) = (2\pi\hbar)^{-1/2} \exp(ip^1 x / \hbar).$$

Хотя первая система — обобщенные, а вторая — обычные ф-ции, обе они не принадлежат L^2 , т. е. не квадратично интегрируемы.

Тому же выбору классич. канонич. переменных отдают и импульсное представление, в котором полным набором коммутирующих наблюдаемых служат операторы P_1 . Элементы \mathcal{K} являются теперь ф-ции $\tilde{\varphi}(p)$ на $L^2(\mathbb{R}^3)$, действие операторов задано ф-лами

$$Q_1\tilde{\varphi}(p) = i\hbar \frac{\partial}{\partial p_1} \tilde{\varphi}(p), \quad P_1\tilde{\varphi}(p) = p_1\tilde{\varphi}(p),$$

а их собств. ф-ции имеют вид

$$\tilde{\varphi}_{x^1}(p) = (2\pi\hbar)^{-1/2} \exp(ipx^1 / \hbar), \quad \varphi_{p^1}(p) = \delta(p - p^0),$$

т. е. опять не принадлежат L^2 .

Ф-ции $\tilde{\varphi}(p)$ связаны с $\varphi(x)$ преобразованием Фурье

$$\tilde{\varphi}(p) = (2\pi\hbar)^{-3/2} \int_{\mathbb{R}^3} \exp(-ipx/\hbar) \varphi(x) dx = U\varphi(x),$$

т. е. выглядит как действие на $\varphi(x)$ интегрального оператора U ; обратное преобразование получается действием сопряженного оператора: $\varphi(x) = U^*\tilde{\varphi}(p)$. Благодаря равенству Парсеваля

$$\int_{\mathbb{R}^3} |\varphi(x)|^2 dx = \int_{\mathbb{R}^3} |\tilde{\varphi}(p)|^2 dp$$

этот оператор унитарен, т. е. координатные и импульсные представления унитарно эквивалентны.

Унитарная эквивалентность характерна для любой квантовой механики, системы с конечным числом степеней свободы; по теореме фон Неймана — Стоуна неприводимое представление канонич. перестановочных соотношений единственно с точностью до унитарного преобразования. Выбор представления диктуется соображениями удобства и простоты в конкретной физ. ситуации. Помимо координатного и импульсного представлений наиб. употребительны: представление, где полным набором операторов служат операторы Гамильтона H , квадрата момента M^2 и его проекция на ось z (в задачах о частоте в центр. поле); *Фокса представления* (в задачах, где система трактуется как набор слабо взаимодействующих осцилляторов); голоморфное представление (в описании когерентных оптич. пучков и аналогичных систем) и т. д.

Для систем с бесконечным числом степеней свободы теорема фон Неймана — Стоуна неприменима, и существ-

ует бесконечное множество унитарно эквивалентных представлений канонич. перестановочных соотношений. Необходимость рассмотрения таких бесконечномерных систем объясняется двумя обстоятельствами: для канонич. теории поля — реальностью этих систем, *полной физический*; для статистич. физики — отсутствием гуретич. методов описания релаксации к равновесному состоянию для конечномерных систем, отсутствием фазовых переходов в таких системах. Соответствующие матем. оформление весьма сложно и с необходимостью использует нефокусные представления перестановочных соотношений. К-л. законченной схемы, позволяющей описать реальные физ. системы строго, пока нет, хотя рассмотрены мн. примеры, моделирующие ту или иную сторону реальной ситуации. Большинство же прикладных (с точки зрения П. т.) задач *используют возмущенной теорию, основанную на фокусном представлении канонич. перестановочных соотношений.*

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2-е изд., М., 1979; Фридрихс К. О., Вмещающие спектра операторов в гильбертовом пространстве, пер. с англ., М., 1968; Вильд Н., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1971; Завьялов О. И., Сушко В. Н., Неквантовые представления соотношений коммутации в физике бесконечных систем, в сб.: Статистическая физика и квантовая теория поля, М., 1973; М. и др. в сб.: В. В. Навал, теоретическая физика, М., 1977; Фаддеев Л. Д., Якубовский Я. О. А., Лекции по квантовой механике для студентов-математиков, Л., 1980. В. В. Мейеров, В. П. Долово.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ (красота) (англ. beauty) — квантовое число, характеризующее опреде. тип (*аромат*) кварка (*b*-кварка), а также адроны, в состав к-рых входит *b*-кварк (анти)кварк \bar{b} . См. *Красота*.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ВОЛН (рефракция волн) — изменение направления распространения волн в неоднородной среде, обусловленное зависимостью фазовой скорости волн от координат. П. в. может рассматриваться как отдельное (независимое от дифракции волн) явление только в рамках применения лучевой описания волновых процессов (см. *Геометрическая оптика*, *Геометрическая акустика*). Соответственно различают П. в. на плоской или плавно изогнутой (в масштабе длин волн) границе раздела однородных сред и П. в. в плавно неоднородной (в масштабе длин волн) среде (интерд. термин «рефракция» относят только к этому случаю).

При преломлении плоской, монохроматич. волны на плоской границе раздела двух однородных непоглощающих сред направления распространения падающей и преломленной волн связаны соотношением $\sin\theta_1/\sin\theta_2 = v_2/v_1$ (*Снелла закон преломления*), где θ_1, θ_2 — углы падения и преломления, т. е. углы между нормальными фазовых скоростей v_1, v_2 и нормалью к границе. В изотропных средах величина $n = v_1/v_2$ не зависит от угла падения и наз. относн. показателем преломления двух сред; для эл.-магн. волн вводит абс. показатель преломления как отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости в среде. При $(v_2/v_1)\sin\theta_1 > 1$ не существует действит. углов θ_2 , удовлетворяющих закону П. в., и преломленная волна отсутствует — явление полного внутреннего отражения. Однако и в этом случае закон П. в. формально выполняется при комплексных значениях угла преломления, к-рым соответствует бегущие вдоль границы и экспоненциально спадающие при удалении от нее моды. На границе раздела изотропных сред, в к-рых величина фазовой скорости зависит от направления распространения, одной падающей могут соответствовать неск. преломленных волн, групповые скорости к-рых направлены от границы в глубь среды (угол преломления при этом может быть тупым). П. в. на режик границах раздела едт сопрягается (за редким исключением) отражением волн. Соотношение амплитуд падающей, преломленной и отраженных волн зависит от природы и «поляризации» волн и в эл.-магн. случае определяется *Френеля формулами*. На эффекте П. в. основан принцип действия большинства оптич. устройств (микроскопов, телескопов, спектрографов, фотоаппаратов, световодов и др.). Рефракция объясняется мн. явлениями природы: миражи, звуковые

каналами в околосветной атмосфере, сверхдальняя радиосвязь и др.

Лит.: Брежневский Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Фейнман Р., Дайтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., 3 изд., т. 3 — М.: Мир, 1978; 2 изд., т. 7 — Физика сплошных сред, М., 1977; М. А. Миллер, Г. В. Перриш, ПРЕЛОМЛЕНИЕ РАДИОВОЛН — см. Рефракция радиоволн.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА — изменение направления распространения световой волны (светового луча) при прохождении через границу раздела двух различных прозрачных сред. На плоской границе раздела двух однородных изотропных сред с абс. преломления показателями n_1 и n_2 П. с. определяется след. законами: падающий, отраженный и преломленный лучи и нормали к границе раздела в точке падения лежат в одной плоскости (плоскости падения); угол падения φ_1 и преломления φ_2 (рис. 1), образованные соответствующими лучами с нормалью, и показатели преломления сред n_1 и n_2 связаны для монохроматич. света *Снеллия законом*

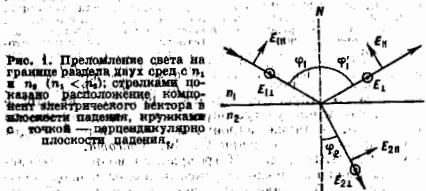


Рис. 1. Преломление света на границе раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 ($n_1 < n_2$); стрелками показано направление вектора в плоскости падения, кружками — перпендикулярно плоскости падения.

преломления $n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2$. Обычно П. с. сопровождается отражением света от той же границы. Для непроводящих (прозрачных) сред полная энергия светового потока преломленной волны равна разности энергий потоков падающей и отраженной волн (закон сохранения энергии). Отношение интенсивностей светового потока преломленной волны K падающей — коэф. пропускания границы раздела сред τ_{111} — зависит от поляризации света падающей волны, угла падения φ_1 и показателя преломления n_1 и n_2 . Строгое определение интенсивности преломленной (и отраженной) волны может быть получено из решения у-ий Максвелла с соответствующими граничными условиями для электрич. и магн. векторов световой волны и выражается *Френеля формулами*. Если электрич. вектор падающей и преломленной волн разложить на две компоненты $E_{1\parallel}$ (лежащую в плоскости падения) и $E_{1\perp}$ (перпендикулярную к ней), τ -ы Френеля для коэф. пропускания соответствующих компонент имеют вид

$$\tau_{111} = \frac{E_{1\parallel}^2}{E_{1\parallel}^2} = \frac{\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2}{\sin^2(\varphi_1 + \varphi_2) \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2)},$$

$$\tau_{1\perp\perp} = \frac{E_{1\perp}^2}{E_{1\perp}^2} = \frac{\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2}{\sin^2(\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

Зависимость величин τ_{111} и $\tau_{1\perp\perp}$ от φ_1 приведена на рис. 2. Из выражений (*) и рис. 2 следует, что для всех углов падения $\tau_{1\perp\perp} \geq \tau_{111}$; кроме частного случая нормального падения ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$), когда

$$\tau_{111} = \tau_{1\perp\perp} = 4n_1 n_2 / (n_1 + n_2)^2.$$

Это означает, что для всех φ_1 (кроме $\varphi_1 = 0$) происходит поляризация преломленного света. Если на границу раздела падает естественный (не поляризованный) свет, для k -го $E_{1\parallel} = E_{1\perp}$, то в преломленной волне $E_{2\parallel} \neq E_{2\perp}$, т. е. свет будет частично поляризованным. Напр., значит, поляризация преломленной волны про-

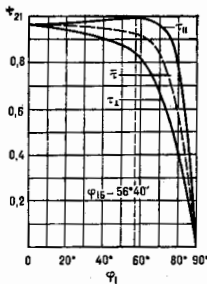


Рис. 2. Зависимость коэффициентов пропускания τ_{111} , $\tau_{1\perp\perp}$ и $\tau_{1\parallel\perp} = 1/2(\tau_{111} + \tau_{1\perp\perp})$ для волн равной поляризации от угла падения φ_1 при преломлении на границе воздух ($n_1 = 1$) — стекло (с показателем преломления $n_2 = 1,52$); $\tau_{1\perp\perp}$ — для падающей неполяризованной света.

исходит при падении под углом Брюстера $\varphi_{1B} = \arctg(n_2/n_1)$, когда $\varphi_1 + \varphi_2 = \pi/2$ (рис. 2). При этом $\tau_{111} < 1$, а $\tau_{1\perp\perp} = 1$, т. е. преломление поляризов. света с $E_{1\parallel}$ не сопровождается отражением.

Если свет падает из среды оптически менее плотной в более плотную ($n_2 > n_1$), то $\varphi_2 < \varphi_1$ и преломленный луч существует при всех значениях угла φ_1 от 0 до 90°. Если свет падает из среды оптически более плотной в менее плотную ($n_2 < n_1$), то $\varphi_2 > \varphi_1$ и преломленная волна существует лишь в пределах угла падения от $\varphi_1 = 0$ до $\varphi_1 = \arcsin(n_2/n_1)$. При углах падения $\varphi_1 > \arcsin(n_2/n_1)$ П. с. не происходит, существует только отраженная волна — явление *полного внутреннего отражения*.

В оптических анизотропных средах в общем случае образуются две преломленные световые волны с взаимно перпендикулярной поляризацией (см. *Кристаллооптика*).

Формально законы П. с. для прозрачных сред могут быть распространены и на поглощающие среды, если рассматривать показатель преломления для таких сред как комплексную величину $n_{\text{пог}} = n(1 - ik)$, где k — показатель поглощения. В случае металлов, обладающих сильным поглощением (и большим коэф. отражения), идущая внутрь металла волна поглощается в тонком приповерхностном слое и понятие преломленной волны теряет смысл (см. *Металлооптика*).

Поскольку показатель преломления сред зависит от длины волны света λ (см. *Дисперсия света*), то в случае падения на границу раздела прозрачных сред непохохроматич. света преломленные лучи разл. для волн идут по разл. направлениям $\varphi_2 = \varphi_2(\lambda)$, что используется в дисперсионных призмах.

На П. с. на выгнутых, вогнутых и плоских поверхностях прозрачных сред основано действие линз, служащих для получения *изображений оптических*, дисперсионных призм и др. оптич. элементов.

Если показатель преломления меняется непрерывно (напр., в атмосфере с высотой), то при распространении светового луча в такой среде также происходит непрерывное изменение направления распространения — луч искривляется в сторону большего значения показателя преломления (см. *Рефракция света в атмосфере*), во при этом отражения света не происходит.

Под действием излучения большой интенсивности, создаваемого мощными лазерами, среда становится нелинейной. Индуцированные в молекулах среды под действием сильного электрич. поля световой волны диполи вследствие агармоничности колебаний электронов молекул излучают в среде вторичные волны не только на частоте ω падающего излучения, но также волны с удвоенной частотой — гармоники 2ω (и более высокие гармоники $3\omega, \dots$). С молекулярной точки зрения интерференция этих вторичных волн приводит к образованию в среде результирующих преломлен-

ных волн с частотой ω (как в линейной оптике) (см. Гюйгенса — Френеля принципа), а также с частотой 2ω , к-рым соответствуют макроскопич. показатели преломления $n(\omega)$ и $n(2\omega)$. Вследствие дисперсии среды $n(\omega) \neq n(2\omega)$ и, следовательно, в среде образуются две преломленные волны с частотами ω и 2ω , распространяющиеся по разл. направлениям. При этом интенсивность преломленной волны на частоте 2ω значительно меньше интенсивности на частоте ω (подробнее см. в ст. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландсбергер Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Сидухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 41 — Оптика, М., 1985.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЬ (преломления коэффициент) — оптич. характеристика среды, связанная с преломлением света на границе раздела двух прозрачных оптически однородных и изотропных сред при переходе его от одной среды в другую и обусловленная различием фазовых скоростей распространения света c_1 и c_2 в средах. Величина n п., равная отношению этих скоростей $n_0 = c_1/c_2$ нав. относительно n п. в этих средах. Если свет падает на вторую или первую среду из вакуума (где скорость распространения света c), то величина $n_0 = c/c_2$ п. $n = c/c_1$ нав. а б с о л т т а м и п. п. данных сред. При этом $n_2 = n_1/n_0$, n закон преломления может быть записан в виде $n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2$, где φ_1 и φ_2 — углы падения и преломления.

Величина абсолютного n п. зависит от природы и строения вещества, его агрегатного состояния, температуры, давления и др. При больших интенсивностях n п. зависит от интенсивности света (см. *Нелинейная оптика*). У ряда веществ n п. изменяется под действием внеш. электрич. поля (*Керра эффект* — в жидкостях и газах; *Ванкелероуи эффект* — в кристаллах).

Для данной среды n п. зависит от длины волны света λ , причём в области полного поглощения эта зависимость имеет аномальный характер (см. *Дисперсия света*). В рефр. области n п. практически для всех сред близок к 1; в видной области для жидкостей и твёрдых тел — порядка 1,5; в ИК-области для ряда прозрачных сред $\sim 4,0$ (для Ge).

Анизотропные среды характеризуются двумя n п.: обыкновенным n_0 (аналогично изотропным средам) и n_e — необыкновенным, величина к-рого зависит от угла падения луча и, следовательно, направления распространения света в среде (см. *Кристаллооптика*). Для сред, обладающих поглощением (в частности, для металлов), n п. является комплексной величиной и может быть представлен в виде $n = n' + i(k)$, где n' — обычный n п., k — показатель поглощения (см. *Поглощение света*, *Металлооптика*).

n п. является макроскопич. характеристикой среды и связывается с её диэлектрической проницаемостью ϵ и магн. проницаемостью μ : $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Классич. электронная теория (см. *Дисперсия света*) позволяет связать величину n п. с микроскопич. характеристиками среды — электронной поляризуемостью атома (или молекулы) α , зависящей от природы атомов и частоты света, и плотностью среды: $n^2 = 1 + 4\pi N\alpha$, где N — число атомов в единице объёма. Действующее на атом (молекулу) электрич. поле E световой волны вызывает смещение оптич. электрона из положения равновесия; атом приобретает индукцию. дипольный момент $p = \alpha E$, являющийся во времени с частотой падающего света, и является источником вторичных когерентных волн, явн. интерферируя с падающей на среду волной, образуют результирующую световую волну, распространяющуюся в среде с фазовой скоростью $c_1 < c$, и поэтому $n = c/c_1 > 1$.

Интенсивность обычных (не лазерных) источников света относительно невелика, напряжённость электрич. поля E световой волны, действующего на атом, много меньше внутриатомных электрич. полей, и электрон в атоме можно рассматривать как гармонич. осцилля-

тор. В этом приближении величина α и n п. $n = \sqrt{1 + 4\pi N\alpha}$ являются величинами постоянными (на данной частоте), не зависящими от интенсивности света. В интенсивных световых потоках, создаваемых мощными лазерами, величина электрич. поля световой волны может быть сопоставима с внутриатомными электрич. полями и модель гармонич. осциллятора оказывается неприемлемой. Учёт нелинейности сил в системе электрон — атом приводит к зависимости поляризуемости атома α , а следовательно и n п., от интенсивности света. Связь между α и E оказывается нелинейной; n п. может быть представлен в виде $n = n_0 + n_2 E^2 + n_4 E^4$, где n_0 — n п. при малых интенсивностях света; n_2 (обычно принятое обозначение) — нелинейная добавка к n п., или коэф. нелинейности. n п. n_2 зависит от природы среды, напр. для силикатных стёкол $n_2 = (1,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-13}$ см²/В².

На n п. влияет высокая интенсивность ещё и в результате эффекта *электрострикции*, изменяющего плотность среды, высокочастотного эффекта Керра для анизотропных молекул (в жидкостях), а также в результате повышения темп-ры, вызванного поглощением излучения. Все эти эффекты прямо пропорциональны интенсивности света ($\sim E^2$) и дают вклад в величину n_2 .

n п. фоторефрактивных кристаллов (напр., LiNbO₃) также зависит от интенсивности света в результате возникновения и пространственного перераспределения в кристалле электрич. зарядов; причём изменение n п. сохраняется довольно долго и после прекращения засветки.

n п. как оптич. характеристика среды в линейной оптике часто используется при физ.-хим. анализах. n п. к. л. вещества обычно пропорционально по отношению к объёду для $\lambda = 589$ —589,6 нм (желтый дублет линии натрия), при $t = 20^\circ \text{C}$, атм. давления и обозначается n_D . Для твёрдых тел величина n_D изменяется в пределах от 1,3 до 4,0, для жидкостей — от 1,2 до 1,9, для газов (при нормальных условиях) — от 1,000035 (He) до 1,000702 (Xe), для воздуха $n_D = 1,00029$. Измерение n_D производится с помощью *рефрактометров*.

Лит.: Ландсбергер Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Сидухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 41 — Оптика, М., 1985.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ — сдвиг спектра сигнала по частоте без изменения формы спектра. П. ч. возникает при взаимодействии колебаний сигнала и гетеродина на нелинейном устройстве, наз. смесителем; в результате в спектре выходного сигнала наряду с др. частотами образуются равная и суммарная частоты; выделене одной из них и является результатом работы смесителя. Величина сдвига определяется частотой вспомогат. генератора (гетеродина).

П. ч. используют в радиоприёмных устройствах, например, технике, эталонных генераторах и т. д., поскольку при этом усиление сигнала в широком диапазоне перестраиваемых частот заменяется усилением перестраиваемой комбинац. частоты, наз. пром. ж е т ч о й. Постоянство промежуточной частоты $\omega_m = \omega_c - \omega_s = \text{const}$ при перестройке частоты сигнала ω_c обеспечивается одноврем. перестройка частоты гетеродина ω_s . Т. о., усиление сигнала в устройствах с П. ч. осуществляется на сравнительно низкой, обычно стандартной частоте.

При передаче информации радиочастотное колебание можно модулировать по разл. параметрам: амплитуде $E_c(t)$, частоте $\omega_c(t)$ и фазе $\varphi_c(t)$ (см. *Модулированные колебания*). Для того чтобы при П. ч. модуляция была перенесена на промежуточную частоту без искажений, необходимо выполнение след. условий: 1) нелинейное устройство (напр., полупроводниковый диод) должно иметь вольт-амперную характеристику, близкую к квадратичной для аппроксимируемого полнымом четвёртой степени; 2) амплитуда сигнала E_c должна быть много меньше амплитуды колебаний гетеродина E_c ; 3) частота ω_c должна быть выше ω_m .

Поскольку в выходной цепи смесителя имеются разл. комбинац. частоты, то для выделения разностной или суммарной частоты выходная цепь должна быть избирательной, т. е. резонансной, настроенной на нужную частоту.

Под П.ч. часто понимают и др. операции, осуществляемые, напр., при помощи делителя частоты или умножителя частоты.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИММЕТРИИ — см. Симметрия кристаллов.

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ВСТРЕЧНО-ШТЯБЕВЫЕ

(ВШП) — см. Пьезоэлектрические преобразователи.

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ — устройство, вырабатывающее напряжение питания заданной величины из др. питающего напряжения (напр. для питания аппаратуры от аккумулятора). Одним из осн. требований, предъявляемых к П. и., является обеспечение максимального кпд.

Преобразование перем. напряжения легко осуществляется с помощью трансформатора, поэтому преобразователя пост. напряжения выделяются, как правило, на основе промежуточного преобразования перем. напряжения в переменное. Мощный генератор перем. напряжения, к-рый питается от источника исходного пост. напряжения, подключается к первичной обмотке трансформатора, а со вторичной обмотки снимается перем. напряжение нужной величины, к-рое затем выпрямляется. Постоянное выходное напряжение выпрямителя при необходимости стабилизируется с помощью стабилизатора, включенного на выходе выпрямителя, или путем управления параметрами перем. напряжения, вырабатываемого генератором (см. Стабилизация тока и напряжения). Для получения высокого кпд в П. и. применяются генераторы, работающие в т. н. ключевом режиме и вырабатывающие напряжение прямоуг. формы (см. Ломачевские схемы). Выходные трансисторы генератора, коммутирующие напряжение на первичной обмотке, переключаются на закрытого состояния, а к-ром ток через трансистор не течет, в состоянии насыщения, в к-ром падение напряжения на трансисторе мало, рассеивая небольшую мощность.

В П. и. высоковольтных источников питания обычно используется дт самовозбудки, возникающая на индуктивности при реакном прерывании тока. Прерывателем тока служит трансистор, работающий в ключевом режиме, индуктивностью является первичная обмотка повышающего трансформатора. Выходное напряжение снимается со вторичной обмотки и выпрямляется. Такие схемы вырабатывают напряжение до неск. десятков кВ и применяются для питания кинескопов, электронно-лучевых трубок и т. п. Качественно работа П. и. обеспечивает кпд порядка 80% и выше.

ПРЕОНЫ — гипотетич. элементарные объекты (частицы) из к-рых, возможно, состоят кварки и лептоны (см. Составные лептоны лептонов и кварков).

ПРЕЦЕССИЯ (от предцелит. *precessio* — предшествование) — движение тв. тела, имеющего неподвижную точку O , к-рое определяется изменением угла прецессии ψ (см. Эйлера углы) и представляет собой вращение вокруг неподвижной оси Oz с угл. скоростью $\Pi. \omega = \psi$. Наряду с П. тел совершает совм. вращение с угл. скоростью Ω вокруг нежестко связанной с телом оси Oz (ось совм. вращений), а также нутационное движение, при к-ром происходит изменение угла нутации $\theta = z_0$ (рис.). Если во всё время движения $\theta = \text{const}$ (нутация отсутствует) и величины Ω, ω также остаются постоянными, то движение тела наз. р е г у л я р н о й П. Ось Oz описывает при этом вокруг оси П. Oz_1 прямой круговой конус. Такую П. при произвольных нач. условиях совершает закрепленное в центре тяжести симметрич. тело (гироскоп), на к-рое никакие силы, создающие момент относительно закрепленной точки, не действуют; ось П. в этом случае является неизменной направлением кинетич. момента

тела (см. Момент количества движения). Симметрич. тело, закрепленное в произвольной точке осн. симметрии и находящееся под действием силы тяжести (тяжелый гироскоп или волчок), совершает при произвольных нач. условиях П. вокруг вертикальной оси, совершающую нутационными колебаниями, амплитуда и период к-рых тем меньше, чем больше угл. скорость

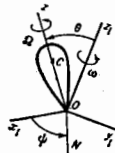


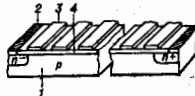
Схема прецессии тв. тела: Oz_1, OY_1, OX_1 — неподвижные оси, по отношению к которым движется тело, ON — прямая, перпендикулярная и плоскости $z_1 O$ (линии углов), ψ — угол $x_1 ON$.

совм. вращения Ω . Когда $\Omega \gg \omega$, видимое движение гироскопа мало отличается от регулярной П.; такую П., сопровождающуюся нутационными ВЧ-колебаниями малой амплитуды, наз. п с е в о р е г у л я р н о й П. Угл. скорость псевдорегулярной П. тяжелого гироскопа приблизительно определяется равенством $\omega = Pa/IQ$, где P — вес гироскопа, a — расстояние от неподвижной точки до центра тяжести, I — момент инерции гироскопа относительно оси симметрии. Спротивляясь движению вызывает затухание нутационных колебаний, и П. постепенно становится регулярной.

Движение широко применяемых в технике гироскопич. систем носит характер псевдорегулярной П.; для изучения его используют обычно т. н. элементарную (прелесонозную) теорию гироскопич. явлений. Подробнее см. в ст. Гироскоп.

ПРИБОР С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ (ПЗС) — интегральная схема, представляющая собой совокупность МДП-структур, сформированных на общей полупроводниковой подложке т. о., что полоски электродов образуют линейную или матричную регулярную структуру. Расстояния между соседними электродами столь малы, что существенным становится их взаимовлияние вследствие перекрытия областей пространственного заряда вблизи краев соседних электродов (рис. 1). Изобретён У. Бойлом (W. Boyle) и Дж. Смитом (G. Smith) в 1969. В ПЗС осуществляется направленная передача

Рис. 1. Структура прибора с зарядовой связью (фрагмент): 1 — кристалл кремния; 2 — вход; 3 — выход; 4 — металлические электроды; 5 — диэлектрик.



зарядов от электрода к электроду путем манипуляции электр. напряжениями на этих электродах. Заряды в ПЗС вводятся электр. (инжекцией) или фотолитич. способами. Осн. функциональные назначения фоточувствит. ПЗС — преобразование оптч. изображений в последовательность электр. импульсов (формирование видеосигнала), а также хранение и обработка цифровой и аналоговой информации. Используются термин «прибор с переносом заряда» (ППЗ) и «фоточувствит. прибор с зарядовой связью» (ФПЗС). ПЗС изготавливают на основе монокристалла кремния. Для этого на поверхности кремниевой пластины методом термич. окисления создается тонкая (0,1—0,15 мкм) диэлектрич. пленка диоксида кремния (SiO_2). Этот процесс осуществляется т. о., чтобы обеспечить совершенство границы раздела полупроводник — диэлектрик и мин. концентрация рекомбинант. центров на границе. Электроды отд. МДП-элементов производятся на алюминии, их длина составляет 3—7 мкм, зазор между электродами $\approx 0,2$ —3 мкм. Типичное число МДП-элементов 500—

2000 в линейном и 10^4-10^6 в матричном ПЗС; площадь пластины $\sim 1 \text{ см}^2$. Под крайними электродами каждой строки изготавливают $p-n$ -переходы, предназначенные для ввода — вывода порции зарядов (зарядовых пакетов) элетрич. способом (шинковой $p-n$ -переходом). При фотоэлектрич. вводе зарядовых пакетов ПЗС освещают с фронтальной или тыльной стороны. При фронтальном освещении во избежание затекающего действия электродов алюминий обычно заменяют пленками высоколегиров. полекристаллич. кремния (полукремния), прозрачного в видимой и ближней ИК-областях спектра.

Принцип действия ПЗС на примере фрагмента строки ФПЗС, управляемой трёхтактовой (трёхфазной) схемой, иллюстрируется на рис. 2. В течение такта I (восприятие, накопление и хранение видеоинформации) к электродам 1, 4, 7 прикладывается т. н. напряжение хранения U_{xp} , отсчитываемое от осн. носителя — дырки в случае кремния p -типа — в глубь полупроводника и образующее обычные слои глубиной 0,5—2 мкм — потенц. ямы для электронов. Освещение поверхности ФПЗС порождает в объёме кремния избыточные электронно-дырочные пары, при этом электроны стягиваются в потенц. ямы, локализованы в тонком ($\sim 0,01$ мкм) приповерхностном слое под электродами 1, 4, 7, образуя сигнальные зарядовые пакеты. Величина заряда в каждом пакете пропорциональна экспозиции поверхности вблизи данного электрода. В хорошо сформированных МДП-структурах образующиеся заряды вблизи электродов могут относительно долго сохраняться, однако постепенно вследствие генерации носителей заряда примесных центров, дефектов в объёме или на границе раздела (темновой ток) эти заряды будут накапливаться в потенц. ямах, пока не превысят сигнальные заряды и даже полностью заполнят ямы.



Рис. 2. Схема работы трёхфазной строки с зарядовым связью — одиночного регистра.

Во время такта II (перенос зарядов) к электродам 2, 5, 8 и т. д. прикладывается т. н. напряжение считывания, U_{cp} , более высокое, чем напряжение хранения U_{xp} . Поэтому под электродами 2, 5 и 8 возникает более глубокие потенц. ямы, чем под электродами 1, 4 и 7, и вследствие близости электродов 1 и 2, 4 и 5, 7 и 8 барьеры между ними исчезают и электроны перетекают в соседние, более глубокие потенц. ямы.

Во время такта III напряжение на электродах 2, 5, 8 снижается до U_{xp} , а с электродов 1, 4, 7 снимается. Т. о. осуществляется перенос всех зарядовых пакетов вдоль строки ПЗС вправо на один шаг, равный расстоянию между соседними электродами.

Во всё время работы на электродах, непосредственно же подключённых к потенциалам U_{xp} или U_{cp} , поддерживается небольшое напряжение смещения U_{cm} (1—3 В), обеспечивающее объединение носителями заряда всей поверхности полупроводника и ослабление на ней рекомбинац. эффектов.

Повторяя процесс коммутации напряжений многократно, выводит через крайний $p-n$ -переход последовательно все зарядовые пакеты, возбуждённые, напр., светом в строке. При этом в выходной цепи возникают импульсы напряжения, пропорциональные величине заряда данного пакета. Картина освещённости трансформируется в поверхностный зарядовый рельеф, к-рый после продвижения вдоль всей строки преобразуется в последовательность элетрич. импульсов. Чем больше

число элементов в строке или матрице (число элементов разложения), тем точнее воспринимается изображение.

При небольшом числе переносов увеличиваются рекомбинац. потери, происходит неполная передача зарядового пакета от одного электрода к соседнему и усиливается обусловленные этим искажением информации. Чтобы избежать искажений накопленного видеосигнала из-за продолжающегося во время переноса освещения, на кристалле ФПЗС создают пространственно разделённые области восприятия — накопления и хранения — считывания, причём в первых обеспечивают макс. чувствительность, а вторые, наоборот, экранируют от света. В линейном ФПЗС (рис. 3, а) заряды, накопленные в строке 1 за один цикл, передаются в регистр 2 (из чётных элементов) и в регистр 3 (из

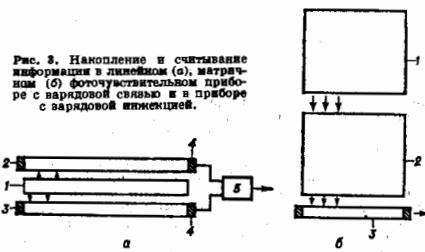


Рис. 3. Накопление и считывание информации в линейном ФПЗС: (а) фотоэлектрическом (б) фотоэлектрическом приборе с зарядовой связью и в приборе с зарядовой шиной.

нечётных). В то время, как по этим регистрам информация передаётся через выход 4 в схему объединения сигналов 5, в строке 1 накапливается новый видеокдр. В ФПЗС с кадровым переносом (рис. 3, б) информация, воспринятая матрицей накопления 1, быстро «сбрасывается» в матрицу хранения 2, из к-рой последовательно считывается ПЗС-регистром 3; в это же время матрица 1 накапливает новый кадр.

Осн. параметры ПЗС: амплитуды управляющих импульсов (U_{xp} , $U_{cp} \approx 5-20 \text{ В}$), отност. потери заряда при одном переносе ($\epsilon \sim 10^{-4}-10^{-6}$), макс. тактовая частота ($f_{max} = 10-100 \text{ МГц}$), макс. и мин. плотности зарядового пакета ($Q_{p, макс} \approx 50 \text{ нКл/см}^2$; $Q_{p, мин} \approx 50 \text{ пКл/см}^2$), динамич. диапазон ($D = 20 \lg Q_{p, макс}/Q_{p, мин} \approx 60-80 \text{ дБ}$), плотность темнового тока ($I_{т} = 10^{-10}-10^{-9} \text{ А/см}^2$). Для характеристики ФПЗС кроме перечисленных выше параметров указываются спектральный диапазон ($\Delta\lambda = 0,4-1,1 \text{ мкм}$), fotocувствительность ($S_{ф} = 0,1-0,5 \text{ А/Вт}$), макс. и мин. экспозиция ($H_{max} \leq 300 \text{ Дж/см}^2$; $H_{min} \geq 300 \text{ пДж/см}^2$), разрешающая способность ($r = 10-50 \text{ линий/мм}$). Кроме ПЗС простейшей структуры (рис. 1) получили распространение и др. их разновидности, в частности приборы с полукремниевыми перекрытыми электродами (рис. 4, а), в к-рых обеспечиваются активное фотовоздействие на всю поверхность полупроводника и малый зазор между электродами, и приборы с асимметрией приповерхностных свойств (напр., слоем диэлектрика между толщинами — рис. 4, б), работающие в двухтактном режиме. Принципиально отлична структура ПЗС с объёмным каналом (рис. 4, в), образованным диффузией примесей. Накопление, хранение, перенос заряда происходит в объёме полупроводника, где меньше, чем на поверхности, рекомбинац. центров и выше подвижность носителей. Следствием этого является увеличение на порядок значения f_{max} и уменьшение ϵ по сравнению со всеми разновидностями ПЗС с поверхностным каналом.

Для восприятия цветных изображений используют один из двух способов: разделение оптч. потока с помощью призм на красный, зелёный, синий, восприятие каждого из них специальным ФПЗС — кристаллом,

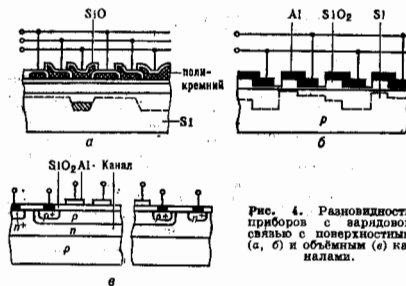


Рис. 4. Равновесности приборов с зарядовой связью с поверхностными (а, б) и объемными (в) капалями.

сменяем импульсов от всех трёх кристаллов в единый видеосигнал; создание на поверхности ФПЗ плёночного стрипхового или мозаичного конденрующего светового фильтра, образующего растр из равнозвучных триад.

Для восприятия изображений в ИК-области спектра равняются три направления: легирование кремния примесями (In, Ga, Te и др.) и использование примесного фотоэффекта; разработка ФПЗ на узкозонных полупроводниковых соединениях (напр., на In, Sb для диапазона $\Delta\lambda = 3-5$ мкм); создание гибридных структур, сочетающих фоточувствит. мишень, напр. на кристалле HgCdTe, и кремниевые ПЗС-регистры, обеспечивающие считывание информации, накапливаемой в мишени.

Осн. отличит. особенность ПЗС как изделия микроэлектроники является возможность вводить в кристалл и хранить без искажения большие массивы диффр. (в т. ч. многоуровневой) или аналоговой информации, используя электрич. и оптич. способы для ввода информации, осуществлять направленное распространение (в т. ч. циркуляцию) информации в кристалле и неразрушающий доступ к ней, проводить как последовательный, так и параллельный процесс обработки информации. От вакуумных приборов изображений (видикона) ФПЗС, кроме того, отличается жёстким геом. растром, позволяющим фиксировать координаты элементов разложения и исключать дисторсию и др. искажения растра, долговечность, меньшей потребляемой мощностью, отсутствием микрофонного эффекта и выгорания под действием сильной засветки, нечувствительность к магн. и электрич. полям.

Осн. применение ПЗС находят в качестве безвакуумного твердотельного аналога видикона для восприятия и обработки видеoinформации в телевидении, устройствах техн. зрения, видеокамерах, электронных фотоаппаратах. Значительно меньше ПЗС используют в цифровой технике в качестве запоминающих устройств, регистров, арифметико-логич. устройств (см. *Логические схемы, Памяти устройств*) и в аналоговой технике в качестве линий задержки, фильтров и т. п.

Лит.: Семен К., Томасет М., Приборы с переносом заряда, пер. с англ., М., 1978; Носо в Ю. Р., Шилин В. А., Основы физики приборов с зарядовой связью, М., 1986; Пресс Ф. П., Фотоувствительные микроскопы с зарядовой связью, в кн.: *Итоги науки и техники. Сер. Электроника*, т. 18, М., 1988.

ПРИВЕДЕНИЕ СИЛ — преобразование системы сил, приложенных к твёрдому телу, в другую, ей эквивалентную систему сил, в частности простейшую. В общем случае любая система сил, действующих на твёрдое тело, при приведении к произвольному центру O , называемому центром приведения, заменяется одной силой, равной геом. сумме (гл. вектору R) сил системы и приложенной в центре приведения, и одной парой с моментом, равным геом. сумме (гл. моменту M_0) всех сил системы относительно центра приведения. В зависимости

от того, чему у данной системы сил равны R и M_0 , эта система может окончательно приводиться к одному из следующих простейших видов: а) к *паре сил* с моментом M_0 , когда $R = 0$, а $M_0 \neq 0$; б) к одной силе, т. е. к равнодействующей, равной R , когда $R \neq 0$, а $M_0 = 0$ или $M_0 \perp R$; в) к *динамическому вытку*, когда векторы R и M_0 не равны нулю и не взаимно перпендикулярны. При $R = 0$ и $M_0 = 0$ система сил находится в равновесии. С. М. Тарг.

ПРИВЕДЕННАЯ МАССА — условная характеристика распределения масс в движущейся механической или смешанной (напр., эл.-механ.) системе, зависящая от физ. параметров системы (масс, моментов инерции, индуктивности и др.) и от закона её движения. В простейших случаях П. м. μ определяется из равенства $T = \frac{1}{2}\mu v^2$, где T — *кинетическая энергия* системы, v — скорость нек-рой характерной точки, к-рой и приводится масса системы. Напр., для тела, совершающего плоско-параллельное движение, при приведении к его центру масс С П. м. $\mu = [1 + (\rho_c/h_c)^2]m$, где m — масса тела, ρ_c — *радиус инерции* относительно оси, перпендикулярной к плоскости движения и проходящей через центр С, h_c — расстояние от центра масс до мгновенной оси вращения (в общем случае величина переменная). Обобщением понятия П. м. являются т. н. коэф. инерция a_{ik} в выражении кинетич. энергии системы со стационарными связями q_i , положение к-рой определяется в обобщённых координатах q_k :

$$2T = \sum_{i,k=1}^n a_{ik} \dot{q}_i \dot{q}_k,$$

где \dot{q}_i, \dot{q}_k — обобщённые скорости, a_{ik} — ϕ -ции обобщённых координат. С. М. Тарг.

ПРИВЕДЕННОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ — термодинамич. уравнение состояния, записанное относительно безразмерных величин (приведённых переменных), определённых в масштабе критич. значений, П. у. с. $P' = P'(T', v')$ получается из обычного ур-ния состояния $P = P(T, v)$ заменой $P \rightarrow P'/P_c$, $v \rightarrow v'/v_c$, $T \rightarrow T' = T/T_c$ (P_c, v_c, T_c — критич. значения давления P , уд. объёма v , темп-ры T , координаты критической точки). Параметры v_c, T_c (а следовательно, и $P_c = P(T_c, v_c)$) могут быть получены из совместного решения ур-ний

$$\frac{\partial P(T, v)}{\partial v} = 0, \quad \frac{\partial^2 P(T, v)}{\partial v^2} = 0,$$

являющихся необходимыми условием термодинамич. устойчивости критич. состояния системы. Использование приведённых переменных P', v', T' удобно в случаях, когда феноменологич. ур-ние состояния рассматриваемого систем $P = P(T, v)$ включает только два параметра, конкретизирующих систему данного класса (напр., параметры a и b в *Ван-дер-Ваальса уравнении*). В этом случае П. у. с. не содержит указанных параметров и универсально для всех систем, описываемых ур-ниями состояния данного типа (*соответственные состояния* законов). Термодинамич. особенность таких систем (уд. теплоёмкости, теллота фазового перехода, уд. объёма жидкой и газообразной фаз, кривая инверсии (см. *Джоуля — Томсона эффект*) и др.) также являются универсальными ϕ -циями v' и T' и, будучи определёнными (напр., экспериментально) для одной из таких систем, могут быть пересчитаны на другие.

В микроколич. теории возможность существования универсальных ур-ний состояния может быть обоснована для систем, статистически невирожденных по отношению к трансляц. движению, когда $kT \gg h^2/m^3(NV)^{1/3}$, где V — объём системы, содержащей N частиц с массой m (см. *Статистическая физика*), и когда потенциал взаимодействия двух частиц классич. системы $\Phi(R) = U_0 \Psi(R/d)$, где R — расстояние между частицами, d — их эфф. диаметр, U_0 — параметр

интенсивности взаимодействия (ϕ -ция $\Psi(R/d) \sim (d/R)^n - (d/R)^m$; для потенциала Ленарда — Джонса $n = 12, m = 6$ (см. *Межмолекулярное взаимодействие*); для случая твердых сфер $n \rightarrow \infty$). Тогда ϕ введи безразмерные величины $\theta = kT/U_0, \varphi = V/d^3$ и т.е. $P_0^2 U_0$ можно показать, что термич. ур-ние состояния $P = P(T, \varphi)$ и калорич. ур-ние состояния для теплоемкости $C_{V,N} = C_{V,N}(T, \varphi)$, определяемые производными логарифма статистич. интеграла классич. идеальной системы, выражаются через θ и φ вие зависимости от конкретных значений U_0 и d :

$$p = \pi(\theta, \varphi), \quad C_{V,N} = C_{V,N}(\theta, \varphi).$$

Т. о., из подобия потенциалов взаимодействия частиц в разл. физ. системах (т. е. в системах с одинаковой ϕ -цией ϕ) следует универсальность. П. у. с. Для каждого вида ϕ -ции ϕ существуют свои П. у. с.

Использование приведенных переменных естественно в полупедагогич. теории *критических явлений*. В ней предполагается, что существует нек-рый класс физически разл. систем (газ — жидкость, бинарный сплав, магнетик и др.), термодинамич. поведение к-рых в непосредств. близости к критич. точке или к точке *фазового перехода* является подобным. Поведение разл. термодинамич. величин аппроксимируется степенным законом по параметру $\tau = (T - T_c)/T$ (степени этого параметра $\alpha, \beta, \gamma, \delta = 1 + \gamma/\beta$ наз. *критическими показателями*). Ур-ние состояния магнетика $M = M(T, H)$, где M — намагниченность, H — напряженность магн. поля, в переменных $m = M/|T|^\beta$ и $h = H/|T|^{\beta+\gamma}$ таково, что все изотермы сливаются в одну, имеющую две ветви, $m = m(h, \tau/|T|)$. Для ряда магнетиков этот вывод подтвержден экспериментально. Если ур-ние состояния магнетика определяется двумя параметрами A и B , разлчными для разных систем, напр. зависимость

$$h = mA(\mp 1 + Bm^{1/\beta})^\beta,$$

универсальной заданному с помощью критич. показателя поведения намагниченности $M \propto |T|^\beta$, изотермической восприимчивости $\chi \propto |T|^{-\gamma}$ и теплоемкости $C_V \propto |T|^{-\alpha}$ ($\alpha = 2 - 2\beta\gamma$), при приведенные значения $m = mB^\beta$ и $h' = h/A^\beta$ позволяют получить П. у. с.

$$h' = m'(\mp 1 + (m')^{1/\beta})^\beta,$$

выражающее универсальный закон соответственных состояний магнетика в области критич. точки, к-рый в рамках гипотез подобия можно перенести на язык систем типа газ — жидкость и т. п.

Лит.: Вукалович М. П., Новиков И. И., Уравнение состояния реальных газов, М., 1948; К в а с е в и ч И. А., Термодинамика и статистическая физика. Теория равновесных систем, М., 1991; см. также лит. при ст. *Соответственные состояния*, И. А. Косиничев.

ПРИГОДИНА ТЕОРЕМА — теорема *термодинамики неравновесных процессов*, согласно к-рой при данных условиях, препятствующих достижению системы равновесного состояния, стационарному (неравновесному, но неизменному во времени) состоянию соответствует минимум *производства энтропии*. Если таких препятствий нет, то производство энтропии достигает своего абс. минимума — нуля. Доказана И. Р. Пригодиной (И. Р. Prigogine) в 1947 из соотношений взаимности Онсагера (см. *Онсагера теорема*). П. т. эквивалентна доказанному Онсагером (1931) принципу мин. рассеяния энергии и справедлива, если кинетич. коэф. в соотношениях Онсагера постоянны. Для реальных систем П. т. справедлива лишь приближенно, поэтому минимальность производства энтропии для стационарного состояния не является столь общим принципом, как максимальность энтропии для равновесного состояния (см. *Второе начало термодинамики*). Производством энтропии в неравновесной термодинамич. системе, к-рая описывается *n* независимыми тер-

модинамич. силами X_1, \dots, X_n , равно

$$\sigma = \sum_{i,k} L_{ik} X_i X_k.$$

Если термодинамич. силы X_1, \dots, X_m постоянны, то минимум σ соответствует условию $\delta\sigma/\delta X_i = 0$ при $i = m + 1, \dots, n$, откуда поток

$$I_i = \frac{1}{2} \frac{\delta\sigma}{\delta X_i} = \sum_k L_{ik} X_k = 0$$

(при $i = m + 1, \dots, n$), т. е. все потоки, кроме тех, к-рые поддерживаются постоянными, равны нулю. Справедливо и обратное утверждение: в стационарном состоянии σ минимально, поскольку σ — положительно определенная квадратичная форма.

В общем случае для непрерывной системы потоки и силы переменны в пространстве, т. е. зависят от точки x , и нужно рассматривать полное производство энтропии

$$P = \int \sigma(x) dV = \sum_{i,k} \int X_i(x) L_{ik}(x) X_k(x) dV,$$

где интегрирование ведется по объему V системы, $\sigma(x)$ — локальное производство энтропии. П. т. утверждает, что в стационарном состоянии функционал P минимален относительно вариации $X_i(x)$ при постоянных L_{ik} . Если L_{ik} не постоянны, то минимальность не имеет места. В общем случае P можно исследовать для нек-рых моделей. Напр., для системы, находящейся в контакте с термостатом в состоянии из независимых частей, каждая из к-рых может находиться в одном из двух энергетич. состояний, а также поглощать и испускать монохроматич. излучение, показано, что даже для далёких от равновесия состояний производство энтропии может очень мало отличаться от равновесного.

Лит. см. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов*, Д. Н. Зубарев.

ПРИЕМНИКИ ЗВУКА — устройства, предназначенные для обнаружения звуковых волн (см. *Звук*). Измерения их характеристик (*звукового давления*, *набег*, *смещения*, *колебат. скорости*, *интенсивности* и т. д.) и для преобразования акустич. сигнала в электрич. с целью усиления, анализа, передачи на расстояние, записи. Навб. распространение получили П. з. — *электроакустические преобразователи*, к-рые позволяют воспринимать временную структуру акустич. сигнала; при малых волновых размерах П. з. с их помощью можно получить и пространственную структуру звукового поля. П. з. для воздушной среды наз. *микрофонами*, для водной — *гидрофонами*; для приёма звуковых волн в земной коре — *геофонами*; приём упругих волн на поверхности твёрдых тел осуществляется в *брометрах* и *микрофонах* и гидрофонах в большинстве случаев служат приёмниками звукового давления, однако существуют и приёмники градиента давления, приёмники колебат. скорости и комбинации. Приёмники для воздушной и водной среды. Эти функциональные особенности микрофонов и гидрофонов обеспечиваются как конструкцией приёмного элемента, так и электронной схемой первичной обработки выходного сигнала приёмника-преобразователя. Виброметры являются приёмниками колебательного смещения частиц, колебательной скорости частиц или ускорения (в последних двух случаях их наз. соответственно *веломерами* и *акселерометрами*), причём электронная схема, осуществляющая интегрирование или дифференцирование выходного сигнала, позволяет использовать один и тот же приёмный элемент для выполнения всех трёх ϕ -ций. Осн. характеристика П. з. — преобразовател. отношение чувствительность, представляющая отношение

выходного электр. сигнала к входному акустическому; для приёмников звукового давления чувствительность — отношение амплитуды электр. напряжения в режиме холостого хода к амплитуде звукового давления. Зависимость чувствительности от частоты, амплитуды сигнала и направления его прихода определяет соответственно частотную характеристику, динам. диапазон и направленность П. з.

По виду частотных характеристик П. з. подразделяют на широкополосные и резонансные. Первые позволяют принимать сложные по спектральному составу сигналы; они работают с пост. чувствительностью в широкой области частот, лежащей ниже первой собств. частоты механич. системы П. з., и используются, напр., при приёме речи и музыки, при исследованиях в гидроакустике и геоакустике, изучении шумов акустических рвал, происхождения и т. п. Вторые служат для приёма тональных сигналов с заданной частотой или узкополосных сигналов. Они обладают повышенной за счёт резонанса чувствительностью и применяются в режимах активной акустич. локации в гидроакустике, дефектоскопии, медицинской диагностике, в разл. контрольно-измерит. УЗ-устройствах (см. Ультразвук). В акустоэлектронике используют как резонансные, так и широкополосные приёмники.

Динамич. диапазон П. з. определяется областью амплитуд сигнала, в к-ром чувствительность сохраняется неизменной; снизу он ограничен собств. шумами приёмного элемента, входных электр. цепей и внеш. шумами, сверху — нелинейностью свойств приёмника. Направленность П. з. определяется их волновыми размерами и конструктивными особенностями, она оказывает существен. влияние на направленность акустич. антенн. Для получения острой НЧ-направленности приёмники могут служить приёмники параметрич. типа, основанные на использовании нелинейных свойств среды, в к-рой распространяется звук (см. Параметрические излучатели и приёмники звука).

В качестве микрофонов в звуковом диапазоне частот служат преобразователи электродинамич., электростатич. типа, реже — пьезоэлектрические преобразователи. Чувствительность их составляет от единиц до сотен мВ/Па, динамич. диапазон — от десятков до сотен дБ. Электростатич., пьезоэлектр. и пьезополимерные измерит. П. з. применяются в воздушной среде на УЗ-частотах. В качестве гидрофонов служат в осн. преобразователи из пьезоэлектрических материалов. В гидроакустич. технике это гл. обр. П. з. из пьезо керамики с чувствительностью от единиц мкВ/Па до мВ/Па и динамич. диапазоном порядка 100 дБ. При измерениях в жидкостях на УЗ-частотах, а также при физ. измерениях в твёрдых телах, в дефектоскопии и др. областях УЗ-техники, в медицинской диагностике, в акустоэлектронике и т. п. наряду с пьезокерамик. преобразователями для приёма звука используются преобразователи на пьезокристаллах, плёночные пьезоэлектр. и маннотристорные преобразователи, пьезополимерные и пьезополупроводниковые преобразователи. Выбор материала, конструкции и размеров П. з. в этих случаях в значит. степени определяется областью рабочей частот, к-рая может достигать гигагерцевой диапозона. Служат в качестве гидрофонов и оптоволоконные приёмники звука, основанные на акустооптич. преобразовании в волоконных световодах, по к-рым распространяются монокристалл. световые волны. Наряду с приёмниками-преобразователями, воспринимающими временною структуру акустич. сигнала, для газообразной и жидкой сред существуют П. з., измеряющие усреднённые во времени характеристики звуковой волны. К ним относятся приёмники механич. типа — *Резон. диск, радиометр акустический*, а также термич. П. з. Последние применяются, как правило, в жидкостях для измерения интенсивности ультразвува на ВЧ-диапозона. Они основаны на преобразовании энергии акустич. волны в тепловую. Возникающее при этом

нагревание среды измеряется посредством термоэлементов — терморуп или термисторов, причём эдс терморуп оказывается пропорциональной интенсивности звука. Для увеличения чувствительности термич. П. з. термоэлементы покрываются слоем вещества с большой коэф. поглощения звука. Ниж. граница динамич. диапозона по интенсивности составляет у этих приёмников на частотах порядка единиц МГц величину порядка сотен В/м².

Виброметры, применяемые для измерений колебаний поверхности твёрдых тел, подразделяются на контактные и бесконтактные. Первые, к к-рым можно отнести и геофоны, имеют непосредств. механич. контакт с измеряемой поверхностью; чувствит. элементом в них является эл.-механич. преобразователь, как правило, пьезоэлектр. типа; на низких звуковых и на инфразвуковых частотах применяют преобразователи эл.-магн. или эл.-динамич. типа. В исследоват. практике обычно используют бесконтактные измерители амплитуды колебаний жёсткого или индуктивного типа. Для наиб. точных абс. измерений амплитуды колебл. смещений служат оптич. интерференц. методы, ниж. предел по амплитуде для к-рых составляет 10^{-3} — 10^{-4} мкм. Амплитуды порядка неск. мкм или десятков мкм измеряют с точностью не более 10% при помощи микроскопа по размывку хорошо освещённой точки на боковой поверхности колеблющегося тела. В качестве П. з. можно рассматривать и органы слуха животных и человека, производящие преобразование акустич. сигналов в нервные импульсы, передаваемые в центральную нервную систему (см. Слух, Физиологическая акустика).

ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ — устройства, предназначенные для обнаружения или измерения оптического излучения и основанные на преобразовании энергии излучения в др. виды энергии (тепловую, механическую, электрическую и т. д.), более удобные для непосредств. измерения. Они реагируют на интенсивность излучения, усреднённую по м. периодам колебаний светового поля, т. е. время релаксации приёмника, независимо от того, на каком принципе он основан, определяется процессами переноса и релаксации, к-рые происходят за время, много большее периода колебания светового поля.

Разнообразие типов П. о. и. определяется многочисленностью способов преобразования энергии и невозможностью создать П. о. и., одинаково чувствительные во всём оптич. диапазоне. По принципу действия П. о. и. делятся на следующие группы: тепловые (термоэлемнты, термоэлектр. приёмники, болометры, оптико-акустич. приёмники), фотонные, или фотоэлектрические (фотоэлементы, фотоумножители, вентильные фотоэлементы, фотодиоды, фототрубки, приёмники на эффекте уличения), фотодермоторные, фотохимические, а также глаза живых существ. По спектральному диапазону чувствительности П. о. и. разделяют на неселективные и селективные, чувствительность к-рых ограничена определ. участком спектра. Различают также одноэлементные и многоэлементные, охлаждаемые и охлаждаемые П. о. и.

Параметры приёмников оптического излучения. Свойства и возможности П. о. и. разл. типов характеризуют следующие параметры. Пороговая чувствительность — мин. поток излучения, вызывающий на выходе приёмника сигнал, равный напряжению собств. шумов или превышающий их в заданное число раз. Шумами наз. хаотич. сигналы со случайными амплитудами и частотами, возникающими в цепи включения приёмника при отсутствии измеремого потока излучения. Т. к. мощность шумов приёмника зависит от площади чувствит. площади приёмника и существуетна в колесе частот усилителя сигнала, то для

сравнения реал. приёмников служит пороговая величина потока излучения, отнесенная к единичной полосе пропускания (1 Гц), единичной площади (1 см²) и излучаемой в Вт/Гц^{1/2}/см. На практике используют обратную величину, измеряемую в см.Гц^{1/2}/Вт и называемую «обратной величиной» — способной. Эта характеристика, будучи независимой от размера чувств. площади, удобна для сравнения реал. типов приёмников.

Исследуют также чувствительность (коэф. преобразования) — отношение сигнала на выходе приёмника (тока или напряжения) к величине мощности оптич. излучения сложного спектрального состава, вызывающего появление этого сигнала; измеряется в А/Вт, В/Вт. В ряде случаев интегральная чувствительность выражается как отношение сигнала приёмника к величине освещённости его входного окна; измеряется в А/лм, В/лм.

Постоянная времени — время, за которое сигнал на выходе приёмника нарастает от нуля до значения, равного 0,63 от стационарного значения. Этот параметр служит мерой способности П. о. в. регистрировать оптич. сигналы мн. длительности, а также определяет максимально возможную частоту модуляции потока излучения, регистрации к-рому происходит ещё без искажения.

Спектральная чувствительность характеризует реакцию приёмника при действии на него монохроматич. (с длиной волны λ) потока излучения. Область спектральной чувствительности охватывает диапазон длин волн около данной конкретной λ, в к-ром чувствительность П. о. в. составляет не менее 10% своего макс. значения. Относит. спектральная чувствительность — зависимость отношения монохроматич. спектральной чувствительности к спектральной чувствительности в максимуме кривой спектральной чувствительности.

П. о. в. обладают и частотной характеристикой — зависимостью чувствительности приёмника от частоты модуляции падающего на него излучения. Вид этой характеристики определяется постоянной времени и видом модуляции.

Тепловые приёмники оптического излучения реагируют на энергию, поглощённую чувствительным приёмным элементом. Поглощённая энергия приводит к нагреванию чувств. элемента и повышению его темп-ры, к-рая может быть измерена непосредственно. Возможна регистрация и выведенных нагревом изменений к-л. др. ф-х параметров вещества этого чувств. элемента, напр. электропроводности, давления газа и т. п. Совр. тепловые приёмники позволяют обнаруживать повышение темп-ры термочувств. элемента при его облучении на 10⁻⁴—10⁻⁷ К и измерять мощности ~10⁻¹¹ Вт. Такое измерение темп-ры нельзя измерить непосредственно, применяют реал. косвенные методы. По принципу такого преобразования тепловые приёмники разделяются на неск. типов. Термомоменты (термопары) — П. о. в., основанные на термоэлектрич. Зеебека эффект — возникновении эдс в контуре из реал. материалов, спаян к-рых имеют неодинаковую темп-ру. На один из спаев контура направляется измеряемое излучение, что приводит к повышению темп-ры этого спае по сравнению с темп-рой другого (холодного) спае. Возникающая при этом эдс служит мерой измеряемого потока излучения. Металлич. термоэлементы изготовляют из Cu, Ni, Pt, константана и др.; а полупроводниковых элементов применяют: Sb, Si, Te и др. Для увеличения чувств. электр. сигнала вместо одного термоэлемента используют систему последовательно включённых термоэлементов. Такие системы на термостойких материалах. Результатирующая эдс термостойка равна сумме эдс входящих в него термоэлементов. Для уменьшения уровня помех термоэлементы (термостойки) помещают в вакуум, окружают охлаждаемыми экранами, применяют к охладке, схемы,

в к-рых два одинаковых термоэлемента включены навстречу друг другу. Лучшие термоэлементы имеют следующие параметры: постоянная времени (1—3)·10⁻³ с, порог чувствительности (4—6)·10⁻¹¹ Вт/Гц^{1/2}, коэф. преобразования Ф₁—20 В/Вт.

Пирозлектрич. приёмники основаны на способности сегнетоэлектрич. материалов создавать электр. заряды на своей поверхности при вызванных нагревом механич. деформациях. Приёмники этого типа представляют собой тонкую пластинку, вырезанную определ. образом из пирозлектрич. кристалла, на к-рую нанесены металлич. электроды в слой поглощающей черни. Излучение, падающее на черну, вызывает нагрев кристаллич. пластинки и появление зарядов на электродах. Пороговая чувствительность пирозлектрич. приёмников не зависит от размера площади чувств. элемента (изменяется от 0,25 до 400 см²), и потому они могут иметь реал. конструкторские формы. Пирозлектрич. эффектом обладают кристаллы триглинисульфата, ниобата лития, керамики типа цирконата-титаната бария или оксида и др. Параметры пирозлектрич. приёмников зависят в широких пределах: постоянная времени: 2·10⁻²—2·10⁻² с.; порог чувствительности: 1·10⁻⁹—1·10⁻⁷ Вт/Гц^{1/2}, коэф. преобразования: 5—10⁴ В/Вт. В длинноволновой области спектра этот приёмник является единственным, работающим при ВЧ-модуляции без охлаждения. Спектральная область работы определяется областью поглощения «поглощающей черни».

Болометры — приёмники, действие к-рых основано на изменении нек-рых ф-х параметров чувств. элемента при его нагревании вследствие поглощения потока излучения. Наиб. распространение получили болометры «сопротивления», основанные на зависимости электр. сопротивления металла от модулирующей температуры. Термочувств. элемент болометра представляет собой тонкий слой металла (Ni, Au, В и др.), поверхность к-рого «покрывается» слоем черни, имеющей большой коэф. поглощения в широкой области длин волн. Полупроводниковые болометры (гермисторы) изготовляют из Ge, Si, S, также из оксидов Ni, Mn, Co. Сверхпроводящие болометры работают при глубоком охлаждении (3—15 К). Они основаны на резком изменении сопротивления металла в области перехода его от нормального состояния к сверхпроводящему. Для уменьшения влияния тепловых помех болометры делают компенсат. типа, когда в два плеча мостовой схемы включают одинаковые термочувств. элементы. Излучение направляют на один элемент; а другой «служит» для компенсации изменений темп-ры окружающей среды и резких помех. Для уменьшения порога чувствительности площадь болометра делают весьма небольшой, а для уменьшения постоянной времени — очень тонкой. Типичные размеры болометра: площадь 0,3 мм², толщина 0,1—0,01 мкм. Порог чувствительности металла болометров, работающих без охлаждения, при «объекте» безотражательности 5—50 Гц составляет 10⁻¹⁰—10⁻⁹ Вт/Гц^{1/2}, при коэф. преобразования 5—25 В/Вт и постоянной времени 2·10⁻² с. Типичные параметры полупроводниковых болометров, работающих как без охлаждения, так и с глубокой охладкой: объект, сопротивление 2—10 МОм, коэф. преобразования 50—5000 В/Вт, пороговый поток 10⁻¹¹—10⁻¹⁰ Вт/Гц^{1/2}, постоянная времени (1—5)·10⁻³ с. Для сверхпроводящих болометров из диоксида ниобия, Pt и Ge порог чувствительности составляет 10⁻¹²—10⁻¹⁰ Вт/Гц^{1/2}, постоянная времени 10⁻³—10⁻² с.

Опτικο-акустич. приёмники имеют К. мн. относится приёмники, у к-рых повышение темп-ры, вызванное поглощением излучения, непосредственно преобразуется в механич. работу регистрирующего устройства. Оптико-акустич. приёмник представляет собой небольшую герметич. камеру, наполненную газом, (гелием, двуокисью углерода) и к-рой расположена за-

чернильной пластины. Одной из сторон камеры служит окно, прозрачное для излучения, а другой — гибкая мембрана. Излучение, падающее на зачернившую пластину, нагревает ее, что приводит к повышению температуры и давления газа в камере. Обычно в оптико-акустич. приборах направляют модулиров. излучение, и потому мембрана колеблется с амплитудой, зависящей от мощности, потока, излучения. Изменение кривизны мембраны преобразуется в акустич. сигнал, и-рый может быть измерен. Оптико-акустич. приборы без зачерниной пластины называются вакуумными оптич. излучения непосредственно газом, заключенным в камере. Пульсация, давления газа улавливается микрофоном, сигнал о н-рого усиливается и измеряется. В этом случае оптико-акустич. приборная является селективной, т. к. он обладает чувствительностью только в опред. областях спектра (в пределах поглощения газа). Постоянная времени оптико-акустич. приборов (2—3) · 10⁻² с, порог чувствительности: 4 · 10⁻¹⁰ Вт/Гц^{1/2}; коэф. преобразования: 10⁴ В/Вт.

Фотоэлектронные приборные оптич. излучения непосредственно преобразуют э-м. энерг. излучения в электрический. Их разделяют на П. о. н. с. внешним и внутренним фотоэффектом.

Фотодетекторный эл.-вакуумный прибор, преобразующий оптич. излучение в электрич. сигнал, основан на явлениях эмиссии электронов с поверхности твердого тела при поглощении фотонов. Красная граница чувствительности таких приборов определяется работ. способ. детекторов с поверхности твердого тела. Для большинства металлов она лежит в видимой и ближней ИК-обл. спектра, для диэлектриков — в области вакуумного ультрафиолета. Простейшим фотоэлементом с внеш. фотоэффектом представляет собой вакуумированный оптический баллон, на части, внутр. поверхности к-рого нанесен фоточувствит. слой (фотокатод). В диэтр. баллоне выводится один из электр. выводов, катод, между электр. и нитевым анодом образуется пространство, содержащее ускоряющее электр. поле. Электр. излучение из фотокатода при его освещении, попадая под действием поля на анод, создавая ток во внешней цепи. Область спектральной чувствительности фотоэлемента зависит от материала фотокатода. Всего существует 15 типов спектральных характеристик фотокатодов. Широко распространение получили три типа фотокатодов: Sb — Cs в обл. чувствительности 180—250 нм; Ag — O — Cs — 400—1000 нм; мультищелевой (Sb, K, Na, Cs) — 400—80 нм. В основу их, освещая и. н. фотоэлементы входят, так (назв. в а. м. е. в. м.) мультищелевой самостоятельной термоэмиссионной фотокатода. Порог чувствительности фотоэлемента определяется флуоресценцией, темновое токи, на фоне к-рого измеряется фототок. Ср. величина темнового тока зависит от типа фотокатода и разности потенциалов между анодом и катодом. При комнатной температуре темновое токи у мультищелевого фотокатода составляет 10⁻¹¹—10⁻¹² А/см². У фотокатода типа Ag — O — Cs — 10⁻¹¹—10⁻¹² А/см². Охлаждение фотокатода до темп-ры жидкого азота (77 К) приводит к снижению темнового тока на три-четыре порядка, но, и одновременно, уменьшению порога чувствительности. Постоянная времени вакуумных фотоэлементов составляет 10⁻⁸ с.

Фотодетекторный умножитель (ФЭУ) — эл.-вакуумный прибор, преобразующий оптич. излучение в электрич. сигнал с последующим его усилением за счет вторичной эмиссии, суть к-рой состоит в испускании электронов поверхностью твердого тела при ее бомбардировке электронами большой энергии. Т. к. число вторичных электронов превышает число первичных, то, многократно повторив такой процесс, можно получить значит. усиление первичного электронного тока. У овер. ФЭУ от 12 каскадами (десятью) коэф. усиления достигает 10⁸. Спектральная чувствитель-

ность ФЭУ определяется типом фотокатода и полосой пропускания материала входного окна. Постоянная времени ФЭУ составляет 40⁻⁹—10⁻⁸ с. Порог чувствительности ФЭУ, как и у фотоэлементов, определяется флуоресценцией темнового тока, а также флуоресценцией вторичного тока вторичной эмиссии динодов и составляет 10⁻¹²—10⁻¹¹ Вт/Гц^{1/2}. Для снижения величины темнового тока и порога чувствительности применяют охлаждение. Кроме ФЭУ с дискретными эмиттерами, используют ФЭУ с непрерывными эмиттерами в форме канала (каналные ФЭУ). В простейшем случае ФЭУ этого типа представляют собой трубку из диэлектрика (кварц, стекло), внутр. поверхность к-рой покрыта слоем полупроводника. К концам трубки приложено напряжение 2—3 кВ, создающее вдоль нее электр. поле. Один конец трубки располагается вблизи фотокатода; второй конец располагается около коллектора для сбора электронов. Обычно длина трубки 100—150 мм, diam. 1,5—2,0 мм. Коэф. усиления каналного ФЭУ достигает 10⁸. Для увеличения чувствительности фотокатодов, применяемых в фотоэлементах и ФЭУ, используют многократное прохождение излучения через фотокатод за счет полного внутр. отражения на границах раздела стекло — воздух и фотокатод — вакуум. Световой луч вводится в фотокатод под нужным углом с помощью призм, находящихся в оптическом контакте с плоским входным окном прибора. При многократном прохождении через фотокатод излучение почти полностью поглощается; при этом порог чувствительности прибора является теоретич. предел.

При регистрации оптич. излучений, модулированных частотой (100 МГц), используют спец. вид фотоприборов с в. и н. и в. фотоэффектом. К их числу относятся динамич. и статич. ФЭУ со скрещенными полями, вакуумные фотодины, СВЧ-фотоэлементы, фотоэлементы и ФЭУ будущей волны, импульсные скоростные фотоэлементы.

Фотодетекторный фотооприбор (фотооприбор) — простейшее полупроводниковое устройство с одним типом проводимости, у к-рых под действием падающего оптич. излучения происходит изменение проводимости вследствие образования в них носителей заряда (электронов и дырок). Этот эффект наблюдается в полупроводниках при энергии падающего фотона, недостаточной для возникновения внеш. фотоэффекта, но достаточной для перехода носителя из валентной зоны в зону проводимости. Фотон с такой энергией вызывает внутр. фотоэффект, увеличивая в зоне проводимости и в валентной зоне число носителей заряда. Величина запрещенной зоны определяет красную границу чувствительности фоторезисторов. Фоторезистор представляет собой тонкую пластинку или пленку из полупроводника, нанесенную на подложку из изоляц. материала и помещенную в корпус с защитным окном; через контакты к чувств. слою подводится питающее напряжение. Охлажденные фоторезисторы обычно монтируют на внутр. дне сосуда Дьюара. Схемы включения фоторезисторов аналогичны схемам включения болометров. Приёмник, чувствительный в ДВ-обл. спектра, изготовляют из материала с узкой запрещенной зоной. Однако чем уже запрещенная зона, тем больше носителей возбуждается не фотонами, а термич. путём. Приято считать, что фоторезисторы, чувствительные к излучению с длиной волны до 3 мкм, охлаждение не требуют; в диапазоне 3—8 мкм необходимо охлаждение до 77 К; фоторезисторы для диапазона 8—30 мкм требуют глубокого охлаждения до 3—5 К. Наиб. широкое применение получили фоторезисторы на основе сульфида цинка (рабочая область спектра 0,3—0,9 мкм), селенида кадмия (0,35—1,4 мкм), сульфида свинца (0,4—3,6 мкм), селенида свинца (0,64—4,0 мкм), антимонаид кадмия (2,2—4,9 мкм), германия, легированного вольфом и ртутью (1,6—9,0 мкм). Постоянная времени фоторезисторов определяется временем установления стационарного состояния нормированных носителей заряда, во-

никающих при освещении, зависит от природы полупроводника и варьируется для разл. фотодетекторов от 10^{-2} до 10^{-8} с. Пороговая чувствительность фотодетекторов составляет 10^{-10} — 10^{-13} Вт/Гц $^{1/2}$.

Применяя и изменение с $p-n$ -переходом могут работать в фотогальванич. или фотодиодном режимах. В первом случае дрейфчики при образовании генерирует эдс без введ. источника питания, во втором — к примежку подводится внеш. напряжение, и ток, проходящий через нагрузочное сопротивление, изменяется в зависимости от освещенности $p-n$ -перехода. Особую группу составляют фотогальванич. применяки с ионным легированием, напр. HgCdTe. Обнаружит. способность применяков на основе доплериров. переходов равна $7 \cdot 10^{-10}$ Гц $^{1/2}$ /Вт при длине волны 10,6 мкм и темп-ре 77 К. Фотогальванич. применяки на основе сплава PbSnTe в спектральной области 8—12 мкм обладают обнаружит. способностью $2 \cdot 10^{-10}$ Гц $^{1/2}$ /Вт и постоянной времени $1,5 \cdot 10^{-6}$ с.

Особую группу фотогальванич. применяки составляют применяки с продольным (для латеральных) фотоэффектом. Суть эффекта состоит в том, что при неравном освещении $p-n$ -перехода возникает поперечная эдс между p - и n -областями образует эдс, направленная вдоль перехода. Продольный фотоэффект на $p-n$ -переходе используют в фотогальванич. применяках, предназначенных для определения координат точки, в которую сфокусировано излучение.

Вторым типом применяки с $p-n$ -переходом являются фотодиоды. Они отличаются от фотогальванич. применяков тем, что на них подается внешнее запирающее напряжение. В таких применяках носители заряда уменьшают сопротивление переходного слоя, вызывая увеличение тока в цепи. Наиб. широко используются фотодиоды на Ge и Si, а также фотодиоды на основе полупроводниковых соединений — InAs, CdSe, InSb. Осн. преимуществом германиевых и кремниевых фотодиодов является то, что они не требуют охлаждения.

Значит. увеличения чувствительности достигают в лавинных фотодиодах и фототранзисторах (фототранзисторах). Лавинные фотодиоды основаны на явлении лавинного электрич. пробоя $p-n$ -перехода лавинообразного роста числа носителей заряда, размокающих ударной ионизацией. Лавинное усиление тока достигает величин $(2-3) \cdot 10^4$ у германиевых и 10^4-10^6 у кремниевых лавинных фотодиодов. Порог чувствительности лавинных фотодиодов, работающих в режиме счѣтки фотонов, достигает 10^{-17} Вт/Гц $^{1/2}$.

Фототранзисторы отличаются от фотодиодов дополнит. усилением фототока на втором $p-n$ -переходе. Фототриод соединяет в себе свойства фотодиода и усилит. свойства транзистора. Однако наличие дополнит. перехода приводит к сильному снижению чувствительности этих применяков. Спектральные характеристики фототриодов такие же, как и у фотодиодов из аналогичных материалов.

Другие типы применяков оптического излучения. Для регистрации сверхкоротких импульсов лазерного излучения ИК-диапазона разработаны П. о. и., основанные на увеличении векторных потоками. При взаимодействии излучения с веществом (внутривозное поглощение на свободных носителях, переходы между подзонами в валентной зоне) вдоль направления распространения излучения возникает движение носителей заряда вследствие наличия у волн конечного импульса. Это движение носителей регистрируется в виде тока или напряжения. П. о. и. такого типа имеют долговременную стабильность, не требуют приладит. охлаждения и использования источников питания. Ещё больше временное разрешение до 10^{-14} — 10^{-13} с может быть получено при использовании применяков с майоритной структурой металлы — оксиды — металлы, работающих как туннельный диод. Недостатком

применяков этого типа является их малая чувствительность.

Полупроводниковые (механические) П. о. и. реагируют на действие света, для измерения к-рого служат разл. типы датчиков (ёмкостный, пьезоэлектрический), но чаще всего используют кривильные васы. Значит. увеличение чувствительности кривильных васов достигается заменой торсионного поддона чувств. элемента бесконтактным, поднесом в магн. поле. Ёмкостные кривильные колебания при этом может быть уменьшены на 3—4 порядка. Однако применение применяков этого типа ограничено, т. к. они очень чувствительны к вибрациям и тепловому излучению окружающей среды.

К фотокимическим П. о. и. относятся все виды фотослов, используемые в сф. фотографии. Несмотря на различия между отд. фототр. процессами, они могут быть разделены на две группы: процессы на галогеносеребряных материалах и процессы на фотопроводящих материалах, к-рые наз. также электрофототр. процессами. Фототр. процесс состоит из двух стадий. Первая стадия — образование скрытого изображения под действием излучения в процессе экспонирования. Вторая стадия — визуализация скрытого изображения путѣм проявления и его закрепления для повышения стойкости к внеш. воздействиям. Под действием света после проявления и фиксации в светостойкост. слое создается стойкое фототр. изображение. Мерой величин поглощенной энергии служит оптическая плотность проявленного фотослов. В зависимости от назначения галогеносеребряные слои имеют широкий диапазон чувствительности (10^{11} — 10^{17} Дж/см 2) и разрешающей способности (25 и 2000 мкм $^{-1}$ соответственно). Электрофототр. материалы имеют чувствительность от 10^{-7} (селеновые слои), до 10^{-9} Дж/см 2 (фоторезисты, слои); разрешающая способность соответственно 94 и 1000 мкм $^{-1}$.

П. о. и. могут быть отнесены к классу живых существ. Область спектра, к-рой чувствителен глаз человека (0,4—0,7 мкм), наз. видимой областью. Человеческий глаз — селективный применяк с макс. чувствительностью ок. 555 нм. Оптич. схема глаза образует на сетчатке, содержащей светочувствит. элементы (палочки и колбочки), действительное перевернутое изображение предмета (см. Зрение). Диаметр зрачка глаза в зависимости от условий освещенности изменяется от 1,5 до 8,0 мм, освещенность сетчатки глаза при зр. изменении примерно в 30 раз. Адаптарованный к темноте глаз человека имеет пороговую чувствительность 10^{-17} Вт/Гц $^{1/2}$, что соответствует десяткам фотонов в 1 с. Своёю глазу видеть реально две близко расположенные точки предмета наз. разрешающей способностью; она характеризуется угл. пределом разрешения. Глаза др. живых существ отличаются большим разнообразием, напр. глаза нек-рых насекомых реагируют на поляризов. свет.

Для получения двумерного изображения наилучшего объекта служат многоэлементные П. о. и. с дискретно или непрерывно распределенными по поверхности применякими элементами. К ним относятся фотопластины, фотопленки, электронно-оптич. преобразователи, многоэлементные полупроводниковые болометры и фототресторы, авиофотографы (см. Дальномеропластины).

П. о. и. применяются в спектроскопии, авиационной электронике, астрономии, космич. исследованиях, автоматич. системах управления и т.д.

Лит.: Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдел И. И., Вакунские фотоэлектрич. приборы, 2 изд., М., 1982; Криксунов Д. З.; Справочник по основам микрофототехники, М., 1978; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, 2 т., М., 1978; Кремер в. ч. ур. и др. Л. С., Ро. Я. и др. О. В., Цирконические применяки оптич. техники, К., 1979; Базилев. Я. Н., Полупроводниковые применяки оптич. техники, М.: Наука, 1983; Фотоэлектрич. приборы и ИК-диапазона, под ред. Р. Дж. Кнеса, пер. с англ., М., 1985; А. Кеннеди М. Д., Баракоски Ф. о. М. Д., Применяки оптич. техники, М., 1987.

Л. Н. Канорский,

ПРИЕМНЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ — класс электронно-лучевых приборов, предназначенных для визуального отображения информации, поступающей в виде электрич. сигналов. По характеру осн. применения выделяют: «чёрно-белые и цветные киноскопы для вещат. телевиз. приёмников; монохромные и цветные индикаторные приборы в киноскопич. полев. чёткости для отображения условной цифро-буквенной, графической и полутонной информации в дисплеях ЭВМ, разл. рода системах управления, радиолок. устройствах, многофункциональных самостоятел. индикаторах, информ. системах и т. п.; осциллографич. трубки для график. представления хода биосинтезирующих периодических и однократных процессов, данные о к-рых могут быть выражены электрич. сигналами. Различают также П. э.-л. т. прямого наблюдения и проекционные трубки, изображение с экрана к-рых проецируется со «железят. увеличением» на отд. экран. Проекцииные П.-э.-л. т. по принципу работы бывают самосветящимися, в «м-х» электронн. пучок возбуждает излучение люминесцентного экрана или полупроводниковой лазерной «шпильки», и светомодулирующие, в к-рых пучок «замещает» к-л. оптич. свойства среды, что используется для пространственно-временной модуляции широкого светового потока от отдельного мощного источника света. Нев-рые виды индикаторных и осциллографич. П. э.-л. т. позволяют в течение длит. времени воспроизводить однократно поступившую информацию (см. *Запоминающая трубка*).

Фокусировка электронного пучка в большинстве совр. П. э.-л. т. осуществляется эл.-статич. полями, отклонение «л» изменением во времени полей, в к-х несколько индикаторных П. э.-л. т. — магнитным, в осциллографич. — электрич. полями. Процесс воспроизведения информации на экране наз. запись. В телевиз. приёмниках и нек-рых др. системах пучок отклоняется построчно, образуя ряд, состоящий из большого числа линий. При этом входной сигнал, несущий информацию, подается на элемент П. э.-л. т. управл. кинескопом интенсивностью пучка, в следствием и яркостью соответствующего участка изображения. Такой способ записи наз. *рестриком*. При др. способе записи широко применяемом для отображения цифро-буквенной и график. информации и называемом функциональным или векторным, входные сигналы управляют положением пучка по обейм координатам экрана, выписывая при копировании пучка в соответствующие моменты времени *вект. график*, «чертежи» и т. п. В осциллографич. П. э.-л. т. пучок периодически отклоняется в одном направлении (ось времени) с заранее установленной скоростью; «входной сигнал», отражающий к-л. процесс во времени, управляет положением пучка в перпендикулярном оси времени направлении, благодаря чему процесс отображается в виде график и прижиг. системы координат.

Осн. функциональные параметры П. э.-л. т.: разрешающая способность (выражается шириной светящейся линии, возбуждаемой перемещающимся электронным пучком, или числом разрывных линий, размещаемых на высоте кадра, либо предельном объёмом отображаемой информации); яркость свечения экрана, или излучаемый световой поток; контраст изображения, определяемый отношением яркой возбуждаемой и не возбуждаемых участков экрана; чувствительность отклонения (для осциллографич. П. э.-л. т.) — отклонение пучка на экране на 1 В отклоняющего напряжения. Параметры П. э.-л. т. противоречивым образом связаны между собой. Так, увеличение тока пучка для повышения яркости приводит к снижению разрешающей способности. Для преодоления этого противоречия создают П. э.-л. т., в к-рых информация воспроизводится параллельно в разных местах экрана *неск. пучками*. Для управления интенсивностью каждого пучка необходим свой усилитель сигналов, полтора пропускания каждого по к-рым соответственно сумается.

Лит.: Мэнделер В. А., Куракин Л. А., Приемные электронно-лучевые трубки, 2 изд., М., 1971; Шерстюк В. Г., Электронная оптика и электронно-лучевые приборы, М., 1971; В. Д. Гигер.

ПРИМЫ ОПТИЧЕСКИЕ — примы из материалов, прозрачных для оптического излучения в нек-ром интервале его частот. Они могут быть и могут не быть прозрачны в строгогом смысле (напр., с усечённой вершиной) П. о. подразделяются на три обширных и резко различающихся по назначению класса: *спектральные примы* (преломляющие или дисперсионные примы), *отражательные примы* и *поляризационные примы*.

ПРИЛИПАНИЕ электронов — образование отрицат. ионов с участием свободных электронов. Сюда относятся с процессом диссоциативного П. и тройной процесс (с участием трёх частей) П. иона к атому или молекуле. Подробнее см. в ст. *Отрицательные ионы*. В. М. Смирнов.

ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — проводимость полупроводника, при к-рой осн. вклад в перенос заряда дают электроны (дырки), термически возбуждённые в зону проводимости (валентную зону) из локализованных в запрещённой зоне донорных (акцепторных) состояний (проводимость *n*-типа и *p*-типа). П. п. определяется концентрацией донорных N_d и акцепторных N_a примесей и положением их уровней в запрещённой зоне. При высоких темп-рах T , если допустившим невырожден, концентрация n носителей в собственном полупроводнике (см. *Собственная проводимость*) удовлетворяет условию $n_0 \gg N_d - N_a$, наличие примесей незначительно сказывается на концентрациях электронов n и дырок p :

$$\left\{ \frac{n}{p} \right\} \approx n_0 \pm \frac{1}{2} (N_d - N_a)$$

При этом все примеси ионизованы, а уровень Ферми E_F близок к середине запрещённой зоны. При более низких темп-рах, для к-рых $n_0 \ll N_d - N_a$, почти все молекулы примесей остаются ещё неизменными (область истощения). В этом случае $n \approx N_d - N_a$; $p = n_0 / (N_d - N_a) \ll n$, т. е. концентрация осн. носителей не зависит от T . При дальнейшем понижении T , E_F приближается к уровню E_d донорной примеси, а заселённость донорных уровней будет расти за счёт поступления электронов на зоны проводимости, а концентрация зонных носителей заряда соответственно уменьшится. При $T \rightarrow 0$ К концентрации зонных носителей убывает экспоненциально, в этом пределе доминирует *примесная проводимость*.

Лит.: см. ст. *Полупроводники*, И. Л. Бейлисс.

ПРИМЕСНЫЕ УРОВНИ — энергетич. состояния (уровни) полупроводника, расположенные в запрещённой зоне в обусловленные присутствием и в/м примесей и структурных дефектов. В зависимости от того, мало или равноны к ширине запрещённой зоны E_g расстояние от П. у. до края ближайшей разрешённой зоны, различают м е л и н е и г л у б о к и е П. у. По способности примесного атома отдавать электроны в зону проводимости либо принимать его из валентной зоны П. у. подразделяют на д о н о р н ы е и а к ц е п т о р н ы е (рис.). Мелкие П. у., соответствующие примесям замещения (замещающие атомы кристалла примесных атомов), проявляют донорный характер, если валентность примесного атома превышает валентность атомов осн. кристалла, или акцепторный — при обратном соотношении. Глубокие П. у. обычно образуются при замещении атомов матрицы атомами, отличающимися по валентности более чем на ± 1 . Такие примеси иногда способны образовывать *неск. П. у.*, соответствующих разл. зарядовым состояниям, напр. атом Си в Ge создаёт три П. у., соответствующих ионам Cu^+ , Cu^{2+} , Cu^{3+} . Глубокие П. у., отвечающие разным ионам, могут иметь разл. характер (одни — быть донорными, другие — акцепторными).

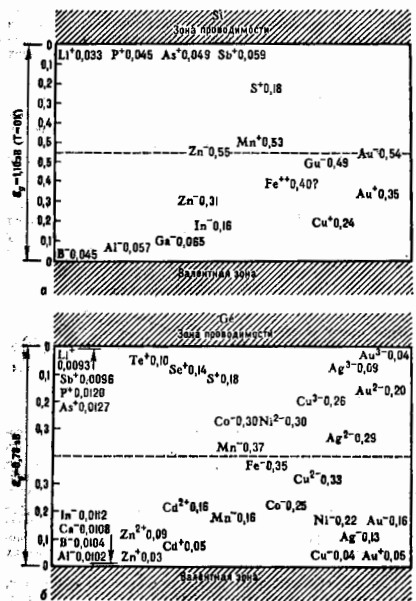


Схема уровней энергии различных примесей в Si (а) и Ge (б).

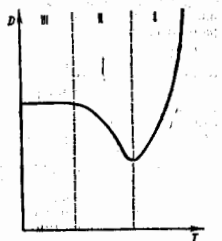
В случае примесей внедрения донорный или акцепторный характер П. у. не зависит от их валентности, а определяется величиной электростатической. Если электростатическая валентность примесей атомов больше, чем у атомов матрицы, то П. у. акцепторным, в обратном случае — донорными. Одна и та же примесь может быть донором при замещении и акцептором при внедрении (напр., O в Si) либо наоборот.

П. у. локализованы вблизи дефектов. При очень высоких концентрациях примесей волновые ф-ции, соответствующие П. у., перекрываются, что приводит к образованию П. у. в примесных зонах.

Лит. см. при ст. Полупроводники. Д. М. Фельдман.
ПРИМОСЕЙ АТОМ — атом кристалла, хим. природа к-рого отлична от хим. природы осн. атомов, образующих кристалл. П. а. относится к точечным дефектам и приводит к нарушению строгой периодичности идеального кристалла. П. а. располагаются либо в узлах кристаллич. решетки, заменяя осн. атомы (примесь замещения), либо в междоузлиях (примесь внедрения).
ПРИМОСЕЙ — квазичастица, характеризующая поведение примесного атома в *квантовых кристаллах*. Вещество большой величины амплитуды нулевых колебаний атомов в квантовых кристаллах любые точечные дефекты решетки, в т. ч. примесные атомы, при низких темп-рах делокализуются и превращаются в квазичастицы, практически свободно движущиеся через кристалл. Соотопение П. характеризуется квазинимпульсом ϵ и энергетич. спектром $\epsilon(p)$, имеющим зонную структуру (см. *Дефект*).

Движение П. определяет процессы диффузии. Схематично вид температурной зависимости коэф. диффузии D для П. приведен на рис. В области I (высокие

темп-ры) движение П. осуществляется в осн. с помощью термоактивац. механизма и коэф. диффузии экспоненциально падает с понижением темп-ры. Это либо классич. диффузия, при к-рой примесный атом переходит в соседний узел кристаллич. решетки, преодолевая нек-рый энергетич. барьер, либо диффузия, обусловленная наличием в кристалле термоактивиров. подвижных вакансий (в а к а с и о н о в). В первом случае показатель экспоненты в выражении для коэф. диффузии задается высотой барьера, а во втором — энергией активации вакансион и, в отличие от обычных кристаллов, вообще не зависит от типа примеси. В области II движение П. является зонным, а длина свободного пробега П. в кристалле ограничена их столкновениями с тепловыми возбуждениями (напр., с фононами), число к-рых убывает при понижении T . Это приводит к росту коэф. диффузии при охлаждении кристалла, что совершенно не свойственно для диффузии дефектов в обычных твердых телах. При низких темп-рах (область III) число фононов в кристалле мало и пробег П. определяется столкновениями П. между собой или с др. дефектами кристалла. В этой области коэф. диффузии П. не зависит от темп-ры и задается концентрацией П.



Зависимость коэффициента диффузии D примесного атома от температуры T .

Все три области наблюдались экспериментально при изучении методом ядерного магнитного резонанса диффузии примесных атомов ^3He в кристалле ^4He . Ширина энергетич. зоны П. оказалась крайне мала: в системе единиц, где $\lambda = 1$, — порядка $10^{-9} - 10^{-4}$ К (для вакансион в ^4He порядка 1 К). В результате энергия упругого взаимодействия П. между собой (каждый П. создаёт вокруг себя поле упругой деформации решетки, с к-рым взаимодействуют др. П.) по величине становится меньше ширины зоны только при очень больших расстояниях между П. При этом сечении σ рассеяния П. друг на друга оказывается anomalously большим ($\sigma \sim 100 \text{ \AA}^2$; a — атомный размер), а коэф. диффузии в области III сложным образом зависит от концентрации ^3He .

Лит.: А н д р е е в А. Ф. Диффузия в квантовых кристаллах. *УФН*, 1976, т. 118, с. 251.
 А. Ф. Мельников.
ПРИМОСЕЙНАЯ РЕШЕТКА — см. в ст. *Врассе решетки*.

ПРИСОЕДИНЕННАЯ МАССА — фиктивная масса (или момент инерции), к-рая присоединяется к массе (или моменту инерции) движущегося в жидкости тела для количеств. характеристики инерции окружающей его жидкой среды. При неустановившемся поступат. движении тела (см. *Нестационарное движение*) в идеальной жидкости (в отличие от установившегося движения) возникает сопротивление жидкости, пропорциональное ускорению движения тела и обусловленное увеличением среды, окружающей тело; коэф. пропорциональности и представляет собой П. м. Физ. смысл П. м. заключается в том, что если присоединить к телу, движущемуся в жидкости, дополнит. массу, равную массе жидкости, увлекаемой телом, то закон его движения в жидкости будет таким же, как в пустоте.

Значение П. м. для тел равной формы различно и зависит от ориентации тела относительно направления его движения. Для кругового цилиндра П. м. равна массе жидкости в объёме цилиндра. Для цилиндра, осн. по отношению, имеющим форму эллипса, движущегося в жидкости в направлении, перпендикулярном направ-

лению одной из осей эллипса, $\Pi. м. \mu = \rho l a^2$, где a — длина полуоси эллипса, ρ — плотность жидкости. Т. о., на величину $\Pi. м.$ влияет размер осей, перпендикулярной направлению потока. Для шара $\Pi. м.$ равна половине массы жидкости в объеме шара: $\mu = (2/3)\rho l r^3$, где r — радиус шара. При поступат. движении диска в направлении, перпендикулярном его поверхности, $\mu = (8/3)\rho l r^3$, где r — радиус диска. Присоединенный момент инерции (т. е. коэф. при угл. ускорении в выражении для момента инерц. сил, действующих со стороны жидкости на вращающееся тело) круглого диска относительно осей, совпадающей с одним из диаметров диска, равен $(16/45)\rho l r^5$. Теоретически вычислены $\Pi. м.$ значит. числа контуров в просторастянутых тел: профиля Жуковского, круговой лопатки, прямоугольника, ромба и шестиугольника, элемента прямоугол. решетки, эллипсоида, удлиненного тела вращения и т. д. В др. важных случаях $\Pi. м.$ найдены эксперим. путем. Напр., $\Pi. м.$ прямоуг. пластинки с размерами $b \times l$, движущейся в жидкости перпендикулярно своей плоскости, может быть выражена полученной из опытов Флойда

$$\frac{\rho b l^3 \mu^2}{4\sqrt{1-\mu^2}} \left(1 - 0,425 \frac{b l}{b l + \mu} \right)$$

При движении тел в воздухе (снаряд, ракета, самолёт) $\Pi. м.$ мал, и его обычно пренебрегают, но, напр., при нестационарном движении дирижабля необходимо учитывать $\Pi. м.$ Определение $\Pi. м.$ имеет существенное значение при изучении неустановившихся движений тел, полностью погружённых в воду, качки судов, акустики, излучения и т. д. Подсчёты $\Pi. м.$ производятся в предположении, что жидкость липкая вязкости. Обычно пренебрегают и сжимаемостью жидкости. В случае *потенциального течения* несжимаемой идеальной жидкости через $\Pi. м.$ A_{ik} выражают проекции кол-ва движения, момента кол-ва движения и кинетич. энергии Т жидкости. Если q_1, q_2, q_3 — проекция на оси координат вектора скорости движения тела, а q_4, q_5, q_6 — угл. скорости тела относительно осей координат, то $T =$

$$= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^6 \sum_{i=1}^6 A_{ik} q_i q_k \cdot \text{Коэф. } A_{ik} \text{ обладают свойством симметрии, т. е. } A_{ik} = A_{ki}, \text{ и поэтому, в самом общем случае поступат. и вращат. движения тела в жидкости, действующие инерции может быть определено с помощью } 21 \text{ коэф. } \Pi. м.$$

Повятые $\Pi. м.$ обобщено на случай сосудов, наполненных жидкостью, имеющей свободную поверхность; определены $\Pi. м.$ при отрывном обтекании контуров. Для тел, колеблющихся в сжимаемой жидкости, инерц. силы линеино выражаются через ускорения. Коэф. при ускорениях паз. обобщёнными $\Pi. м.$ В случае сжимаемой жидкости свойства симметрии $\Pi. м.$ сохраняются, но сами $\Pi. м.$ зависят, в противоположность случаю несжимаемой жидкости, не только от формы тела и направления движения, но ещё и от частоты колебаний. Наконец, понятие $\Pi. м.$ обобщается и на случай качки корабля на поверхности волнующейся тяжёлой жидкости. В этом случае свойство симметрии $\Pi. м.$ не сохраняется, а сами $\Pi. м.$ существенно зависят от длины и направления набегающих волн и от скорости хода корабля.

Лит.: Ламб Г. Гидродинамика, пер. с англ., М.—Л., 1947; Риван и Б. С., Кредс Р. Л., Присоединенные массы тел различной формы, М., 1947; Седов Л. И., Последние задачи гидродинамики и аэродинамики, 3 изд., М., 1980.

С. Л. Вишневецкий, М. И. Гуревич.

ПРИСОЕДИНЕННЫЙ ВИХРЬ — условный вихрь, неподвижно связанный с телом (крылом), обтекаемым бевихревым потоком идеальной несжимаемой жидкости. Введён Н. Е. Жуковским как воображаемое «жидкое крыло», ограничительное замкнутое контуром (линейной тока), внутри к-рого происходит движение идеальной жидкости в виде вихря (круговое движение частиц). Циркуляция скорости, создаваемая $\Pi. в.$, равна

циркуляции скорости по контуру, охватывающему действительное обтекаемое крыло, возникновение к-рой в идеальной жидкости связано с невозможностью появления в ней больших отрицат. давлений и растягивающих усилий.

При вычислении *подъёмной силы* крыла бесконечно большого размаха (см. Жуковского теорема) это крыло можно заменить $\Pi. в.$ с прямойлинейной осью, к-рый создаёт в окружающей среде ту же циркуляцию скорости, что и действит. крыло. Итенсивность $\Pi. в.$ (циркуляция скорости по контуру, охватывающему крыло) определяется на основе Чаплыгина — Жуковского постулата.

При решении задач о распределении давлений в аэродинамич. газопотоке по хорде крыла его заменяют системой $\Pi. в.$, непрерывно распределённых по контуру профиля крыла или по ср. линии профиля (в теории



Схема присоединённого и свободных вихрей крыла конечного размаха.

тонкого крыла). Эта система вихрей представляет собой присоединённый вихревой слой крыла. Исходя из граничных условия, чтобы на поверхности крыла скорость потока была направлена по касательной к ней, составляют ур-ние, в к-рое входит погонная циркуляция присоединённого вихревого слоя. Найдя эту циркуляцию, вычисляют по теореме Жуковского погонную нагрузку, к-рая в случае тонкого крыла равна разности между давлением на ниж. и верх. поверхности крыла.

Т. к. внутри жидкости вихри не могут заканчиваться, то в случае крыла конечного размаха $\Pi. в.$ продолжаютс. в окружающей среде в виде свободных вихрей (рис.). Знание вихревой системы крыла позволяет вычислить действующие на него аэродинамич. силы. В частности, от взаимодействия присоединённых и свободных вихрей крыла возникает *индуктивное сопротивление* крыла.

Лит.: Жуковский Н. Е., О присоединённых вихрях, Собр. соч., т. 4, М.—Л., 1949; Голубев В. В., Лекции по теории крыла, М.—Л., 1949; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Степанов Г. Ю., О некоторых неточностях в разъяснениях теории крыла, «Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа», 1975, в. 3, с. 188. С. Л. Вишневецкий.

ПРИСТОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — электронная проводимость разреженной замагниченной плазмы поперёк магн. поля, обусловленная столкновениями электронов не с тяжёлыми частицами (атомами, ионами) в объёме, а столкновениями с поверхностями (стенками), пересекающими магн. силовые линии. Проводимость поперёк магн. поля возникает при наличии возмущения дрейфовой скорости частиц. $\Pi. п.$ может быть связана как «диффузионн», так и «квазиэлектричн» рассеянием электронов.

Присточная проводимость с диффузионн рассеянием. Если поверхность гладкая (т. е. размер неровности $\delta \ll \lambda_d$ — дебаевского радиуса экранирования) и скорость электронов дрейфа параллельна ей, то $\Pi. п.$ создается те электроны, к-рые «пронизывают» дебаевский слой и диффузно рассеиваются непосредственно на поверхности. Это имеет место, напр., в осесимметричнх системах с внешними (полюoidalными) магн. и электрчн полями.

Возникновение «диффузионн» $\Pi. п.$ можно рассмотреть на простой модели (рис. 1, а): плоская поверхность ($y = 0$), дебаевский слой пренебрежимо тонок, магн. поле H однородно и перпендикулярно поверхности, а электрчн. поле E в объёме плазмы параллельно

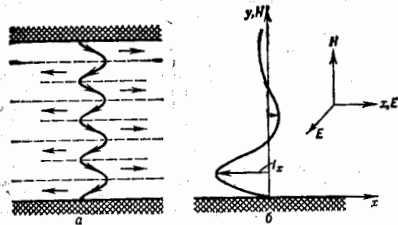


Рис. 1. Взаимодействия электронов с поверхностью: а — токовый слой в идеализированной модели рассеяния моноэнергетических электронов стенкой (кривая со стрелками — проекция траектории движения электрона, отражённого стенкой, на плоскость xy); б — распределение пристеночного тока при наличии разброса скоростей электронов.

поверхности и направлено вдоль оси x . Электроны при падении на стенку полностью теряют скорость. Возвращаясь в объём, они разгоняются в дебаевском слое (скачок потенциала U_D) и приобретают скорость $v_{0y} = \sqrt{2eU_D/m_e}$. Двигаясь далее с такой скоростью в объёмных электрич. и магн. полях, электроны начинают выписывать циклоиду вдоль осей x и z , смещаясь со скоростью v_{0y} вдоль магн. поля. Проекция этого движения на плоскость yz имеет вид, приведённый на рис. 1; объём канала разбивается на систему плоскостных n слоёв с чередующимися противоположными направлениями движения электронов. При этом толщина каждого слоя $h = v_{0y} T_H / 2 = v_{0y} / \omega_H$ (T_H — период продольного вращения). Если в канале укладывается целое число слоёв, то переносимый ток будет равен либо нулю (число слоёв чётное), либо будет максимальным (при нечётном числе слоёв). Отнесённый к 1 см длин- ным вдоль оси z он равен

$$J_{\text{макс}} = en \int_0^h v_{0y} dy = 2v_{0y} n m_e^2 / H^2 \sim n E / H^2.$$

Поскольку в реальных условиях отражённые электроны не имеют одинаковых скоростей, плоскопараллельные слои имеют разную толщину и вследствие этого разно- скоростные электроны, находящиеся на одной рассто- янии от стенки, будут иметь разное направление дви- жения. В результате в плазменном канале оказывают- ся чётко выраженными 2—3 осцилляции (около стенок), а остальные затухают при удалении от них (рис. 1, б).

Пристеночная проводимость с «квазирезальным» рассеянием реализуется на шероховатой поверхности ($\lambda > r_D$) или на гладкой поверхности, если скорость дрейфа ей не параллельна. Зеркальное отражение электрона от дебаевского скачка потенциала приводит к изменению дрейфовой скорости. В этом случае (в от- личие от диффузного) в П. п. втягиваются все электро- ны, достигающие дебаевского слоя вне зависимости от того, рассеются они на самой поверхности или нет.

Переход электронов путём рассеяния на стенках яв- ляется своеобразным обобщением кнудзенсовского тече- ния газа в трубах (см. *Динамика разреженных газов*). Развитие состоит в том, что электрон находится в эл- магн. полях и поэтому между столкновениями двигает- ся не по прямой, а по сложной траектории. Кроме того, при кнудзенсовском течении каждая частица сталкивает- ся со стенкой, тогда как в плазменном объёме может существовать группа электронов, к-рая вообще не дости- гает стенок, т. к. заперта в объёме полями. У-рые для этой группы распределения электронов, рассеиваемых стенкой при отсутствии столкновений в объёме, име- ет вид:

$$f_{\text{отр}}(v, x) = \delta k / \text{отр}(v', x') + q(v, x).$$

Здесь $f_{\text{отр}} = v_n f(v, x)$ — распределение по скоростям по- тока частиц, идущих от стенки, v_n — нормальная со- ставляющая скорости, x — координата точки: на по- верхности объёма, k — оператор «переноса» частиц от одной точки (x) к другой (x') (в известных E, H полях он определяется из решения ур-ния Власова), δ — оператор рассеяния частиц на поверхности, q — плот- ность эмиссии (поглощения) электронов.

Проводимость, очень напоминающая пристеночную, может наблюдаться и на ионах, если повторная иониза- ция нейтрального атома, возникшего при попадании иона на стенку, происходит на расстояниях меньше ларморовского радиуса.

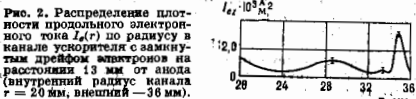


Рис. 2. Распределение плот- ности продольного электро- ного тока $I_e(r)$ по радиусу в канале ускорителя с замкну- тым дрейфом электронов на расстоянии 13 см от анода (внутренний радиус канала $r = 20$ мм, внешний — 36 мм).

Аналогом П. п. является т. н. *статический скин- эффект*, к-рый наблюдается в охлаждённых до гелие- вых темп-р металлах, находящихся во внеш. магн. поле.

Явление П. п. было предсказано А. И. Морозовым и обнаружено экспериментально на *плазменном ускоре- теле* с замкнутым дрейфом электронов. Он представ- ляет собой цилиндр, канал, перпендикулярно стен- кам к-рого создаётся квазирadiaльное магн. поле, а вдоль системы между анодом и катодом приложено продольное электрич. поле. Ускоритель работал на Хе и имел характерные параметры: $H_{\text{макс}} \leq 200$ Э, $U_0 = = 200$ В, $n_e \leq 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_e \leq 20$ эВ, $n_a \sim 10^{13}$ см $^{-3}$ при расстоянии между стенками 16 мм и длине канала 40 мм. Радиальное распределение продольного элект- ронного тока, полученное с помощью вонда, имело осцилляторную структуру (рис. 2).

Лит.: Морозов А. И., Эффект пристеночной проводимости в хорошо замагниченной плазме, *Изв. высш. шк. и техн. физ.*, 1968, в. 3, с. 19; Морозов А. И., Шубин А. П., Кинетика электронов в режиме пристеночной проводимости, «Изя. плазмы», 1984, т. 10, в. 6, с. 1283; Вугров А. И., Морозов А. И., Харчевников В. К., Исследование структуры пристеночного слоя с помощью вонда различных размеров, «ИЖТФ», 1985, т. 55, в. 4, с. 1072. А. И. Буренин. **ПРИЦЕЛЬНЫЙ ПАРАМЕТР** (прицельное расстояние, параметр удара) — в классич. теории рассеяния частиц расстояние между рассеивающим центром и первичным направлением движения рассеивающихся частиц (см. *Рассеяние микрочастиц*).

ПРИЧИННАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА — то же, что *пропагатор*.

ПРИЧИННОСТИ ПРИНЦИП — один из наиб. общих принципов физики, устанавливающий допустимые пределы влияния физ. событий друг на друга. П. п. запрещает влияние данного события на все прошедшие собы- тия («событие-причина предшествует по времени собы- тию-следствию», «будущее не влияет на прошлое»). Более сильный релятивистский П. п. исключает также взаимное влияние событий, разделённых простран- ственноподобным интервалом, для к-рых сами понятия «раньше», «позже» не абсолютны, а меняются местами с изменением системы отсчёта. Взаимное влияние таких событий было бы возможно лишь с помощью объекта, движущегося со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Поэтому известное утверждение о не- возможности сверхсветовых движений в рамках от- носительности теории вытекает именно из релятивист- ского П. п.

П. п. — эмпирич. постулат, основанный на обобще- нии данных эксперимента и общетеоретической практи- ки и подтверждающийся без к.-л. исключений в шире-

ком диапазоне масштабов от субъядерных до космологических. Физ. и методологич. смысл П. п. тесно связан с философским понятием *причинности* (взаимной обусловленности, детерминированности последовательности событий): если бы данное событие могло влиять не только на будущее, но и на прошлое, то возникла бы возможность образования замкнутых циклов причинности. Связи, т. е. возможности обратного влияния следствия на породившую его причину вплоть до полного её уничтожения и разрыва причинно-следств. связи (так, путешествие в «машине времени» мог бы уничтожить своего предка в добром возрасте, т. е. саму причину своего появления на свет). Однако с общим понятием причинности согласуется и П. п. с обратным направлением причинно-следств. связи («прошлое не влияет на будущее»). Вопрос о причине совпадения направления этой связи с направлением времени относится к числу нерешенных проблем, связанных с П. п.

Объектом приложения П. п. служит относящаяся к данной физ. системе пара событий, причинно связанных друг с другом (а не являющихся следствиями третьего события), о к-рых известно, какое на них играет роль причина, а какое — следствия (безотносительно к их временному порядку). Для выявления такой пары используется мысленный эксперимент, состоящий в наложении на систему малого возмущения и в регистрации соответствующей реакции системы. При этом событием-причиной служит исходное возмущение при obeyт. условиях, что оно совершенно произвольно способно принимать любые наперед заданные значения и не испытывает обратного влияния со стороны самой системы (примером может служить воздействие внешне по отношению к системе заданного источника). Роль события-следствия играет реакция системы на такое возмущение, т. е. линейное изменение к-л. характеристики системы; ф-ция, осуществляющая такую линейную связь, наз. $f(x, y, z, t, \dots)$ от к л и к а. Напр. применение П. п. в электродинамике материальной среды требует выбора в качестве события-причины — возмущения электрич. индукция, совпадающей с полем внеш. источников, а в качестве события-следствия — соответствующего изменения напряженности электрич. поля (часто практикуемый обратный выбор неправилен, т. е. возмущение напряженности поля включает в себя некорректируемый вклад самой среды). Выбрав указанным способом пару причинно-связанных событий, можно периферизировать П. п. в *виде* условия *исчерпывающей соответствия* ф-ция отклика при отлгнц. временах, а для *реализуемого* П. п. — *вне* полости *светового момента*, *обращенной в будущее*.

Применения П. п. в аппарате теоретич. физики многочисленны и разнообразны. Он служит средством выбора нач. условий к динамик. уравн-ям, обеспечивая однозначность их решения. Так, при решении *Максвелла уравнений* П. п. позволяет сделать выбор между опережающими и запаздывающими потенциалами в пользу последних. В *квантовой теории поля* (КТП) и *квантовой теории многих частиц* с помощью П. п. устанавливаются правила обхода особенностей *Грина функций*, что делает однозначной технику *Фейнмана диаграмм*.

Наиб. содержит следствия П. п. относятся к теории ф-ций отклика физ. системы, фуре-компонента к-рых по времени зависит от частоты ω , рассматриваемой как комплексная переменная. Из П. п. прямо следует аналитичность ф-ций отклика как ф-ция частоты в верх. полурядности ω ($\text{Im} \omega > 0$). Отсюда вытекает *дисперсионные соотношения* для ф-ций отклика, связывающие её дисперсионные (зависимость от частоты) и абсорбционные (поглощение) свойства. При этом запаздывание реакции системы относительно её возмущения приводит к соотношениям, подобным *Краммерса — Кроуича соотношениям*, а реализуемый П. п. даёт более общие и ограничит. дисперсионные соотно-

шения, выданные М. А. Леонтовичем и связанные с общ. представлением Йоста — Лемана — Дайсона для матричного элемента запаздывающего коммутатора.

Микроскопич. основу отклика физ. системы составляют последоват. элементарные акты рассеяния носей, осуществляющих её возмущение, на частях системы. Поэтому П. п. эффективен и применителен к самому акту рассеяния. Дисперсионные соотношения для рассеяния играют здесь особую роль в ядерной физике (наличие и высоких энергий). Особенно они важны для рассеяния сильно взаимодействующих частиц (адронов) — редкий пример точной зависимости между наблюдаемыми величинами (амплитудой упругого рассеяния вперед и полным сечением (*Оптического теорема*)), выведенной без использования к-л. модельных предположений об элементарных частях (см. также *Дисперсионных соотношений метод*). Вывод дисперсионных соотношений относится к числу наиб. ярких достижений особого аксиоматич. подхода в теории фундам. взаимодействий, испытавшего бурное развитие в 1950—80-х гг. в рамках к-рого П. п. принадлежит конструктивная роль одного из главных (наряду с требованиями теории относительности и квантовой теории) постулатов, лежащих в основе этого подхода (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*).

Понимая перечисленные конкретные приложения П. п. в физике не раз возникало обострение интереса и к более общим проблемам, связанным с П. п. и понятием причинности. В период становления *квантовой механики* широко обсуждался вопрос, противоречит ли детерминизму вероятностное описание микрочастиц. К разрешению этого вопроса привело понимание необходимости отказаться от примитивной детерминизма классич. механики при рассмотрении статист. закономерности микромира. Переход к адекватному описанию последних на языке волновых ф-ций приводит к тому, что в квантовой механике нач. состояние системы полностью определяет (при заданных взаимодействиях) всю последующую её эволюцию.

В 50—80-х гг. трудности КТП стимулировали интерес к возможности нарушения П. п. в области сверхмалых масштабов пространства-времени. Такая возможность связана с тем, что под обходом в формулировке П. п. понимается «точечное» событие, происходящее в данной точке пространства в данный момент времени; соответственно П. п., о к-ром до сих пор шла речь, наз. также в принципе *микроскопической* причинности (см. *Микропричинность*). Между тем ограничения, вытекающие из квантовой теории и теории относительности, делают невозможной физ. реализацию точечного события: любое событие (т. е. любой акт взаимодействия частиц) имеет конечную протяженность в пространстве и времени. Поэтому в области сверхмалых масштабов П. п. теряет свой непосредств. физ. содержание и становится формальным требованием. Это и позволяет говорить о возможности нарушения П. п. «в малом», разумеется, при сохранении его справедливости в больших масштабах пространства-времени. Такой «ослабленный» П. п. наз. в принципе *макроскопической* причинности; его количественной формулировки, адекватно отражающей указанные выше ограничения, ещё нет. Этот принцип лежит в основе многочисл. попыток обобщения КТП, относящихся к *нелокальной квантовой теории поля*.

В кон. 60-х гг. стало общепризнанным, что частная (специальная) теория относительности сама по себе не запрещает движений со сверхсветовой скоростью, и началось подробное обсуждение свойств соответствующих объектов — т. е. *тахионов* (частиц с мнимой массой) и «суперлукса» (сверхсветовых фонов и сильно слабой среде). Это стимулировало многочисл. попытки применить сверхсветовой характер движения к выполнению П. п. и привело к более углублённому пониманию проблемы причинности, хотя сколько-нибудь полной явля-

сти здесь достигнуто не было. С П. п. в совр. физике связаны комплекс сложных и глубоких проблем, к-рые ещё ждут своего решения.

Лит.: Reichenbach H., The philosophy of space and time, N. Y., 1938; Кирьянич Д. А., Савоенов В. Н., Савоеновы движения в специальной теории относительности, 1-й Международный сборник, 1973, М., 1974; Нуссбаум В. Г., Х. М., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., М., 1976; Кирьянич Д. А., Общие свойства микромеханических функций отклика, «УФН», 1987, т. 152, С. 399, см. также лит. при ст. Квантовая теория поля, Исследования в области теории поля, Д. А. Кирьянич.

ПРИЧИННОСТЬ — философская категория, в самом общем абстрактном смысле выражающая зависимость существования одних фрагментов действительности от существования других её фрагментов. Более конкретного содержания и однозначно определяющего смысла термин «П.» не имеет. Многообразие значений, связанных с этим термином, во многом обусловлено историч. развитием представлений о П. [1, 2, 3, 4, 5] и определяется разл. пониманием конкретного характера зависимости между фрагментами действительности. Это многообразие можно условно упорядочить, располагая разл. понимания П. между предельно узкой (П₁) и предельно широкой (П₂) её трактовками.

Классическая причинность. Понятие П. в узком смысле слова первоначально возникло в связи с практич. деятельностью людей, для неё характерны три признака: 1) временное предшествование причины следствию; 2) одна и та же причина всегда обуславливает одно и то же следствие; 3) причина — активный агент, производящий следствие. Здесь П. понимается как однозначно определяемая необходимая генетич. связь, выражающая представление о порождении одним фрагментом действительности (причиной) другого (следствия). Визуальная связь причины и следствия образует элементарное «ядро причинной цепи событий, к-рая, в принципе, неограниченно может быть продолжена в будущее и протянута в прошлое. Данную простейшую форму П. можно назвать наглядной (или качественной), она достояние сама по себе только на уровне познания единичных явлений и их связей друг с другом. Пока исследуются отд. события и ставится вопрос, от чего они зависят и почему существуют, мы имеем более или менее кофигурные факторы, к-рым вызывают, производят эти события. В этом случае П. лишь качественно характеризует связь явлений, поэтому её наз. качественной, и отличие от П. в количественных физ. теориях, когда состояние системы можно определять строго математически.

Причинность в широком понимании смысла термина понимается как синоним «всемирной связи» — универсального детерминизма, согласно к-рому существование любого фрагмента действительности детерминировано (определяется, обуславливается) другими (в предельно — всеми остальными) её фрагментами, причём не обязательно причинным образом в первом, узком смысле П., а, напр., структурно, телеологически, функционально, статистически, системно и т. д.

Термин «детерминизм» также не имеет однозначно опред. смысла: наряду с предельно широким его толкованием он может употребляться и как синоним П. в узком смысле («лапласовский детерминизм»), поэтому часто понимание выражений, содержащих термин «П.» и «детерминизм», вне достаточно обширного контекста практически невозможно.

Классическая причинность. В совр. естествознании (в первую очередь в физике) сложилось понимание П., занимающее в нек-ром смысле промежуточное положение между крайними её формами П₁ и П₂. Его можно формулировать так: в развитых науч. дисциплинах, достигших высокой степени использования матем. аппарата и дающих открываемым закономерностям матем. формулировку, под П. прежде всего понимается связь состояний во времени, такая, что на основе знания предшествующего состояния системы можно предсказать её последующие состояния [7]. Данную форму П.

можно назвать количественной (теоретической) или (более точно) причинной и остью в физике, т. е. ни в одной др. науке мы не имеем точно формулируемого понятия состояния и, соответственно, количественной П. (Нек-рые авторы считают, что связь состояний не следует рассматривать как причинную связь, однако употребление термина в данном смысле давно стало привычным [7].)

Причинность в фундаментальных динамических теориях. Если в данный момент времени точно известны координаты и в импульсах всех частиц системы, то, согласно классич. механике Ньютона, однозначно определено её состояние. Все процессы сводятся к переходу системы частиц на одно состояние в другое, и наступление данного события — это переход системы в состояние с данными значениями координат и импульсов частиц. Зная характер зависимости сил взаимодействия от координат и скоростей, можно с помощью ур-ний движения классич. механики по состоянию системы в нач. момент времени определить однозначно её состояние в любой последующий момент. Поэтому состояние механич. системы в нач. момент времени (выбор её импульсов и координат) наряду с известным законом взаимодействия частиц может рассматриваться как причина, а состояние в последующий момент — как следствие. В этом суть представлений о динамической, или однозначной, П. в классич. физике — суть классич. детерминизма.

Сформулированная на основе механики Ньютона однозначная П. характерна для динамич. закономерностей любого вида. В частности, открытие Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) системы ур-ний для ал.-матри. поля и в малейшей степени не изменило представлений об однозначной П. Как и механика Ньютона, теория Максвелла позволяет по точно фиксированным значениям величин (напряжённостей электр. и магн. полей) в нач. момент времени и заданным граничным условиям однозначно найти значения этих величин в последующие моменты. Состояние системы определяют новые величин (характеристики полей вместо координат и импульсов), но в остальном всё остаётся неизменным [8].

Такая же ситуация наблюдается во всех фундам. теориях динамич. типа, в к-рых состояние системы характеризуется набором тех или иных физ. величин.

Причинность в фундаментальных статистических теориях. Уже в рамках классич. физики была построена теория, хотя и не разрушавшая концепцию классич. детерминизма, но в значит. мере подорвавшая веру в его абс. характер. Речь идёт о классич. статистич. механике.

В статистич. механике состояние системы характеризуется не набором точных значений координат и импульсов всех частиц, а ψ -ф-цией распределения, определяющей вероятность того, что координаты и импульсы частиц системы имеют опред. значения, т. е. то, как часто в ансамбле тождественных систем встречается разл. распределение значений координат и импульсов частиц. По ψ -ф-ции распределения в данный момент времени (при известной энергии взаимодействия) можно однозначно найти вероятность появления опред. значений координат и импульсов частиц в любой последующий момент времени; они рассматриваются как случайные величины, не определяемые однозначно макроскопич. условиями (тем-рой, давленч., объёмом и т. д.), в к-рых находится система. Т. о., в этом случае причиной связям вероятности координат и импульсов. Это новая форма П. — в е р о я т н о с т я и п р и ч и н о с т ь, понимание к-рой в осн. остаётся прежним: состояние системы в данный момент однозначно определяется состоянием системы в предшествующий момент, однако способ описания состояния становится новым, вероятностным.

Вероятностная форма П. характерна и для любой др. статистич. теории, в частности для микроско-

пич. электродинамики. Представляет интерес точеч. поведения траекторий не-р-ых динамич. систем в связи с последующим турбулентностью. Несмотря на то, что решения у-р-ий полностью определяются нач. данными, они с течением времени меняются чрезвычайно нерегулярным образом. Малые отклонения нач. условий вызывают большие изменения в поведении системы через опред. время. Для наблюдателя картина поведения траекторий системы выглядит полностью хаотичной — т. н. динамический хаос.

Причинность в квантовой механике. До появления квантовой механики считали, что в основе мироздания лежат динамич. законы с их однозначной П. Несмотря на то, что незначит. изменения нач. условий в сложных системах приводили к сильным изменениям их конечных состояний, так что наличие малых ошибок в нач. условиях было равносильно полному незнакомо дальнейшему поведению системы, всё же считали, что вторжение этих ошибок имеет практическое, а не принципиальное значение. Полагали, что классич. детерминизм в каком-то виде сохраняется.

После открытия статистич. характера законов движения отд. микрочастиц и создания квантовой механики оказалось, что вероятностная П. может существовать сама по себе, без стоицей за ней однозначной динамич. П., и является основной, а однозначная динамич. П. — её частным случаем.

В квантовой механике состояние системы полностью характеризуется волновой ф-цией $\Psi(x, y, z, t)$, определяющей распределение вероятностей для любой физ. величины. Эта ф-ция удовлетворяет Шрёдингера уравнению и является амплитудой вероятности. Если известна волновая ф-ция в нач. момент времени t_0 и оператор Гамильтона системы, определяющий энергетич. взаимодействия частей, то у-р-ние Шрёдингера позволяет однозначно найти волновую ф-цию в произвольный последующий момент времени t . Вследствие этого нач. состояние, $\Psi(t_0)$, вместе с опред. законом взаимодействия частей можно рассматривать как причину, а состояние в последующий момент, $\Psi(t)$, — как следствие.

Т. о., понятие динамич. П. в квантовой механике неприменимо, но вероятностная П. здесь справедлива в той же мере, что и для объектов классич. статистич. теории. Напр., зная нач. состояние электронов, падающих на дифракц. решётку, заданное в виде плоской волны де Бройля (состояние с опред. импульсом), можно однозначно предсказать распределение электронов на экране — дифракц. картину. Вид дифракц. картины, образованной частицами с заданным импульсом, определяется однозначно, но поведение отд. электронов остается случайным. Электроны в одном и том же состоянии попадают после дифракция на разл. участки экрана. Уточнить к.-л. образом нач. состояние частицы с тем, чтобы можно было проследить в деталях за её движением и предсказать, куда она попадет после рассеяния на дифракц. решётке, принципиально невозможно. Любая попытка фиксации координат частиц до дифракция так изменит их импульсы, что вся дифракц. картина окажется смазанной.

Особенно отчетливо статистич. характер явлений микромира обнаруживается при распадах радиоакт. ядер и нестабильных элементарных частиц.

Отметим, что точно формулируемая количественная (теоретическая) вероятностная П. в классич. статистич. теориях не исчерпывает П. полностью. Кроме того, сохраняется понятие качественной (или наглядной) П. в том смысле, что те или иные случайные значения координат, импульсов и др. величин причинно обусловлены. Напр., причиной очередного случайного броска броуновской частицы в опред. направлении является нескомпенсиров. удары молекул о частицу с одной стороны.

Нельзя заранее полностью исключить возможность того, что и в квантовой области качественная П. всё

же способна объяснить детали того или иного явления микрообъекта. Определ. отклонение электрона при дифракции, распад частицы в данный момент и т. д. имеют свои причины. Так, в частности, взаимодействие с физ. вакуумом можно рассматривать как проявление универс. связей микрообъектов, исключая, щей возможность их полной индивидуализации. Это взаимодействие статистич. характера, возможно, и обуславливает детали поведения отд. микрообъектов. Но отсюда, конечно, ни в коем случае не вытекает, что для микрообъектов возможны законы динамич. типа.

В квантовой теории поля принцип П. в явной форме используется в качестве активного начала при развитии теории (см. *Причинность принципл.*).

- Лит.: 1) Г о б б т., Избр. произведения, пер. с лат. и англ., т. 1, М., 1964; 2) Л е в и н ц Г. В., Сов. т. 1, М., 1962; 3) М а х Э., Анализ ощущений и отношение физического и психическому, пер. с нем., 2 изд., М., 1908; 4) Р а с с е л Б., Человеческое познание. Его сфера и границы, пер. с англ., М., 1957; 5) В у н г е М., Причинность, пер. с англ., М., 1962; 6) Философия естествознания, в. 1, М., 1966; 7) С в е т и н к о Г. А., Причинность и связь состояний в физике, М., 1971; 8) М а к ш е в Г. Я., Динамические и статистические закономерности в физике, М., 1973. Г. Л. Малинин.

ПРИЗЛЕКТРОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — процессы в газовых разредах в неоднородной по концентрации, темп-ре и др. параметрам плазме, заключённой между электродом и почти однородной плазмой. В противоположность однородному *положительному столбу* плазмы, где ток протекает под действием электрич. поля, в приэлектродных областях авачит, роль играют *переноса процесс* заряд. частиц за счёт диффузии и под действием градиента темп-ры. В непосредств. близости от электрода распределения электронов и ионов по скоростям, как правило, отличаются от распределения Максвелла.

Сложность П. я. определяется не только разнообразием условий, в к-рых они протекают, но и необходимостью во мн. случаях рассматривать явления как вблизи электрода, так и на самом электроде при взаимном влиянии их друг на друга. Это обстоятельство характеризует состав и свойства приэлектродной плазмы. Так, напр., существование и самоподдержание вакуумного дугового разряда определяются образованием катодных пятен и вращеией материала катода.

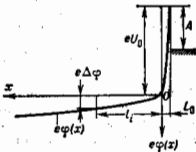
В сильноточных разрезах с термомиссионным катодом и сильноточных дуговых разрезах вдали от электрода устанавливается не только почти однородное, но также и почти равновесное состояние либо для всей плазмы в целом, либо в отдельности для электронов и тяжёлой компоненты (атомов и ионов). В этом случае под П. я. понимают явления в области между электродом и почти равновесной плазмой, в к-рой последовательно релаксируют приэлектродные возмущения. В этой области устанавливаются *квазинейтральность* плазмы, *максвелловские* ф-ции распределения заряд. частиц, *ионизационное равновесие*, выравнивающие темп-ры электронов и тяжёлой компоненты плазмы. Релаксация приэлектродных возмущений происходит на определённых характерных длинах (длина свободного пробега, длина установления квазинейтральности и т. п.), к-рые можно рассмотреть на примере плазмы с достаточно большой концентрацией электронов, резонирующей, напр., в сильноточных разрезах.

Ленгмюровский слой. Ионный ток на границе плазма — электрод. Характерной длиной установления квазинейтральности термодинамически равновесной плазмы является *дебаевский радиус экранирования* $r_D = \sqrt{kT/4\pi n e^2}$, где n и T — концентрация и темп-ра невозмущённой плазмы. В отсутствие равновесия, при протекании тока, приэлектродный слой протраивается — ток расширяется, образуя т. н. *ленгмюровскую оболочку*, протяжённость к-рой L_0 в случае непиттмурующего электрода (при достаточно большом падении напряжения U_0 в слое ($U_0 \gg kT$) может быть оценена из закона 3/2 Ленгмюра:

$$j = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2eU_0}{m_e L_0}} \quad (1)$$

где j — плотность тока из плазмы на электрод, m_e — масса заряж. частиц, переносчиков ток. Выражение (1) справедливо, когда длина свободного пробега заряж. частиц превышает L_0 . В случае контакта отрицательно заряженного электрода с плазмой на электрод течёт ток и заряд электрода компенсируется зарядом ионов, заполняющих лентгморовскую оболочку толщиной L_0 . Ионы, входящие в лентгморовскую оболочку, должны быть предельно ускорены так, чтобы их скорость v на границе оболочки удовлетворяла условию $v \geq \sqrt{kT_e/m_i}$ (т. н. критерий Бомба). Точку, в к-рой достигается скорость $v = \sqrt{kT_e/m_i}$, условно считают границей, отделяющей квазинейтральную плазму от лентгморовского слоя. Т. к. обычно $T_e \gg T_i$, то в квазинейтральной плазме на расстоянии порядка длины свободного пробега иона λ_i существует сильное для ионов электрич. поле, обеспечивающее необходимое ускорение ионов до энергий $\sim kT_e$ (рис. 1).

Рис. 1. Потенциальная диаграмма на границе плазмы с отрицательно заряженным электродом: А — работа выхода, $\phi(x)$ — электростатический потенциал, ψ — нуль отсчёта электростатического потенциала на границе квазинейтральной плазмы с лентгморовской оболочкой.



Величина мин. потенциала такова, что эфф. эмиссия электронов с катода в плазму остаётся на уровне $j_{эфф} = \sqrt{m_i/m_e} j_i$.

Выражения для L_0 , E_0 и $j_{эфф}$ справедливы лишь при весьма больших значениях eU_0/kT_e , т. к. поправки к этим выражениям $\sim \sqrt{kT_e/eU_0}$. Образование виртуального катода обнаруживается экспериментально в разрядах с термостомическим катодом по резкому ограничению электронной эмиссии с катода в плазму при увеличении темп-ры катода.

Электронный ток на границе плазма — электрод. Функции распределения. Следующей характерной длиной является длина свободного пробега заряж. частиц. На длине свободного пробега понов l_i в квазинейтральной плазме формируются сильно анизотропное и ускоренное до энергий $\sim kT_e$ распределение ионов. На длине свободного пробега электронов l_e формируются их угл. распределение, к-рое на границе с отрицательно заряженным электродом анизотропно, причём величина анизотропии определяется отклонением eU_0/kT_e . Анизотропия уменьшается при увеличении eU_0/kT_e и при $eU_0/kT_e \gg 1$, когда электроны покидают плазму в основном в пределах узкого телесного угла $\sim kT_e/eU_0$, анизотропия их ф-ции распределения уже перестаёт сказываться на величине тока. Ф-ция распределения электронов в плазме перед задерживающим потенциальным барьером определена для произвольных значений eU_0/kT_e из решения кинетического уравнения Больцмана.

При удалении от электрода ф-ция распределения заряж. частиц изотропизируется. Обычно плазма в приэлектродном слое ионизована слабо, и изотропизация происходит при столкновении заряж. частиц с нейтральными. Столкновения ионов с нейтралами, близкими по массе к m_i , приводят не только к изотропизации, но и к образованию максвелловского распределения для ионов с темп-рой T_i , совпадающей с темп-рой нейтралов T_n .

Установление максвелловского распределения для электронов в сильноточных разрядах происходит, как правило, за счёт межэлектронных столкновений. Вследствие затруднённого обмена энергией между электронами и тяжёлой компонентой темп-ра электронов T_e в приэлектродном слое отличается от T_n , обычно $T_e > T_n$. В слабоионизованной плазме длина, на к-рой устанавливается максвелловское распределение для электронов, обычно порядка длины релаксации энергии

$L_E = \sqrt{D_e(\theta) \tau_E(\theta)}$, где $D_e \rightarrow$ коэф. диффузии электронов, $\tau_E = m_i^2 \nu_i^2 / 2^{1/2} k_e \Lambda n$ — время релаксации энергии электронов, Λ — кулоновский логарифм, $k_e = m_e^2 / 2$ — кинетич. энергия электрода. L_E увеличивается с увеличением θ и для быстрых электронов $\theta \approx eU_0/kT_e$, $L_E \gg l_e$. В этом случае ф-ция распределения электронов по энергиям $f_e(\theta)$ в приэлектродном слое может существенно отличаться от распределения Максвелла. Поскольку ток на границе плазма — электрод переносится исключительно быстрыми электронами с $\theta \geq eU_0$, то максвелловская ф-ция распределения влияет на величину тока. Если электрод является поглощающей стенкой, то эмиссия электронов из плазмы на электрод приводит к обеднению быстрыми электронами и к соответствующему уменьшению тока. При наличии эмиссии электронов с электрода часть упруго рассеянных в плазме электронов возвращается на эмиттер и поток поступающих в плазму электронов тоже уменьшается. При учёте обоих эффектов ток на контакте плазмы с катодом

$$j_e = j_e^{(0)} [1 - r_1(T_n, T_e)] - \frac{1}{4} e n_e v_{th} \exp(-eU_0/kT_e) (1 - r_1(T_e)),$$

здесь T_e — темп-ра катода, r_1 и r_2 — кинетич. коэф. отражения. При большой величине r_1 , когда $1 - r_1 \ll 1$, имеет место соотношение:

При этом плотность токя анодного тока на электрод $j_A \approx e n \sqrt{kT_e/m_i}$, где n — концентрация ионов на границе квазинейтральной плазмы. Протяжённость лентгморовской оболочки $L_0 \sim r_D(T_e) (eU_0/kT_e)^{1/2}$.

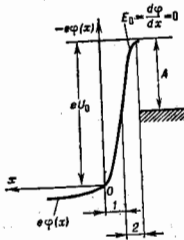
Если отрицат. электрод является эмиттером электронов, то становится существенной напряжённость электр. поля E_0 на поверхности электрода, определяющая величину Шоттки эффекта:

$$E_0 = 8\pi \sqrt{2m_i} U_0 e (j_A - \sqrt{m_i/m_e} j_e^{(0)}), \quad (2)$$

где $j_e^{(0)}$ — плотность тока эмиссии катода.

При $j_e^{(0)} = \sqrt{m_i/m_e} j_i$ электр. поле $E_0 = 0$ и лентгморовская оболочка представляет собой двойной электрический слой ионов и электронов, в к-ром пространственный заряд плазменных ионов компенсируется зарядом катодных электронов (область 2, рис. 2). При эмиссионном токе $j_e^{(0)} > \sqrt{m_i/m_e} j_i$ электр. поле на катоде становится тормозящим для катодных электронов и у катода возникает минимум потенциала — виртуальный катод, увеличивающий эфф. работу выхода катода.

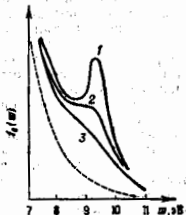
Рис. 2. Возникновение виртуального катода: 1 — область, где преобладают плазменные ионы; 2 — область, где преобладают катодные электроны.



$$1 - f_1 = \frac{4}{3} \left(\frac{eU_0}{kT_e} \right)^{1/2} \frac{L_e}{L_p} \frac{L_p}{L_e} (eU_0)$$

Из соотношения детального равновесия между прямыми и обратными потоками при $T_k = T_e$ и $f_e^{(0)} = 1/2 n v_{Te} \times \text{Хехр}(-eU_0/kT_e)$ следует, что $f_1(T_e, T_e) = f_2(T_e)$. За счёт парных столкновений быстрых электронов катодной эмиссии с массой тепловых электронов плазмы происходит релаксация энергии быстрых электронов и нагрев тепловых электронов; им передаётся энергия $f_2 U_0$, полученная ускоренными катодным пучком в лентированной оболочке. Приведённые выше выражения для L_p и f_e справедливы при $L_p \gg L_e$, когда релаксация энергии предшествует изотропизации быстрых электронов. Для этих условий создана теория релаксации электронных пучков в плазме; типичные расчётные ф-ция распределения $f(x)$ при $r_1, r_2 < 1$ приведены на рис. 3; $\omega' = m_e v^2/2 - \exp(x) -$ полная энергия электрона. За ноль отсчёта потенциала $\varphi(x)$, как и выше, принят потенциал плазмы на границе с лентированной оболочкой. Ф-ция распределения на этой границе резко немасвелловская (кривая 1) за счёт инжекции в плазму быстрых электронов катодной эмиссии. С удалением от катода эта немасвелловность уменьшается (кривые 2, 3 на рис. 3).

Рис. 3. Функция распределения электронов в прикатодном слое водородной плазмы (при давлении $P_H = 10$ Тор, $f_e^{(0)} = 30$ А/см², $U_0 = 8$ В; степень ионизации плазмы $\beta_e \approx 2 \cdot 10^{-4}$); 1 — $f = 0$ (граница плазмы с лентированной оболочкой); 2 — $x = 0.1 L_p$; 3 — $x = 0.25 L_p$ ($L_p \approx 0.025$ см; пункт 1 — распределение Максвелла).



В случае $L_p \leq L_e$ в релаксации катодного пучка электронов существен роль могут играть коллективные процессы, в частности лентированные волны. На расстоянии от катода $x \leq L_e$ часть энергии пучка идёт на возбуждение лентированных волн, а далее их энергия обычно расходуется на нагрев тепловых электронов, напр. при столкновении затухающих волн. На расстоянии $x \gg L_e$ пучок изотропизируется, и остаётся энергия обычно передаётся тепловым электронам при парных межэлектронных столкновениях. Неравновесность ф-ция распределения быстрых электронов в приэлектродном слое наблюдалась экспериментально в измерениях с помощью эл.-стат. зонда в парах щелочных металлов и инертных газов в разряде в узком зазоре, где отсутствует поперит. столб и практически весь зазор заполнен неравновесной приэлектродной плазмой.

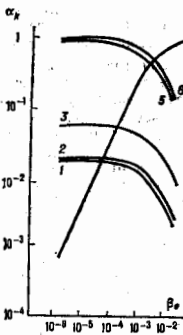


Рис. 4. Доли энергии катодного пучка, вкладываемые в различные виды потерь (1 — 6) при столкновении в прикатодном слое водородной плазмы, в зависимости от степени ионизации β_e при $r_1 = 10$ Тор, $U_0 = 10$ В.

Энергия катодного пучка расходуется не только на нагрев электронного газа в прикатодном слое, но

также на возбуждение электронных и колебат. уровней молекул в соответствующее увеличение скорости диссоциации молекул. На рис. 4 изображены доли энергии α_k ($k = 1 - 6$), теряемые пучком при столкновении на границе лентированного слоя с плазмой молекулярного водорода, в зависимости от степени ионизации β_e плазмы в приэлектродном слое; кривые 1 — 6 соответствуют потерям энергии при упругих столкновениях, на возбуждение вращений, колебаний молекул, на нагрев тепловых электронов, на прямую диссоциацию и суммарные потери энергии на возбуждение низко расположенных электронных состояний молекул водорода. Как видно из рис. 4, соотношение между разл. механизмами релаксации энергии меняется при изменении степени ионизации плазмы.

Влияние магнитного поля на приэлектродные процессы в осн. сводится к уменьшению величин тока. Наиб. сильно это влияние проявляется, когда магн. поле H перпендикулярно тону, т. е. параллельно поверхности электрода. Магн. поле изменяет траекторию электрона, вылетающего с катода (или идущего из плазмы на катод), заворачивая его вокруг силовой линии, так что он может вернуться назад на катод (или в плазму). На контакте плазмы с антипротонным электродом в поперечном магн. поле ток записывается в виде

$$j_e = \left[j_e^{(0)} - \frac{1}{4} e n v_{Te} \exp(-eU_0/kT_e) \right] \chi_{\text{ли}}(\beta),$$

где ф-ция $\chi_{\text{ли}}(\beta)$ описывает уменьшение тока ($\chi_{\text{ли}} < 1$), $\beta = \omega \tau_{e2}$, $\omega = eH/m_e c$ — циклотронная частота, τ_{e2} — время релаксации электронов по импульсу. Ф-ция $\chi_{\text{ли}}(\beta)$ одинакова как для тока электронной эмиссии с катода, так и для обратного тока электронов из плазмы на катод. Явный вид зависимости $\chi_{\text{ли}}(\beta)$ просто определить при $eU_0/kT_e \gg 1$, т. е. когда электроны вылетают с катода в пределах узкого телесного угла. В этом случае траектория электрона практически совпадает с полукругом с радиусом $\rho_c = cm_e/v_e H$. Вероятность того, что электрон не вернётся на катод обратно, а, испытав рассеяние, останется в плазме, равна

$$\chi_{\text{ли}}(\beta) = 1 - \exp(-\pi \rho_c / l_e) = 1 - \exp(-\pi / \beta),$$

где $l_e = v_e \tau_{e2}$. Расчёт показывает, что $\chi_{\text{ли}}$ слабо зависит от eU_0/kT_e , поэтому приведённое выражение для $\chi_{\text{ли}}(\beta)$ справедливо практически при любых eU_0/kT_e . В сильных магн. полях, когда $\beta \gg 1$, $\chi_{\text{ли}}(\beta) \sim 1/\beta$, а ток в приэлектродном слое $j_e \sim 1/\omega \tau_{e2}$, т. е. время как в объёме плазмы в сильных магн. полях $j_e \sim 1/(\omega \tau_{e2})^2$.

Ионизация атомов и рекомбинация ионов в приэлектродном слое. Длина, на к-рой в приэлектродном слое слабоионизов. плазмы устанавливается иониз.-рекомбиз. равновесие, обычно наз. для n и n_i и n и n_i а д и L_i , хотя более правильное название — «длина рекомбинация», т. к. L_i характеризует собой расстояние, с к-рого ион, не рекомбинируя, может уйти из плазмы на электрод. На расстоянии от электрода, существенно превышающем L_i , ионизация локально уравнивается рекомбинацией. Если в процессах ионизации и рекомбинации излучение не играет существен. роли, а ф-ция распределения электронов максвелловская, то ионизационное равновесие соответствует равновесию, описываемому Саха ф-лой с электронной темп-рой T_e . Вблизи электрода на расстоянии $\leq L_i$ плазма обеднена заряд. частицами. Ионный ток из лева-зад.-равновесной плазмы на отрицат. электрод равен

$$j_i = D_i (1 + T_e/T_i) n_i(T_e) \psi(\beta_e, T_e/T_i) / L_i,$$

где $L_i = \sqrt{2D_i(1 + T_e/T_i) N_A n_e \sigma_i(T_e)}$, D_i — коэф. диффузии ионов, N_A — концентрация атомов на границе слабоионизов. плазмы с электродом, $n_i(T_e)$ — концентрация плазмы в области иониз.-равновесия, $\sigma_i(T_e)$ — зфф. сечение ионизации атома электронным

ударом; ψ — ф-ция, слабо отличающаяся от 1, при ее slightном большем отношении $T_e/T(0,95 \leq \psi \leq 1,2$ при $1 \leq T_e/T \leq 10$). Полученная зависимость фонового тока j_0 от параметров плазмы проверялась экспериментально с помощью зондовых и спектральных измерений наиб. точно в низковольтном дуговом разряде. Приведенные выше зависимости для j_0 и L_1 справедливы при $L_1 \gg l_1$ (l_1 — длина свободного пробега иона в нейтральных атомах), т. е. когда плазма в приэлектродном слое слабо ионизована. В противоположном предельном случае ($L_1 < l_1$) L_1 теряет смысл, т. к. установление ионизац. равновесия происходит на расстоянии от электрода, меньшем или сравнимом с l_1 . На таком расстоянии движение ионов не описывается электроду нельзя описывать в терминах диффузии или дрейфа. В этом случае ф-ция, смысл имеет величина $L_1 = v_0/n_0\sigma_e(T_e)$ — длина, на к-рой ионизуются десорбирующиеся с поверхности электрода атомы ($v_0 = \sqrt{2kT_e/m_a}$ — ср. скорость десорбирующихся атомов). L_1 должна быть меньше l_1 — длины свободного пробега десорбирующегося атома, чтобы атом ионизовался прежде, чем столкнется с ионом. В этом случае фонный ток из плазмы на электрод $j_0 \sim en\sqrt{kT_e/m_e}$, где n — концентрация плазмы на границе с легированной оболочкой. На рис. 5 приведена эксперим. зависимость

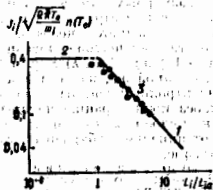


Рис. 5. Зависимость фонового тока от равновесной частоты колебаний плазмы на электрод от L_1/l_1 ; 1 — расчет для $L_1/l_1 \gg 1$; 2 — для $L_1/l_1 < 1$; 3 — результаты экспериментов в искровом дуговом разряде в Ва.

мость j_0 на равновесной частично ионизованной плазме на электрод как ф-ция отношения L_1/l_1 (l_1 — длина свободного пробега иона в атомах). При малых и больших значениях L_1/l_1 эксперим. результаты совпадают с предельными выражениями для j_0 . В приведенном выше рассмотрении предполагалось, что протяженность области ионизации L_1 превышает длину L_g установления максвелловского распределения электронов. Если $L_1 \leq L_g$, на скорость ионизации в приэлектродном слое существенно влияет неравновесность ф-ции распределения электронов. Вблизи катода это приводит к увеличению скорости ионизации вследствие увеличения частоты ударов первого рода и актов прямой ионизации электронами ударом за счёт появления в плазме несбалансированных быстрых электронов катодной эмиссии.

В плазме молекулярных газов явления в приэлектродном ионизац.-рекомбинац. слое усложняются вследствие появления молекулярных ионов. При достаточно большом давлении плазмобразующего вещества в низкой темп-ре электрода молекулярные ионы возникают в приэлектродных слоях даже в тех случаях, когда в осн. объёме плазмы они диссоциированы. Каналы рождения и гибели молекулярных ионов многообразны: конверсия атомарных ионов в молекулярные; ассоциативная ионизация, диссоциация, диссоциативная рекомбинация и др. Плазма, образованная молекулярными ионами, вследствие большой скорости рекомбинации обычно находится в состоянии ионизац.-рекомбинац. равновесия, а концентрация такой плазмы мала по сравнению с концентрацией плазмы в осн. объёме. Поэтому возникновение молекулярных ионов в холодных приэлектродных слоях приводит к уменьшению концент-

рации плазмы, а следовательно, и величиии фонного тока, отдающего на плазму на электрод.

Выравнивание температур компонентов плазмы в приэлектродном слое. Передача энергии от электронов атомам и ионам приводит к разогреву тяжёлой компоненты и к выравниванию темп-р T_e и T_a . Такая ситуация реализуется, напр., в дуговых разрядах, горющих при атмосферном и более высоком давлении. Но в приэлектродном слое темп-ра T_e тяжёлой компоненты неизменно, а тепло, выделяемое в тяжёлой компоненте за счёт разности темп-р $T_e - T_a$, отводится потоком теплопроводности от тяжёлой компоненты на электрод. Протяжённость приэлектродной области понижения темп-ры — парадокс длины температурной релаксации L_T , к-рая в слабоионизов. плазме атомарного газа равна $L_T \sim (\frac{m_a n_a}{m_e n_e})^{1/2}$, где κ_a — теплопроводность атома, $\tau = \tau_{ea} + \tau_{ei}$ ($\tau_{ea} + \tau_{ei}$) — вф-ф. время релаксации электронов по импульсу при рассеянии на атомах и ионах. В плазме атомарных газов обычно $L_T > L_1$; в плазме молекулярных газов длина L_T существенно сокращается вследствие возбуждения колебаний и вращений молекул электронными ударами с последующей передачей колеб. и вращ. энергии на поступат. степени свободы. Для определения хода темп-ры T_e в приэлектродном слое нужно совместно с ур-ниями теплопроводности решать систему ур-ний колеб. кинетики для молекул. При грубых оценках отношение m_a/n_a в выражении для L_T заменяют на δ ($\delta \gg m_e/m$). Здесь δ — доля энергии, теряемая электроном при столкновении с молекулой, к-рая известна в ряде случаев по результатам расчётов и экспериментов.

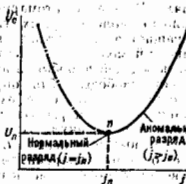
Катодные пятна. В дуговых и искровых разрядах с холодным катодом на поверхности катода образуются катодные пятна — сильно разогретые области размерами 10^{-2} — 10^{-4} см, и к-рым приспосабливается яркое свечение плазмы, состоящая полностью или частично из материала катода. Катодное пятно перемещается по поверхности и является «источником» высокоскоростных струй плазмы. Обычно горение дуги начинается с появления быстрогоперемещающихся пятен (скорость $\sim 10^8$ — 10^6 см/с), к-рые затем переходят в медленноперемещающиеся пятна (скорость 10 — 10^2 см/с). В катодных пятнах катодное падение напряжения обычно имеет величину ~ 10 — 20 В, ток на одно пятно порядка десятков сотен А.

Принадлежные явления в дуговых разрядах значительно менее изучены, чем процессам в приэлектродной области. В дуговых разрядах низкого и ср. давления ($p < 4$ атм.) переход от распределённого по аноду разряда к контраградианному с дуговым эрозивным пятном происходит, когда режим горения дуги с задерживающим электроны анодным падением напряжения переходит в режим с ускоряющим электроны анодным падением. Образование анодного пятна сопровождается мошнющей материала анода, увеличением концентрации плазмы в прианодной области и тока на анод. Такой процесс может быть определяющим и для др. сильноточных дуговых разрядов.

Приэлектродные явления в тлеющем разряде. В этом типе разряда катодная область вымощена между катодом и положительным столбом и состоит из анодова тёмного пространства, катодного свечения и катодного тёмного пространства, область отрабат. свечения и фарадеева тёмного пространства. Протяжённость тока на катоде при тлеющем разряде зависит от рода газа, его давления и материала катода. При изменении разрядного тока меняется только площадь токового пятна на катоде, а катодное падение напряжения U_c и толщина катодного слоя остаются неизменными (нормальный тлеющий разряд). В анодном тлеющем разряде, когда вся площадь катода занята током, катодное падение напряжения и плотность тока увеличиваются с увеличением тока разряда. В тлеющем разряде осн. падение напряжения сосредоточено между катодом и отрабат. свечением, здесь преобладает ионный прост-

ранство заряд, а электрическое поле уменьшается примерно по линейному закону от поверхности катода до границы отрицательного свечения. В области отрицательного свечения образуется квазиравновесная плазма, а электрическое поле близко к нулю; в дальнейшем оно снова увеличивается и выходит из катодной области в положительное. В нормальном тлеющем разряде катодное падение напряжения составляет около $3U_c$. Ток в темном катодном пространстве и в более близких к катоду областях переносится в основном ионами, движущимися к катоду. Им сопутствует поток быстрых атомов, образующихся в результате перезарядки ионов на атомах газа. Ионы и быстрые атомы выбивают с поверхности катода электроны, необходимые для поддержания разряда, и являются причиной катодного распыления. Теоретич. вид вольт-амперной характеристики прикатодного слоя в тлеющем разряде приведен на рис. 6, где j_n и U_n — т. н. нормальные

Рис. 6. Расчетная вольт-амперная характеристика катодного слоя тлеющего разряда; отрицательная кривая — несуществующая ветвь; n — точка соответствующая нормальному тлеющему разряду.



плотность тока и падение напряжения. Правая ветвь кривой $U_c(j)$ описывает анодный тлеющий разряд; левая ветвь невозможна и не реализуется, реально ей соответствует нормальный тлеющий разряд $U_c = U_n$ и $j = j_n$.

Приближенные значения в тлеющем разряде изучены значительно меньше, чем прикатодные. В ряде случаев тлеющий разряд в прикатодной области также контролирован. Величина и знак падения напряжения в прикатодной области зависят от тока разряда: обычно при малых токах анодное падение напряжения ускоряет ослепление в сторону анода, а при больших токах — термоэмит. При ускоряющем анодном падении прикатодная область состоит из анодного темного пространства, прилегающего к положительному столбу, и анодного свечения, прилегающего к аноду.

Приэлектродные процессы в движущейся плазме связаны с пограничными слоями, образующимися при обтекании плазмой электрода. Наиб. интерес представляет обтекание плазмой отрицат. электрода. В этом случае у пограничного слоя на поверхности образуется «электрический пограничный слой», пределом к-рого проследит уменьшение концентрации плазмы вследствие отвода ионов на электрод. Структура пограничного слоя в слабоионизованной плазме определяется соотношением между 4 характерными линейными масштабами: толщиной «термоэрозионной оболочки» L_0 , поперечными размерами вадинамики: слой $\delta_0 = L \sqrt{R_g}$, электрич. слой $\delta_e = L \sqrt{R_e}$ и прикатод.-рекомбинац. слой L_1 (здесь $L = \lambda$ — длина отбрасываемой пластины; $R_g = \sqrt{V_\infty L / \nu}$ и $R_e = \sqrt{V_\infty L / D_1 (1 + T_e/T_g)}$ — соответственно газодинамич. и электрич. Рейнольдса число, V_∞ — газодинамич. скорость невозмущенного потока; ν — кинематич. вязкость газа, D_1 — коэф. диффузии ионов). Рис. 7 иллюстрирует образование пограничных слоев при обтекании плоского электрода достаточно плотной плазмой, для к-рой длина свободного пробега $\lambda \ll$ размеров электрода L и толщины пограничных слоев, так что $L_0 \ll L$, $\delta_0 \ll \delta_e \ll L$. При $L_1 \gg \delta_e$, δ_e генерация ионов в пределах пограничного слоя несущественна, у электрода образуется электр. пограничный слой, подобный газодинамическому. Ионы поставляются в этот слой вместе с потоком ионов газа, т. е. конвективным

путем, и отводятся за электрод под действием электрич. поля и за счет диффузии (рис. 7, а). При $L_1 \ll \delta_e$, δ_e в области плазмы, прилегающей к электроду, образуется практически однородный по длине пластине иониз.-рекомбинац. пограничный слой (рис. 7, б). В этом случае генерация ионов в приэлектродном слое и отвод их на электрод происходит так же, как и в покоящейся плазме. Полный ионный ток, отводимый из плазмы

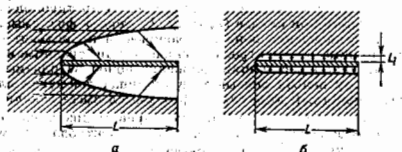


Рис. 7. Плазма в пограничных слоях при различных соотношениях длины L_1 и толщины δ_e электрического пограничного слоя: а — $L_1 \gg \delta_e$; б — $L_1 \ll \delta_e$. Стрелками обозначены линии тока ионов из невозмущенной плазмы на электрод.

на отрицательно заряженный электрод длиной L единичной толщины может быть представлен в виде $I_1 = e n_{\infty} V_{\infty} \delta_e F(\mu, \lambda)$, где $F(\mu, \lambda)$ — функция, зависящая от безразмерных параметров $\mu = \delta_e / L_1$ и $\lambda = R_e / R_g$. При $\mu \ll 1$ функция $F(\mu, \lambda) \sim 1$ и $I_1 \sim e n_{\infty} V_{\infty} \delta_e$, т. е. ионный ток определяется кол-вом ионов, поставляемых потоком газа в электр. пограничный слой (рис. 7, а). При $\mu \gg 1$ функция $F(\mu, \lambda) \approx \mu$ и $I_1 \approx e n_{\infty} V_{\infty} L (1 + T_e/T_g) L / L_1$, т. е. такой же, как и в покоящейся плазме (рис. 7, б). Электронный ток из плазмы на электрод выражается через концентрацию плазмы на границе с лентгоровским слоем, электронную температуру T_e и задерживающий потенциальный барьер U_c так же, как и в покоящейся плазме.

Лит.: Гривенковский В. Л. Электрический ток в газе, М., 1974; Термодинамика преобразования и кинетическая теория плазмы, под ред. В. И. Мельникова, Г. В. Пинуса, М., 1973; Любимов Г. А., Раховский В. И., Катодное пятно вакуумной лампы, «УФН», 1978, т. 125, с. 665; Бажитов Ф. П., Юрьев В. Г. Транзитные явления в низкотемпературной плазме, «ИЗФ», 1979, т. 49, к. 3, с. 90; Дюжев А. А. и др. Аномальные процессы в сильноточном дуговом разряде, «Химия плазмы», 1983, в. 10, с. 169; Стаханов И. П., Жериков В. В., Физика термостационарного преобразователя, М., 1985; Раваев Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987; Рождавский В. А., Пендлин Л. Д., Стойковичевский перенос в частично ионизованной плазме, М., 1988; Ф. Г. Вахим, Ф. Г. Юрьев.

ПРОБОЙ ГАЗА — нестационарный процесс ионизации номинальным газом под действием внеш. пост. или перемен. электрич. поля при достижении им нек-рой критич. (пороговой) величины. В этом случае «зарубочный» свободный электрон под действием поля набирает энергию, достаточную для ионизации атома, и, вовлекая далее в процесс ионизации газа все новые и новые поколения электронов, порождает лавину электронную. Наряду с процессами рождения электронов существуют и процессы их исчезновения: прилипание к атомам и молекулам в ад.-отрапц. газах, потеря на электродах и диффузия.

П. г. происходит, если скорость рождения электронов превосходит скорость их исчезновения. В случае равенства указанных скоростей существует стационарный разряд.

Газообразные ситуации, к-рые могут разыгрываться при П. г., определяются не только родом и плотностью газа, но и геометрией электродов и разрядной камеры, частотой перемен. эл.-магн. поля. Простейший вариант относится к пробоем между плоскими электродами в пост. электр. поле (см. Паулен закон). Изучение именно этого вида П. г. возводило Дж. С. Таунсенду (J. S. Townsend) открыт в 1900 электронную лавину и предложил для нее теорию П. г.

При рассмотрении П. г. в перемен. эл.-магн. поле с частотой ω вводят новый параметр, равный отношению

амплитуды колебаний электронов (при $v_{en} \ll \omega$) либо амплитуды дрейфовых движений (при $v_{en} \gg \omega$) к характерному размеру разрядной камеры L (v_{en} — частота упругих столкновений электрона с атомами). Напр., для типичных условий СВЧ-пробоя этот параметр имеет величину $\approx 10^{-3}$ ($\lambda = 10$ см, $L = 1$ см).

На рис. 1 приведены эксперим. и теоретич. значения порога СВЧ-пробоя для смеси гелия и паров Hg.

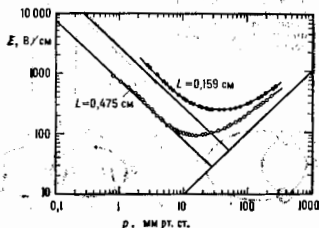


Рис. 1. Зависимость порога СВЧ-пробоя для смеси гелия и паров ртути от давления. Кривые — теория, кружки и точки — эксперимент, $\lambda = 10$ см.

В области низких давлений ($v_{en} \ll \omega$) преобладают потери на ионизацию, и тогда пороговое поле $E_{пр} \propto \omega/pL$; в области высоких давлений ($v_{en} \gg \omega$) напряжение пробоя $E_{пр} \propto p$. Положением минимума соответствует $v_{en} \approx \omega$. Мин. пороги пробоя в СВЧ-диапазоне имеют место при $f \approx 10$ тор, в оптич. спектре — при десятках и сотнях атмосфер (см. *Оптическое разрядное*).

При ВЧ-пробое ($\lambda = 10 \pm 100$ м) возможна ситуация, когда амплитуда колебаний электрона и характерный размер разрядной камеры сравняются. В этом случае появляется ситачок потенциалы зажигания. Физический ВЧ-разряд, что связывается с возрастанием диффузионных потерь электронов на стенках камеры.

Влияние геометрии электродов на параметры П. г. может быть показано на примере зажигания коронного разряда между коаксиальными цилиндрами. В этом случае порог пробоя зависит от радиуса внутри, цилиндра, а также от знака потенциала внутри цилиндра по отношению к внешнему внеш. цилиндру (рис. 2).

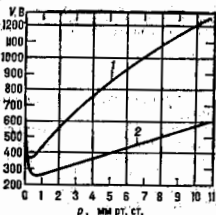


Рис. 2. Зависимость потенциала зажигания для воста между проволокой и коаксиальным цилиндром (радиусы 0,083 и 2,3 см соответственно): 1 — для отрицательно заряженной проволоки; 2 — для отрицательно заряженной проволоки.

Лавинная теория П. г. применима в огранич. области параметра pd (d — расстояние между электродами, p — давление). Отступлении от теории возникают как при $pd \rightarrow 0$ (см. *Вакуумный пробой*), так и при возрастании pd . Напр., при атм. давлении время П. г. (время формирования самостоят. разряда) оказывается на два порядка меньше (10^{-7} с при $d = 1$ см), чем следует из лавинной теории, где оно определяется в осн. необходимостью положит. ионов. Л. В. Лёб (L. V. Loeb)

и Дж. М. Мик (J. M. Meek), а также неадекватно от них Х. Ретер (H. Raether) предложил для объяснения высокой скорости формирования самостоят. разряда стримерную теорию; в к-рой учитывается движение газа вокруг первичной лавины в результате переноса ионизации на её головку, а также поперечной характер движения пространственного положит. заряда вдоль востовая первичной лавины от анода к катоду (см. *Стримеры*).

При больших d возможен переход в слабоионизов. канала стримера в хорошо проводящий лидер р, обеспечивающий вынос потенциала электрода в глубь межэлектродного промежутка. На рис. 3 дана схема развития положит. лидера при пробое промежутка стержень — плоскость. Скорость удлинения канала лидера увеличивается с ростом крутизны импульса напряжения, достигая 10^7 см/с при крутизне 10^{12} В/с.

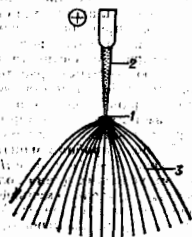


Рис. 3. Схема развития положительного лидера: 1 — головка канала лидера; 2 — плоскость лидера; 3 — стримерная зона лидера.

Вмное потенциала высоковольтного электрода образующимся плазменным стержнем при возбуждении волны пробоя (см. *Ионизационные волны*) исследовался в длинных экранной трубках при крутизне импульса напряжения до $5 \cdot 10^{12}$ В/с.

Характерные особенности данного вида пробоя видны на рис. 4, где представлены зависимости от давления p скорости волны пробоя v вдоль трубки, амплитуды тока I в цепи заземленного электрода и коэф. зажигания α ; характеризующего скорость уменьшения потенциала фронта по мере продвижения волны вдоль трубки. Трубка помещена в коаксиальный металлическ. экран диаметром 5,4 см.

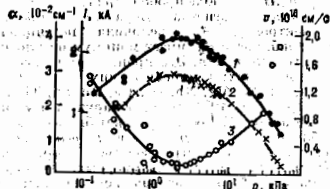


Рис. 4. Характеристики волны пробоя воста в длинной экранной трубке: 1 — скорость волны пробоя v ; 2 — амплитуда тока I ; 3 — коэффициент зажигания α . Внутренний диаметр трубки 0,4 см, длина $\approx 48,5$ см. Импульс напряжения отрицательной полярности с амплитудой 250 кВ, длительностью 9 нс, с фронтом нарастания и спада $\approx 2,5$ нс подавался на один из электродов.

На фронте волны пробоя могут быть достигнуты высокие значения напряженности электрич. поля. Об этом свидетельствует, напр., наблюдаемое рентг. излучение, возбуждаемое волной фронта дуэнами субэлементарных электронов. Отсюда возникает нек-рое сходство между пробоем в длинных трубках и П. г. атмосферных слоев.

Лит.: Лёб Л. В., Основы процессов электрич. разрядов в газе, пер. с англ., М., 1960; Лёб Л. В. и др.

Скин Э. П., Фэрроу О. Б. Теория металлов, М.: 1975; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М.: 1967; Физический энциклопедический словарь, М.: 1967.

ПРОВОД ДИЭЛЕКТРИКОВ — см. в ст. *Диэлектрики*.
ПРОВОД МАГНИТНЫЙ в металлах — квантовое тушевание электронов проводимости в магн. поле H через классически запрещенные области импульсного пространства в местах облистения электронов орбит. При этом переход электронов происходит между траекториями, соответствующим энергии, равной или близкой к энергии Ферми \mathcal{E}_F и одинаковым значениям проекции p_H квазиимпульса p на H , в принадлежащими разным зонам. Предсказан М. Х. Кохом (M. H. Cohen) и Л. М. Фалковым (L. M. Falikov, 1961), экспериментально обнаружен М. Г. Присти (M. G. Priestley, 1963) в Mg. П. м. наблюдается при низких темп-рах и сильных полях ($H \sim 10^4 - 10^5$ Э) в чистых монокристаллах мн. металлов.

П. м. приводит к изменению энергетич. спектра электрона в магн. поле, к перестройке электронных траекторий, в частности к появлению и (или) исчезновению открытых траекторий. Эта перестройка влияет на все свойства металлов, зависящие от магн. поля. Наиб. яркие проявления — осцилляция амплитуды брэгговской амплитуды ряда термодинамич. и кинетич. характеристик металла при изменении магн. поля (см. ниже).

Пробоя провод магнитного. Движение электронов с энергией $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_F$ в поле $H \ll 10^6$ квантклассично, т. к. в этих условиях длина волны де Бройля электрона $\lambda \sim \hbar/p_F$ значительно меньше размеров r_H классич. траектории электрона в поле H : $r_H \approx \hbar c / p_F e H$ (p_F — фермиевский квазиимпульс электрона). Межзонные переходы из-за малости отношения $\kappa = \lambda/r_H = \hbar H / c p_F$ (в параметр квантклассичности) могут происходить только в узких запрещенных областях импульсного пространства, где межзонный потенциальный барьер (ширина запрещенной зоны) столь мал, что орбиты разных зон подходят друг к другу на расстоянии $(\sqrt{\kappa} p_F)$, сравнимое с квантовой неопределенностью квазиимпульса $(\sqrt{\hbar H / c})$ в плоскости, перпендикулярной H (рис. 1). Эти области наз. центрами П. м.

Вероятность П. м. определяется ф-лой

$$W = \exp(-H_0/H), \quad (1)$$

где $H_0(\mathcal{E}_F, p_H, H/H)$ — поле пробоя, причём $H_0 \propto \mathcal{E}_F^2 / p_H \mu$, где $\mu = e \hbar c / m c^2$ — магнетон Бора (m — эффективная масса электрона), p_H — величина потенциального барьера. Набл. часто \mathcal{E}_F имеет минимум на плоскости брэгговского отражения. Это происходит во всех полупроводящих металлах, у которых на кжк $H_0 = 10^4 - 10^5$ Э: Al, Be, Ga, Cd, Cr, Mg, Nb, Os, Re, Ru, Sn, Ti, Ta, V, Zn и др. При $H_0 \ll 10^5$ Э П. м. обнаружен и в окислах некоторых металлов. Малость \mathcal{E}_F может быть также следствием близости к *структурным фазовым переходам* с удвоенным периодом, встречающимся в органических квазидвумерных и квазидвумерных проводниках. Иногда малость \mathcal{E}_F обусловлена пересечением ферми-поверхности с линией конич. точек (точек вырождения зон), на к-рой $\mathcal{E}_F = 0$.

Динамика в спектре электронов. Для описания динамики электронов в условиях П. м. необходимо рассмотреть всю сеть участков их квазиклассич. движения, связанных между собой центрами пробоя. Существуют 3 типа таких конфигураций П. м.: замкнутые конфигурации, типичные для *продольной ориентации H* (рис. 2, верхний *слева*); одномерные периоды конфигурации (рис. 2, верхний *справа* и нижний), возникающие, когда H перпендикулярно одному из векторов обратной решетки \mathbf{b} (как правило, числа квазиклассич. участков, пересекающих границы элементарной ячейки в противоположных направлениях, равны); двумерные периоды конфигурации (рис. 3), образующиеся в нек-рых металлах (Al, Be, Mg, Zn,

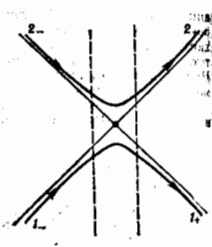


Рис. 1. Траектории (1 и 2) разных энергетических зон — ветви одной гребенки; пунктирные линии схематически отмечают область пробоя; 1, 2 — в 1, 2, 2, 2 — условия квазиклассичности траекторий, входящих в область магнитного пробоя и выходящих из нее; стрелки указывают направление классического движения электронов.

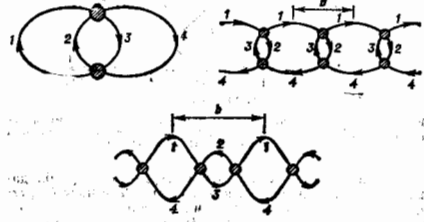


Рис. 2. Конфигурации магнитного пробоя: 1-4 — классические участки; заштрихованные кружки — области магнитного пробоя; стрелки указывают направления движения; верхний *слева* — замкнутая конфигурация, при $W = 0$ распадается на орбиты (1, 4) и (2, 3), при $W = 1$ — на орбиты (1, 2) и (3, 4); верхний *справа* — одномерная конфигурация с периодом b , при $W = 0$ распадается на замкнутые орбиты (1, 2) и (3, 4), при $W = 1$ — на открытые орбиты (1, 2), (3, 4) и $(2, 4) \dots$; нижний — одномерная конфигурация, при $W = 0$ распадается на 2 открытые орбиты (1, 1, ...), (4, 4, ...) и замкнутую (2, 3), при $W = 1$ превращается в замкнутую орбиту (1, 2, 2, 2, 4).

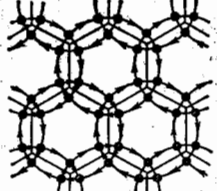


Рис. 3. Двумерная периодическая конфигурация траекторий с осью симметрии \mathbf{b} -го порядка (Be, Mg, Zn); при $W = 0$ распадается на замкнутые орбиты — круглоугольные и шестиугольные; при $W = 1$ превращается в замкнутую орбиту, составленную из всех участков одной линии.

Sn) при ориентации H вдоль оси симметрии высокого порядка.

Область П. м. на плоскости p_H — контур может считаться линейной размера точкой (узлом, центром). Электрон, двигаясь по классич. траектории данной зоны (напр., 1 на рис. 1), достигает центра П. м. и здесь испытывает квантовое двунаправленное рассеяние, т. к. есть отличная от 0 вероятность W перехода электрона на классич. траекторию 2 др. зон (в этом и состоит П. м.); одноврем. существует вероятность $(1-W)$ того, что электрон останется на траектории 1-й зоны. Двухнаправленное рассеяние описывается унитарной S -матрицей:

$$S = \begin{pmatrix} \sqrt{1-W} \exp i\Lambda & -\sqrt{W} \\ \sqrt{W} & \sqrt{1-W} \exp (-i\Lambda) \end{pmatrix}.$$

Здесь элементы s_{12}, s_{21} — амплитуды вероятности переходов электронов в одной зоне в другую ($2 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2$), их квадрат s_{11}, s_{22} равен вероятности П. м.

$W(H)$. Элементы $\varphi_{11}, \varphi_{22}$ — амплитуды вероятности переходов без изменения номера зоны; при этом величина $\Lambda(H)$ определяет скачок фазы волновой ф-ции электрона в точке П. м.

При $H \gg H_0$ П. м. происходит с вероятностью, близкой к 1. В этом случае электрон, как и в слабых полях ($H \ll H_0, W = 0$), движется квазиклассически. Однако его траектория другая — она составлена из кусков прежних траекторий.

Динамика электрона при П. м. имеет не квазиклассический, а существенно квантовый характер. Она определяется интерференцией квазиклассич. электронных волн, возникающих при многократном рассеянии электрона на центрах П. м. В этом причина изменения электронного спектра по сравнению с отсутствием П. м.

Замкнутым конфигурациям соответствует электронный спектр типа Ландау — дискретный набор уровней (см. Ландау уровни). В случае одномерных периодич. конфигураций, представляющих собой как бы «слоистую» в импульсном пространстве, уровни расширяются в магн. зоне. Ширину зон и расстояния между ними при $W(1-W)$ порядка $\hbar\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота. Электрон, находящийся на открытой одномерной периодич. траектории, совершает движение поперёк H со ср. скоростью порядка фермиевской скорости v_F .

Стадионарные состояния электронов классифицируются теми же квантовыми числами, что и в отсутствие П. м., однако структура электронного спектра качественно отличается от классической: на разных участках уровни расположены не эквидистантно, а хаотически.

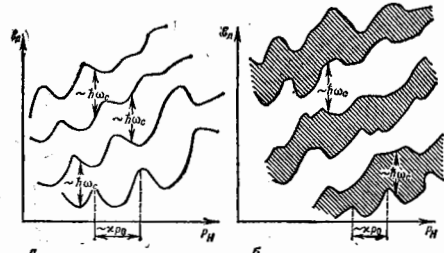


Рис. 4. Уровни в случае замкнутых (а) и периодических (б) конфигураций; зоны вероятности заштрихованы.

Зависимость $\epsilon_n(H)$ также имеет характер неупорядоченных быстрых осцилляций с интервалом изменения $p_n \sim \chi p_F$ и амплитудой $\sim \hbar\omega_0$ (рис. 4). Столь же необычно поведение физ. величин, напр. проясняя на вращении H со ср. скорости электрона $v_n = \partial \epsilon_n / \partial p_n$ при изменении p_n на величину порядка χp_F изменяется на величину $\sim v_F$ и может изменить знак. Электронный спектр при П. м. имеет промежуточный вид между сплошным и локально-эквидистантным квазиклассич. спектром и спектром случайных систем (его наз. квазислучайным).

Когерентный и стохастический пробы магнитный. П. м. полностью перестраивает кинетич. свойства металлов в магн. поле $H > H_0$, если время электронной релаксации импульса при $H = 0$ $\tau \gg \omega_c^{-1}$. Обычно при гелиевых темп-рах $T \leq 4,2$ К в отсутствие П. м. τ совпадает с временем релаксации импульса $\tau_{пр}$ при рассеянии электронов на примесях (см. Рассеяние носителей заряда в твердом теле). При каждом столкновении с примесью электрон меняет свой импульс на величину порядка самого импульса: $\Delta p \sim p$. Наряду с рассеянием на примесях электрон может рассеивать-

ся на дислокациях (или др. протяженных дефектах решетки), а также на фононах. Это рассеяние наз. маломугловым $\tau_{му}^{-1}$. Хотя частота маломуглового рассеяния $\tau_{му}^{-1}$ может быть больше частоты примесного рассеяния, в отсутствие П. м. маломугловое рассеяние неэффективно и слабо влияет на кинетич. характеристики металла, к-рые определяются временем $\tau_{пр}$.

П. м. меняет ситуацию: из-за специфики спектра роль масштаба играет не p_F , а χp_F , и малые переданные импульсы при маломугловом рассеянии оказываются эффективными. Различают 3 случая:

$$\tau_{му}^{-1} \ll \tau_{пр}^{-1} \ll \omega_c^{-1} \quad (a)$$

$$\tau_{пр}^{-1} \ll \tau_{му}^{-1} \ll \omega_c^{-1} \quad (b)$$

$$\tau_{пр}^{-1} \text{ и } \omega_c^{-1} \ll \tau_{му}^{-1} \quad (в)$$

В случаях (а) и (б) столкновит. уширение уровней много меньше расстояния между ними ($\hbar\omega_c$) в время жизни стадионарных состояний ($\tau_{пр}$ или $\tau_{му}$) много больше ω_c^{-1} . В этом случае говорят о когерентном П. м. (см. ниже).

В случае (в) определяет стохастич. П. м. В этом случае маломугловое рассеяние разрушает электронный спектр, но движение электронов по квазиклассич. участкам конфигурации воумощается слабо. В результате электроны движутся как классич. частицы, совершающие при прохождении центров П. м. случайные перескоки между классич. участками траекторий с вероятностями W и $1-W$. Движение электронов в случае стохастич. П. м. описывается классич. ур-нием Больцмана с электронно-примесным интегралом столкновений, дополненным граничными условиями, описывающими разделение потока электронов на центрах П. м. Выражения для кинетич. коэф. при стохастич. П. м. не содержат характеристик маломуглового рассеяния, роль к-рого сводится лишь к разрушению когерентной квантовой интерференции. Для стохастич. П. м. типичны диссипативные эффекты, характеристики к-рых не зависят от $\tau_{пр}$ и $\tau_{му}$. Они не исчезают при темп-ре $T \rightarrow 0$ К. Время релаксации оказывается порядка ω_c^{-1} , если $W(1-W)$ близко к 1.

Свойства металла при когерентном магнитном пробы (КМП). Зависимость характеристик металла от H прямо разделяет на плавающую (в отсутствие П. м. она определяется классич. движением электронов в магн. поле) и осциллирующую, обусловленную квантованием движения электронов в плоскости, перпендикулярной H (см. Гальваноманнитные явления, Квантовые осцилляции в магн. поле, Шубникова — де Хааса эффект).

При КМП не только квантовые осцилляции кинетич. и термодинамич. величин в магн. поле, но и плавающая часть кинетич. коэф. определяют квантовую интерференцией путей П. м. — траекторий, к-рые могут описать электрон на конфигурации П. м., произвольно (но непрерывно) перемещаясь по её квазиклассич. участкам. Эта интерференция аналогична интерференции световых лучей: каждому пути сопоставляется его квантовая амплитуда вероятности $A = \text{Вехр}\{\zeta/\hbar\}$, где ζ — суммарное приращение квазиклассич. действия, «набирающееся» при движении электрона, B — проваждение элементов s -матриц — амплитуд вероятности перехода между соседними участками пути; в макроскопич. характеристики металла входят суммы амплитуд A всевозможных путей, замкнутых и незамкнутых, имеющих общее начало и конец. При этом осциллирующая часть кинетич. коэф. определяется интерференцией путей с разными квазиклассич. фазами ζ/\hbar , а плавающая — интерференцией изофазных путей (о одинаковом ζ/\hbar). Семейства изофазных путей существуют независимо от

топологии, геометрии и симметрии конфигураций П. м.; они образованы путями, проходящими по одним и тем же участкам, но в разном порядке. Два простейших изофазных семейства изображены на рис. 2 (верхний слева: $1-4-2-3-1$ и $1-3-2-4-1$). Число таких путей с увеличением их длины нарастает экспоненциально. Интерференцию изофазных путей можно трактовать как эфф. усреднение по быстрым «дрожаниям» квазислучайного спектра.

Квантово-интерференц. структура кинетич. коэф. при КМП приводит к аномально резкому изменению кинетич. коэф. при отклонении H от осей (плоскостей) симметрии металла на угол $\theta \leq \sqrt{\chi} \sim 1^\circ$, а иногда на $\theta \sim \chi \sim (10^{-2})^\circ$ (КМП-анизотропия; рис. 5). Анизотропия обусловлена тем, что даже слабое отличие геометрически эквивалентных (при $\theta = 0^\circ$) участков, созданное малым поворотом H , приводит к заметной разности квазиэлектр. фаз, соответствующих этим участкам, и следовательно — к резкой перестройке всей картины интерференции путей. КМП-анизотропия возникает и при слабом нарушении периодичности конфигурации

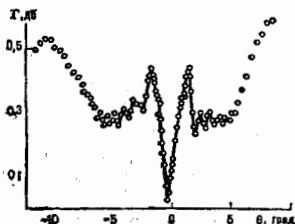


Рис. 5. Зависимость амплитуды осцилляций коэффициента поглощения звука (Γ) в Sn от направления магнитного поля.

П. м. в области малых углов θ между H и плоскостью, перпендикулярной b (рис. 2). При этом металл ведет себя по отношению к поперечному движению электронов как одномерная несовзаимная система, характеризующаяся абс. локализацией электронов с радиусом локализации $\sim (1 + \sqrt{\chi}/\theta) r_n$ или $\sim (1 + \chi/\theta) r_n$ (см. Андерсоновская локализация). Столь резкая перестройка поперечного (относительно H) движения электронов (от инфинитности при $\theta = 0$ к конечному при $\theta \neq 0$) ярко проявляется в магнитном сопротивлении металла.

Др. особенность КМП — радикальное изменение структуры резонансного поглощения упрягих в эл.-магн. волн: линии резонансного поглощения упрягих в эл.-магн. волнах, «старые» резонансные пики исчезают, а вместо них появляются более слабые резонансные линии, положение к-рых зависит от вероятности П. м.

Квазислучайный характер спектра при П. м. существенно усложняет картину термодинамич. осцилляций (типа де Хааза — ван Альфена эффекта). Они определяются (как и в отсутствие П. м.) осциллирующей частью плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми \mathcal{E}_F . Частоты термодинамич. осцилляций по обратному магн. полю $v(1/H)$ можно представить ф-лой

$$v(1/H) = \frac{c}{eH} \sum_i \pm k_i D_i. \quad (2)$$

Здесь $D_i(\mathcal{E}_F, p_i^1)$ — площади фигур, образованных петлями к.-л. замкнутого пути П. м., p_i^1 соответствует экстремуму выражения (2) на поверхности Ферми, k_i — кратность прохождение петлей; знаки + и — соответствуют электронному и дырочному направлению их обхода. Частоты квантовых осцилляций,

соответствующие неразрешённым (квазиклассическим) орбитам, — характерный признак П. м. Именно такая «странная» частота, к-рая соответствовала площади орбиты — окружности (рис. 3), не помещающейся в элементарной ячейке, впервые обнаружена в осцилляциях магн. восприимчивости Mg.

Осцилляции кинетич. коэф. при П. м. (интерференц. природы) обусловлены не только осцилляцией плотности состояний. Наблюдаются также осцилляции на «квантовых интерферометрах», образованных 2 квазиклассич. участками, напр. 1, 2 на рис. 2 (левый верхний); соответствующая «разностная» частота равна cD_{12}/eH , где D_{12} — площадь лунки, ограниченной участками 1, 2. Очевидно, что при П. м. осцилляции кинетич. величин имеют более широкий спектр частот по сравнению с термодинамическими. В случае конфигураций, близких к двумерным (рис. 3), имеют место необычные осцилляции («звенные»): их частота не зависит от геометрии поверхности Ферми, а равна произведению отношения c/eH на площадь сечения зоны Бриллюэна плоскостью, перпендикулярной H .

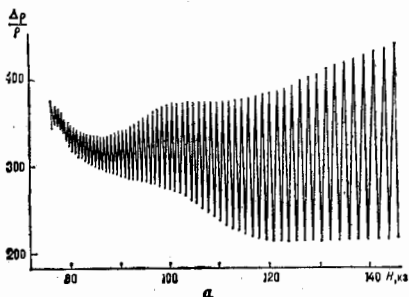
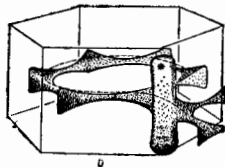


Рис. 6. а — Гигантские осцилляции сопротивления Ве; б — часть поверхности Ферми Ве; магнитный пробой происходит через четвертую, отмеченную звёздочкой.



Яркое проявление интерференц. природы П. м. — т. н. гигантские осцилляции кинетич. коэф. Они возникают в случае конфигураций, к-рые состоят из квазиклассич. орбит размерами $\sim r_n$, связанных между собой аномально малыми орбитами. Последние являются квантовыми «затворами», прозрачность к-рых благодаря интерференции квазиклассич. волн, отражённых от центров П. м. на малой орбите, периодична с частотой, равной cD_M/eH , где D_M — площадь малой орбиты. Осцилляции прозрачности, управляя движением электронов, приводят к гигантским осцилляциям, наиб. изученным для галваномагн. характеристик металлов (рис. 6, 7), термодич. и резонансного поглощения звука (рис. 5). Гигантские осцилляции кинетич. коэф. оказываются особо чувствительными к явлению анизотропии П. м.

Интерференц. картина КМП может деформироваться весьма слабыми внеш. полями, способными за время релаксации изменить импульс электрона на малую величину $\sim \chi r_n$. Это создаёт широкий набор нелинейных эффектов, возникающих при КМП в слабых внеш. полях, на неск. порядков меньших, чем в отсутствие П. м.

В частности возможно заметное отклонение проводимости металлов от закона Ома, а в ряде случаев даже образование падающего участка на вольт-амперной характеристике при напряженности электрич. поля $E \propto \omega \propto T^{-1} \times \rho_0$.

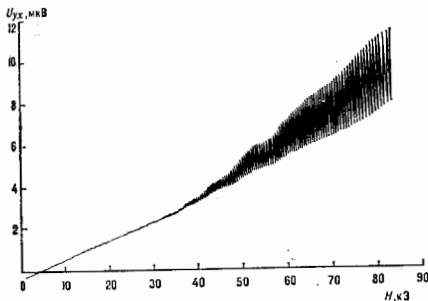


Рис. 7. Гигантские осцилляции поля Холла в Вв.

Дум: Cohen M. H., Falicov L. M., Magnetic breakdown in crystals, «Phys. Rev. Lett.», 1961, ч. 7, р. 231; P. I. G. L. G. G. G., An experimental study of the Fermi surface of magnetium, «Proc. Roy. Soc.», 1963, v. A278, p. 258; Slutskii A. A., Gurelik L. Yu., Quantum localization in one-dimensional quasi-random systems and magnetic breakdown, «Solid State Commun.», 1983, v. 46, p. 601; S. Andeaga N. B., Stark R. W., Macroscopic quantum coherence and localization for normal-state electrons in Mg, «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 53, p. 1681; Карганов М. М., Слудкин А. А., Магнитный пробой (введение и основные представления), в сб.: Электронная проводимость, М., 1985; Алексеевский И. Н. Е., Экспериментальные исследования когерентного магнитного пробоя, там же.

ПРОБОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — обобщенное название различных по физ. природе процессов, связанных с изменением проводящих свойств среды под действием электр. поля. В результате П. э. резко возрастает ток в среде изнач. неэлектропроводной (или очень слабо проводящей), в нек-рых случаях может измениться агрегатное состояние вещества.

Различают неск. видов П. э. в зависимости от среды, в к-рой он происходит: пробой вакуума, газа, диэлектрика. Пробой электровакuumного промежутка (вакуумной пробой) связан с появлением токового канала. К-ры на нач. этапе может пинцироваться ускоренными в электр. поле заряд. частицами, всегда в небольшом кол-ве имеющимися в промежутке. В результате бомбардировки электродов и вторичной электронной эмиссии ток увеличивается; вследствие теплов. разогрева электродов и их эрозии закипает вакуумная дуга, к-рая горит в материале паров своих электродов. В сильных полях ($\sim 10^7$ В/см) пинцирующий механизм пробоя, как правило, связан с появлением большого автономного тока, а в предельном случае — газовой электронной эмиссии.

П. э. газового промежутка следует рассматривать как нач. стадию электрического разряда в газе. В зависимости от типа разряда могут быть существ. отличия в формировании токового канала и механизме токопроводности. Наиб. исследован пробой в тлеющем разряде. Существенно различаются механизмы формирования пробоя в дуговом разряде низкого и высокого давлений, к-рые определяются не только формой электродов и частотой электр. поля, но также и характером нач. эмиссии (термоэмиссия или холодные электроны с формирования пленки).

Своим специфич. особенностями (образование стримеров, молний, коронирование) имеет пробой при искровом разряде (см. также Пробой газа).

П. э. жидких и твердых диэлектриков происходит при достижении определ. напряженности приложенного электр. поля $E_{пр}$, называемой электр. прочностью. В случае пробоя диэлектрик кристалла образует высокопроводящий токовый канал (шнур). Широкое течение тока обычно возникает, когда дифференц. электр. сопротивление становится отрицательным (см. Отрицательное дифференциальное сопротивление, Диэлектрики).

Дит, см. при ст. Вакуумный пробой, Пробой газа, Диэлектрики.

ПРОВОДИМОСТЬ ЗОНА — разрешенная энергетич. зона в электронном спектре твердого тела, не заполненная (в диэлектрике) или частично заполненная (в металлах) электронами при темп-ре $T = 0$ К. В полупроводниках электроны появляются в П. э. при $T > 0$ К (тепловое возбуждение) или под действием света (оптич. возбуждение), сильных полей и т. п. Так как П. э. заполнена электронами лишь частично, последние могут под действием внеш. поля переходить на более высокие уровни энергии в пределах этой зоны. Электроны в валентной зоне, определяющей кинетич. свойства твердых тел — электропроводность и теплопроводность, гальванич. и термоэлектр. явления и т. п. (см. Зонная теория).

ПРОВОДИМОСТЬ ПЛАЗМЫ — способность плазмы пропускать электр. ток под действием электр. поля и сторонних сил (виנדукт. электр. поля, градиента давления и др.); физ. величина σ , количественно характеризующая это явление. Электр. ток в плазме представляет собой упорядоченное движение электронной и ионной компонент и определяется величиной зарядов, плотностью частиц, их массой и скоростью движения, а также частотами их столкновений:

$$j = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} v_{\alpha} - en_e v_e \quad (1)$$

Здесь j — плотность тока, e_{α} , n_{α} , v_{α} — заряд, плотность и ср. скорость ионов сорта α ; $e n_e$, v_e — плотность и ср. скорость электронов.

В классич. конденсиров. средах (металлах, электролитах) плотность тока j с большой степенью точности линейно зависит от напряженности электр. поля и наводитой эдс (Ома закон):

$$j/\sigma = E + c^{-2} [vH] = E^*, \quad (2)$$

где v — скорость среды, σ — уд. проводимость среды, зависящая от темп-ры.

Простота закона (2) объясняется малой длиной свободного пробега носителей тока. Благодаря этому их движение близко к хаотическому тепловому движению частиц, на к-рое накладывается слабый дрейф вдоль силовых линий электр. поля $E^* \neq 0$.

В плазме пробег частиц может быть самым разнообразным. При давлении порядка атмосферного в низкотемпературной плазме длина свободного пробега невелика ($\sim 10^{-4}$ см), хотя она и больше пробега в конденсиров. средах. В высокотемпературной плазме длины свободных пробегов частиц очень велики. Так, напр., в токах дуга длина свободного пробега $\sim 10^7$ см при $n_e \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ и $T_e \sim 10$ кэВ. В этих условиях траектории заряд. частиц определяются преим. не столкновениями, а полями, существующими в плазме, и имеют очень сложный вид, а связь j с E^* теряет локальный характер (см. Перенос процесс). Такое отличие длины свободного пробега, а следовательно и свойств проводимости высокотемпературной плазмы от низкотемпературной, объясняется тем, что сечение «дуононского» столкновения заряд. частиц быстро падает (а длина свободного пробега растет) с ростом относит. энергии ϵ сталкивающихся частиц:

$$\frac{\sigma_{ст}^{кул}}{\sigma_{ст}} = a_0 \epsilon^{-2} \quad (3)$$

Если измерять σ в эВ, то $\sigma_0 \sim 10^{-13}$ см². Следовательно, при $\sigma \lesssim 1$ эВ значение $\sigma_{\text{кул}}^{\text{кул}}$ существенно больше газокинетического ($\sigma_{\text{ст}}^{\text{кул}} \sim 10^{-16}$), но уже при $\sigma \gtrsim 30$ эВ оно равно $\sigma_{\text{ст}}^{\text{кул}}$.

Др. важное отличие плазменных «проводников» от конденсированных заключается в том, что большинство плазменных образований существуют при условии, что через них протекает ток. Таковы классич. электрические разряды в газе, плазма в плазменных ускорителях, токамаках и др. При изменении тока плазменная структура (конфигурация) плазмы или скачкообразно изменяется, в ней могут в широком диапазоне частот развиваться колебания (от акустических до ленгмюровских), на электродах возникать «привычки» и т. п. Около электродов, помещённых в плазму, обычно возникают приэлектродные слои, падение потенциала на к-рых может существенно превосходить падение потенциала в осн. части плазменного объёма (напр., в тлеющем разряде). По этой причине для большинства плазменных систем особое значение имеют не дифференциальные, типа (1), а интегральные характеристики П. п. Для стационарных систем это, в первую очередь, вольт-амперные характеристики:

$$U_p = U_p(I_p), \quad (4)$$

к-рые связывают приложенное напряжение U_p с протекающим через плазменную конфигурацию током I_p . В нестационарных условиях их эквивалентами являются «осциллограммы» тока и напряжения:

$$I_p = I_p(t), \quad U_p = U_p(t). \quad (5)$$

Исключая из этих выражений t , получим для существенно нестационарных разрядов неоднозначные зависимости $U_p(I_p)$.

Если длина свободного пробега частиц достаточно мала, то динамику их поведения в плазме можно описать в гидродинамич. приближении (см. *Двузвучностная гидродинамика плазмы*).

В этом случае для частиц каждого сорта записывается ур-ние движения, учитывающее и давление, и трение компонент друг о друга. Система этих ур-ний предельно упрощена, но тем не менее даёт правильное качественное, а во мн. случаях и количественное описание процессов.

Если время свободного пробега электронов $\tau_{e\alpha} \rightarrow 0$, то усреднённая скорость электронной компоненты оказывается соизмеримой со скоростями тяжёлых компонент, и поэтому, учитывая малую массу электронов, во мн. случаях течение электронной компоненты можно считать барицентричным, а саму её — находящейся в квазиэлектр. состоянии. В результате ур-ние движения для электронов принимает вид обобщённого закона Ома:

$$j/\alpha = E + c^{-1}[\mathbf{v}, \mathbf{H}] + \nabla p_e/en. \quad (6)$$

Переход от (6) к (2) сводится к замене $\mathbf{v}_e \rightarrow \mathbf{v} = \mathbf{v}_i$ и пренебрежению $\nabla p_e/en \sim kT_e/L$, где L — характерный масштаб неоднородности плазменного образования. Такой переход означает игнорирование Холла эффекта и термоэлектрич. явлений, и это допустимо для конденсиров. сред, где эти эффекты выражены сравнительно слабо. Однако в плазме они могут стать определяющими. Так, напр., в термодерных системах $T_e \sim 10$ кэВ, следовательно, термич. разность потенциалов может достигать десятков кВ. В то же время омический член $[j/\alpha]$ может быть очень малым. Так, напр., в токамаке при ср. плотности тока в шпуре $j \sim 50$ А/см² и $T_e \sim 10$ кэВ П. п. $\alpha \sim 10^7$ (Ом·с)⁻¹. Отсюда $j/\alpha \sim 5 \cdot 10^{-6}$ В/см. В этих условиях большую роль в плазме начинает играть эффект Холла, т. е. в (6) входит не \mathbf{v} , как в (2), а $\mathbf{v}_e = \mathbf{v} - j/en$. Тогда получим

$$j/\alpha = E^* - (en)^{-1}[\mathbf{H}], \quad (7)$$

где

$$E^* = E + c^{-1}[\mathbf{v}, \mathbf{H}] + \nabla p_e/en. \quad (8)$$

Второй член в правой части (7) обычно наз. холловским. В этом случае различают П. п. по полю и по её рёв магн. поля (см. *Ома обобщённый закон*). Классич. проводимость σ_i поперёк магн. поля с ростом H убывает $\sim H^{-2}$, а «холловская» проводимость, обуславливающая дрейфу электронов в скрещённых $E-H$ полях, убывает медленнее: $\sigma_{\text{холл}} \sim H^{-1}$. Проводимость вдоль магн. поля от H не зависит. При расчёте тока в плазме по ф-лам (7) и (8) надо знать скорость ионных компонент \mathbf{v}_i . В этом случае токи в плазме определяются не просто проводимостью и в разности потенциалов, приложенной к плазменному промежутку, а являются результатом коллективного взаимодействия всей самоорганизующейся плазменной конфигурации. Если конфигурация осесимметрична, а магн. поле имеет только одну азимутальную компоненту H_z , то такая конфигурация имеет вид неограниченного цилиндра. Это означает, что если имеется гофриров. проводник, то при $H \gg en$ линии элктрич. тока перестают захватывать в выступы (рис. 1).

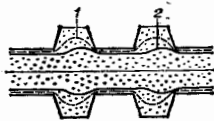


Рис. 1. Линия тока в гофрированном проводнике. 1 — токовая поверхность, внутри которой $I \approx 0,9 I_{\text{макс}}$ при $\sigma H/en = 5$; 2 — то же при $\sigma H/en = 25$.

Величина П. п. α , введённая феноменологически в гидродинамич. рассмотрении, может быть вычислена более строго [1], с использованием *кинетических уравнений* для плазмы, тогда для проводимости ионно-электронной плазмы получим ряд ф-л:

$$\alpha_i \approx 1,96n_i; \quad (9a)$$

$$\alpha_i [\text{абс. ед.}] = \frac{e^2 n_i \tau_{e\alpha}}{m} \approx \frac{0,9 \cdot 10^{18}}{(\Lambda/10)Z} T_e^{3/2} [эВ]; \quad (9б)$$

$$\tau_{e\alpha} = \frac{3\sqrt{m_e} T_e^{1/2}}{4\sqrt{2\pi} \Lambda e^2 Z}. \quad (9в)$$

Здесь Z — заряд иона, Λ — кулоновский логарифм. В случае полностью ионизованной плазмы проводимость зависит только от темп-ры, возрастая пропорционально $T_e^{3/2}$, и не зависит от концентрации плазмы. Это объясняется тем, что время свободного пробега

$$\tau_{e\alpha} \left(\frac{\text{кул}}{\sigma} n_i v_e \right)^{-1} \propto T_e^{3/2} / n_e,$$

поскольку $\sigma_{\text{кул}}^{\text{кул}} \propto T_e^{-1}$, а $n_i \approx n_e$.

Иначе ведёт себя коэф. электропроводности в случае слабоионизов. плазмы, у к-рой частота столкновений электронов с нейтралами больше, чем с ионами. Его можно определить, зная n_e и $\tau_{e\alpha}$, по ф-ле

$$\sigma^{-1} = (m_e/n_e e^2) \sum_{e\alpha} \tau_{e\alpha}^{-1}.$$

Если плазма достаточно плотная и близка к равновесной, то оценку концентрации электронов можно получить с помощью *Саха формулы*.

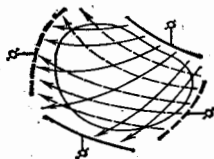
Однако это лишь оценочные расчёты, они могут заметно расходиться с экспериментами из-за загромождения плазмы. Наличие примесей может существенно увеличивать концентрацию электронов. Учитывая, что при малых энергиях частиц σ кулоновское сечение (3) существенно больше ($\sim 10^8 - 10^4$ раз) газокинетического, газ со степенью ионизации $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ мо-

жет уже рассматриваться как сильноионизованный, а его проводимость определяется по ф-ле (9а).

При достаточно редких столкновениях анализа П. п. требует учёта инерции электронов и кинетич. эффектов, таких, как убагание электронов Будкера — Дрейзера (см. *Убагающие электроны*), *приспечная проводимость*, *аномальное сопротивление*, а также проводимость за счёт неокисл. переноса (см. *Переноса процессов*).

Благодаря различию скоростей ионной и электронной компонент, приводящему к эффекту Холла, траектории ионов и электронов в плазменных объёмах могут иметь совершенно разный вид (рис. 2). Так, напр., в осесимметричных плазменных ускорителях с замкнутым дрейфом ионы идут вдоль канала в направлении приложенной разности потенциалов, тогда как электроны прет. движутся (дрейфуют) по замкнутым траекториям вдоль азимута, в направлении, перпендикулярном E и H .

Рис. 2. Схематическое изображение траекторий ионов и электронов в плазменном объёме при сильном эффекте Холла; сплошные линии — ионы, штриховые — электроны.



Существование различия ионных и электронных траекторий приводит к тому, что сопряжение плазменных систем с электродами представляет собой весьма непростую проблему и часто требует сложных многоэлектродных систем, примером к-рых могут служить секциониров. электроды МГД-генераторов. Чтобы уменьшить возникающие здесь трудности, часто стремятся траектории той или иной группы частиц (обычно электронов) сделать замкнутыми.

Лит.: 1) Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963, с. 183; 2) Райзер Э. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980. А. И. Морозов. **ПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ** — см. *Электропроводность*.

ПРОГРАММА (от греч. πρόγραμμα — объявление, расписание) — заданный набор действий и (или) правил, подлежащих выполнению (проверке) нек-рых исполнителей, обычно автоматич. устройством, чаще всего ЭВМ; предписание, алгоритм. П. выглядит как конечная совокупность команд и действий (инструкций), каждая из к-рых предписывает исполнителю выполнить нек-рую элементарную операцию над данными, хранящимися в памяти исполнителя (см. *Памяти устройства*). Последовательность исполнения П. определяется тем, что любая текущая команда, кроме завершающей, указывает однозначно на команду П., к-рая должна выполняться после текущей. Команды ветвления (усл. переходы) осуществляют выбор одного из нескольких (указанных в команде) продолжений на основании проверки условий, определяющих свойства данных, упомянутых в команде. Кроме того, возможно многократное выполнение отд. команд. Поэтому последовательность выполненных команд и длина этой последовательности при исполнении П. могут варьироваться, однозначно определяясь входными данными. Для П., состоящей из набора действий, её алгоритм заранее определён, в отличие от П., состоящей из набора правил, когда её алгоритм определяется самим исполнителем в процессе выполнения П. Т. о., П. является конечным объектом, к-рый побуждает исполнителя закономерно реагировать на потенциально бесконечное разнообразие входных данных.

Лит.: Математический энциклопедический словарь, М., 1988, с. 494; Язык компьютера, пер. с англ. М., 1989.

ПРОГРАММИРОВАНИЕ — 1) процесс составления программы, плана действий. 2) Раздел информатики, изучающий методы и приёмы составления программ. С долей условности П. как дисциплина разделяется на теоретическое и практическое, изучающее абстракцию программ (как объектов с определ. логич. и информац. структурой) и способы их построения; системное, имеющее дело с разработкой *программного обеспечения* ЭВМ, т. е. программных комплексов массового и длительного использования; прикладное, обслуживающее конкретные применения ЭВМ во всем их разнообразии.

Составление программы является творческой задачей, т. к. поиски способа достижения даже чётко сформулированной цели в общем случае требуют выработки или привнесения доплотит. знания. В нек-рых частных случаях возможно нахождение более систематической и формальной процедуры П. Так, если задание на П. уже сформулировано в виде алгоритма (точное описание последовательности действий, направленных на решение поставленной задачи), то П. сводится к переводу (трансляции) с языка записи алгоритма (см. *Язык программирования*) на язык, непосредственно воспринимаемому исполнителем (напр., ЭВМ). В нек-рых матем. моделях задача перевода решается исчерпывающе. П. включает поиски систематич. процедур перевода записей алгоритма в программы или создание программ по условиям задачи и доплотит. информации.

Методика П. уделяет особое внимание исходным спецификациям (полной и точной формулировке задачи, к-рую должна решать ЭВМ), поскольку умелое использование заложенной в спецификации информация позволяет придать П. более достоверный характер. Важным аспектом П. является забота о чёткой структуре программы, обеспечивающей проверку её правильности, а главное — выделение и изоляцию тех фрагментов программы, дальнейшая детализация к-рых требует привлечения доплотит. знаний. Ещё одним средством проверки правильности уже составленной программы является её отладка, т. е. систематич. испытание программы на ЭВМ и сравнение производимого эффекта с ожидаемым. Хотя на практике отладка является преимуществ. способом проверки программ, теоретически она не может быть исчерпывающей, т. к. установление правильности программы путём конечной системы испытаний может быть достигнуто только для узкого класса задач.

Реализуют следующие методы П. Связанные с итерацией П. — полное построение программы по заданной спецификации задачи или по общему алгоритму её решения. Структурное П. является комбинацией модульного, восходящего и нисходящего П. Модульное П. опирается на библиотеку модулей (программ с заданными описаниями входных и выходных данных) и состоит в выборе подходящих модулей и в их быстрой (иногда автоматизированной) сборке в результирующую программу. Нисходящее П. решает поставленную задачу путём её последов. детализации с помощью отд. модулей, в соответствии с обратном порядке путём укрупнения модулей (от более детализированных к менее). Конкретизирующее П. предполагает существование универсальной программы, решающей любую задачу данного класса, и состоит в адаптации универсальной программы к особенностям решаемой задачи. В результате получается либо более простая программа, либо используются меньшие кол-во ресурсов, чем в общем случае. На практике применяются комбинации всех видов П.

Лит.: Вауэр Ф. Л., Гров Г. Г., Информатика, пер. с нем., 2 изд., ч. 1—2, М., 1980; Льюис Дж. Э. С., Мартин Дж. В. Э., Трифонов Н. П., Программирование, М., 1980; Мейер Б., Вольман К., Методы программирования, пер. с франц., т. 1—2, М., 1982; Математический энциклопедический словарь, М., 1988, с. 493—96, 836.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ — организованная совокупность программ постоянного употребления, ориентирующая ЭВМ на тот или иной класс

применений. Различают системные П. о., характеризующие данный тип ЭВМ и лежащие в основе любого её применения, и прикладные П. о., ориентированные ЭВМ на заданный класс задач.

Ядром системного П. о. является операция иная система — комплекс программ, связывающих устройства ЭВМ в единое целое и обеспечивающих фундам. процессы, лежащие в основе исполнения любой программ: управление памятью, заданиями, связь с внеш. памятью в устройствах ввода-вывода, организация совм. исполнения неск. программ, самоконтроль ЭВМ. Следующий слой системного П. о. образуют системы программирования, к-рые осуществляют трансляцию программ с того или иного языка программирования, а также предоставляют средства разработки программ. К системам программирования относятся системы управления базами данных, разовообразные средства обработки текстовой информации системы телекоммуникации и машинной графики.

Прикладные П. о. разрабатываются обычно в виде пакета прикладных программ (ППП), т. е. программ, образующих целостное единство. Осн. назначение ППП — дать возможность пользователю ЭВМ сформулировать задачу, найти и использовать её решение в понятиях и терминах, близких его осн. деятельности и не требующих детального программирования средствами универсального языка. П. о. характеризуется назначением, языками программирования, с помощью к-рых оно реализовано, объёмом исходного текста программ в командах и требующими для функционирования П. о. ресурсами ЭВМ.

Лит.: Фадеев А., Программное обеспечение, пер. с англ., М., 1971; Коростов Л. Н., Структура ЭВМ и их математическое обеспечение, 2 изд., М., 1978.

ПРОДОЛЬНАЯ ВОЛНА — волна, у к-рой характеризующая её векторная величина (напр., для гармонич. волн векторная амплитуда) коллинеарна направлению распространения (для гармонич. волн — волновому вектору). К П. в. обычно относят звуковые волны в газах, жидкостях и изотропных твёрдых телах, *ленгмюровские волны* в плазме и др. волны, где колебания частиц могут происходить строго вдоль волнового вектора. Понятие П. в., как и *поперечной волны*, условно и связано со способом её описания. Напр., плоская эл. магн. волна в изотропном диэлектрике или магнетике, обычно рассматриваемая как поперечная, может описываться продольным *Герца вектором*. Строго говоря, к П. в. относятся лишь симметричные, однородные волны (плоские, цилиндрические, сферические). Но, напр., суперпозиция двух плоских продольных (напр., звуковых) волн; распространяющихся под углом друг к другу, порождает неоднородную плоскую волну, в к-рой частицы движутся по эллипсам, различным в разных точках пространства.

М. А. Миллер, Л. А. Островский.
ПРОДОЛЬНОЙ УПРУГОСТИ МОДУЛЬ — см. Модуль упругости.

ПРОДОЛЬНЫЙ ИЗГИБ — деформация изгиба прямого стержня при действии продольных (направленных по оси) сжимающих сил. При квазистатич. возрастании нагрузки прямолинейная форма стержня остаётся устойчивой до достижения нек-рого критич. значения нагрузки, после чего устойчивой становится искривлённая форма, причём при дальнейшем возрастании нагрузки прогибы быстро увеличиваются.

Для призматич. стержня из линейно-упругого материала, снятого силой P , критич. значение даётся ф-лой Эйлера $P_{кр} = \pi^2 EI / (\mu l)^2$, где E — модуль упругости материала, I — момент инерции поперечного сечения относительно оси, соответствующей изгибу, l — длина стержня, μ — коэф., зависящий от способа закрепления. Для стержня, опирающегося своими концами на опору, $\mu = 1$. При малых P — $P_{кр} > 0$ изогнутая ось близка по форме к $\sin(\pi x/l)$, где x — координата, отсчитываемая от одного из концов стержня. Для стержня, жёстко закреплённого на обоих концах,

$\mu = 1/4$; для стержня, к-рый одним концом закреплён, а другой (загруженный) его конец свободен, $\mu = 2$. Критич. сила для упругого стержня отвечает точке *бифуркации* на диаграмме сжимающая сила — характерный прогиб. П. и. — частный случай более широкого понятия — *потери устойчивости упругих систем*.

В случае неупругого материала критич. сила зависит от соотношения $\sigma(\epsilon)$ между напряжением σ и откл. деформацией ϵ при одностороннем сжатии. Простейшие модели упругопластич. П. и. приводят к ф-лам типа Эйлера с заменой модуля упругости E либо на касательный модуль $E_t = d\sigma/d\epsilon$, либо на приведённый модуль E_p . Для стержня призмат. сечения $E_p = 4EE_t / (\sqrt{E} + \sqrt{E_t})^2$.

В реальных задачах оси стержней имеют нач. искривления, а нагрузки приложены с эксцентриситетом. Деформация изгиба в сочетании со сжатием происходит с самого начала нагружения. Это явление наз. *продольно-поперечным изгибом*. Результаты теории П. и. используют для приближённой оценки деформации и несущей способности стержней с малыми нач. возмущениями.

При динамич. нагрузках формы П. и. и продольно-поперечного изгиба могут существенно отличаться от форм потери устойчивости при квазистатич. нагружении. Так, при очень быстром нагружении стержня, опирающегося своими концами, реализуются формы П. и., имеющие две и более полуволны изгиба. При продольной силе, к-рая периодически изменяется во времени, возникает *параметрический резонанс* поперечных колебаний, если частота нагрузки $\theta = 2\omega_j/n$, где ω_j — собств. частота поперечных колебаний стержня, n — натуральное число. В нек-рых случаях параметр. резонанс возбуждается также при $\theta = (\omega_j + \omega_k)/n$, $j \neq k$.

Лит.: Лаврентьев М. А., Ишлинский А. Ю., Динамические формы потери устойчивости упругих систем, ДАН СССР, 1949, т. 84, № 8, с. 778; Вологин В. В., Динамическая устойчивость упругих систем, М., 1956; Волынский А. С., Устойчивость деформированных систем, 2 изд., М., 1967; В. В. Волынский.

ПРОЕКЦИОННЫЙ АППАРАТ — оптич. устройство, формирующее изображения оптических объектов на рассеивающей поверхности, служащей экраном. По способу освещения объекта различают диакопич., эпикопич. и андиаскопич. П.а.

В *диаскопическом* П.а. (рис. 1) изображение на экране создается световыми лучами, прошедшими сквозь прозрачный объект (диапозитив, киноплёнку). Это самая многочисленная и разнообразная группа П.

Рис. 1. Оптическая схема диакопического аппарата: 1 — источник света; 2 — осветительная система (конденсор); 3 — диапозитив; 4 — объектив; 5 — экран.

а., предназначенная для фотопечати, просмотра диапозитивов, чтения микрофильмов и т. д. Разновидностью диакопич. П. а. является кинопроект. аппарат.

Эпикопический П. а. (рис. 2) проецирует на экран изображение непрозрачного объекта с помощью лучей, рассеиваемых этим объектом. К ним относятся эпикопы, приборы для копирования топографич. карт, проецирования рисунков и т. д.

Рис. 2. Оптическая схема эпикопического аппарата: 1 — источник света; 2 — осветительная система (конденсор); 3 — непрозрачный объект; 4 — объектив; 5 — зеркало; 6 — экран.

Эти диакопические и П. а. представляют собой комбинация диакопич. и вископич. приборов (см. *Видиаскоп*), допускающую проецирование как прозрачных, так и непрозрачных объектов.

П. а. состоит из механич. и оптич. деталей. Механич. часть П. а. обеспечивает определ. положение объектов относительно оптич. части, смену объектов и требующую длительность их проецирования. Оптич. часть, осуществляющая процесс проецирования, состоит из осветит. системы (включающей источник света и конденсор) и проекц. объектива.

Лит.: В о л о с о в Д. С., Д и н и я н М. В., Теория и расчет светотехнических систем проецирующих приборов, М., 1969; Теория оптических систем. 2-й изд., М., 1981.

ПРОЕКЦИОННЫЙ ОПЕРАТОР (действующий на векторном пространстве L) — оператор P , определенный на всем L , такой, что $P^2 = P$. Если $L = L_1 \oplus L_2$ — пространство L (пространство L_1 и L_2 — подпространства L), тогда L представимо в виде прямой суммы двух ортогональных друг другу подпространств: $L = L_p \oplus L_p^\perp$, причём P действует тождественно на всех векторах $x \in L_p$ и обращает в нуль все векторы $y \in L_p^\perp$. Т. о., оператор P проецирует любой вектор $f \in L$ ($f = x + y$, где $x \in L_p$, $y \in L_p^\perp$) на подпространство L_p : $Pf = x \in L_p$.

Примеры П. о. в физике — операторы, проецирующие на собой подпространства, отвечающие к.-л. свойствам. значениям самосопряжённого оператора A спектральные П. о. (см. *Собственные функции*). Метод П. о. широко применяется в матем. аппарате физики.

На множестве всех П. о. можно определить групповые операции сложения и умножения. Обозначим через $P \oplus Q$ П. о. на подпространстве $\Omega \subset L$. Тогда выполнены свойства: $P \oplus P = P$, $P \oplus Q = P \oplus Q$, т. е. различные П. о. коммутируют между собой, и их произведение — опять П. о., если $\Omega_1 \cap \Omega_2 = \{0\}$, то $P_{\Omega_1} + P_{\Omega_2} = P_{\Omega_1 \cup \Omega_2}$, т. е. в этом случае сумма П. о. снова даёт П. о.; $P \oplus P_{L/\Omega} = I$, т. е. $P_{L/\Omega}$ будет обратным элементом по сложению. Д. О. Чезков.

ПРОЗРАЧНОСТЬ среды — величина, показывающая, какая доля падающего на поверхность потока излучения (или для видимого света — светового потока) проходит без изменения направления через слой единичной толщины. (Влияние поверхностей раздела, через к-рые проходит излучение, исключается.) Высокий П. обладают среды с направленным пропусканием излучения. В диапазоне видимого света сиянов тела на таких сред при подходящих геом. формах предметы видны отчетливо. П. зависит от длины волны излучения; применительно к монохроматич. свету говорят о монохроматич. прозрачности. П. отпадают от пропускания вообще, т. к. среда может быть непрозрачной, но в то же время пропускать рассеянный свет (напр., П. тонких слоев бумаги равна нулю, через них проходит только рассеянный свет). Соответственно П. связана только с коэф. направленного (но не диффузного) пропускания (см. *Пропускание коэффициент*). В слое толщиной 1 см П. оптич. кварца ок. 0,999, оптич. стекла 0,99—0,995.

ПРОЗРАЧНОСТЬ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ — способность атмосферы пропускать направленное излучение. Различают понятия «прозрачность среды» и «пропускание излучения средой». Среда может быть непрозрачной (облака, молочное стекло и др.) и в то же время может пропускать рассеянный свет. Но применительно к атмосфере под пропусканием обычно понимают долю пропускания атмосферой только направленного излучения, поэтому характеристики пропускания и П. з. а. связаны между собой.

Понятие П. з. а. связывалось обычно с возможностью чёткого видения удалённых предметов и объектов, т. е. с условиями пропускания атмосферой видимого излучения. В настоящее время это понятие использо-

ется для характеристики излучения в широком диапазоне длин волн — от рентг. и гамма-излучения вплоть до микроволнового.

Различают спектральную и интегральную П. з. а. Под спектральной П. з. а. понимают способность атмосферы пропускать направленное квазимонохроматич. излучение, т. е. излучение в сравнительно узких участках спектра. Под интегральной П. з. а. понимают способность атмосферы пропускать направленное излучение в широких участках спектра. Для количественного выражения П. з. а. используются разные характеристики. Наиб. употребляемыми из них являются: коэф. пропускания, коэф. прозрачности, фактор мутности и метеорологич. дальность видимости.

В общем случае прозрачность среды характеризуется коэф. пропускания t — отношением потока, прошедшего через среду, к потоку, улавливаемому на неё. Величину, обратную t , наз. коэф. ослабления. Отношение потока излучения Φ , прошедшего атмосфере в вертикальном направлении, к внеатмосферному значению потока Φ_0 наз. коэф. П. з. а. $p = \Phi/\Phi_0$. Эта характеристика непосредственно из измерений не определяется, т. к. источник излучения (обычно используют Солнце) бывает в zenithе лишь в редких случаях. Зависимость потока прошедшей через атмосферу квазимонохроматич. радиации Φ от воздушной (оптич.) массы m в направлении за Солнце (т. е. от отношения оптич. путей наклонного и вертикального лучей) имеет вид

$$\Phi = \Phi_0 p^m, \quad (1)$$

Коэф. пропускания среды t может быть представлен в виде

$$t = \exp\left\{-\int_{l_1}^{l_2} \sigma(l) dl\right\},$$

где интеграл берётся вдоль пути распространения излучения, $l_2 - l_1$ — длина пути. В случае однородной среды $t = \exp(-\sigma(l_2 - l_1))$. Величина σ наз. объёмным показателем ослабления. Он складывается из объёмного показателя рассеяния σ_p и объёмного показателя поглощения σ_n . При прохождении излучения через атмосферу в вертикальном направлении

$$t = p = \exp\left\{-\int_0^{\infty} \sigma(h) dh\right\} \quad (2)$$

и (1) приобретает вид (закон Бугера — Ламберта)

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\tau m), \quad (3)$$

где τ — оптическая толщина (толщина) атмосферы. Закон Бугера — Ламберта (см. *Бугера — Ламберта — Бера закон*) получен для квазимонохроматич. излучения. При использовании его для расчётов интегральных потоков обнаруживается кажущийся дневной ход коэф. прозрачности. С увеличением воздушной массы m (т. е. с уменьшением высоты Солнца над горизонтом) в проходящем потоке увеличивается доля ДВ-радиации, для к-рой атмосфера более прозрачна, что приводит к кажущемуся увеличению П. з. а. (эфф. кт Φ о б с а). Для исключения влияния этого эффекта коэф. интегральной прозрачности p , полученные при разл. высотах Солнца, приводятся по специальным программам к коэф. интегральной прозрачности p_m при определённой воздушной массе m_0 . Обычно принимают $m_0 = 2$ (т. е. высота Солнца равна 30°). Коэф. p_0 регулярно определяются на метеостанциях в широком диапазоне в актиографии, при изучении атм. процессов, при расчётах радиац. потоков, радиац. баланса земной поверхности и т. д.

Определение коэф. П. з. а. производится по данным абс. и относит. измерений. При абс. измерениях по-

ток лучистой энергии Солнца преобразуется в тепловую энергию, к-рая и регистрируется. Зная *солнечную постоянную*, а следовательно, и внеатмосферное значение потока Φ_0 , по ф-ле (1) определяют коэф. П. з. а. Измерения проводятся на актинометрич. станциях с помощью пиргеллометров и актинометров. Данными отключат. измерений прямой солнечной радиации пользуются при определении коэф. П. з. а. методами Бугера — «долгие» и «короткие». При определении П. з. а. «долгие» методом измерения потоков Ф проводят при равной высоте Солнца (т. е. при равных m). Коэф. p определяется по наклону прямой зависимости $\lg F$ от m , в предположении, что в течение измерений П. з. а. оставалась постоянной. При известном для данного фотометра значении внеатмосферной константы Φ_0 (в относит. единицах) определение p может производиться т. н. коротким методом внеатмосферного блеска по ф-ле (1).

Боле чувствительной характеристикой П. з. а. является т. н. фактор мутности атмосферы T — отношение оптич. толщ реальной τ_R и идеальной τ_D (релевской, т. е. когда П. з. а. определяется только релевским рассеянием света) атмосфер. Рассматривая оптич. толщу реальной атмосферы как сумму оптич. толщ идеальной атмосферы τ_D , водяного пара τ_w и аэрозоля τ_a , получают

$$T = 1 + \frac{\tau_w}{\tau_R} + \frac{\tau_a}{\tau_R}.$$

Величину τ_w/τ_R наз. влажной мутностью, величину τ_a/τ_R — остаточной мутностью атмосферы. Т. к. эффект Форбса сказывается одновременно на прозрачности как реальной, так и идеальной атмосфер, фактор мутности почти не зависит от высоты Солнца.

П. з. а. в разл. участках спектра резко изменяется. Так, КВ-излучение Солнца ($\lambda < 290$ нм) практически полностью поглощается верх. слоями атмосферы и до поверхности Земли почти не доходит. На рис. 1 показаны высоты, достигаемые к-рых при вертикальном падении солнечный поток ослабляется в 2 раз. В диапазоне 8—80 нм солнечное излучение поглощается молекулами и атомами азота и кислорода. В области 80—

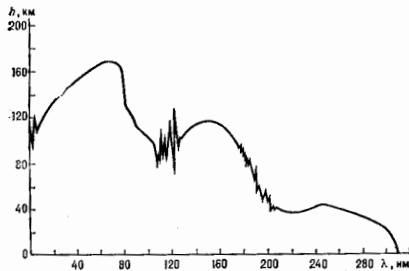


Рис. 1.

200 нм осн. часть излучения поглощается молекулярным кислородом. Немонотонная часть кривой поглощения кислорода на участке 175—202,6 нм формируется системой полос Шумана — Рунге. На участке 200—345 нм УФ-излучение Солнца поглощается озоном в полосе поглощения Хартли (220—320 нм), и к-рой примыкают полосы Хэттванса (300—345 нм).

Коротковолновое УФ-излучение ($\lambda < 290$ нм) может разрушать мн. органич. молекулы (включая ДНК), повреждать земные экосистемы, способствует возникновению рака и др. заболеваний кожи, катаракты, иммунной недостаточности. Наиб. губит. биол. действие

оказывает УФ-излучение в диапазоне 250—260 нм, но как раз на этот участок спектра приходится максимум поглощения озоном в полосе Хартли. Общее содержание озона в атмосфере составляет менее 10^{-9} содержания остальных газов, но этого оказывается вполне достаточно, чтобы защитить Землю от воздействия УФ-излучения. Длинноволновая часть УФ-излучения Солнца ($\lambda > 300$ нм) достигает поверхности Земли и оказывает в осн. благотворное влияние на развитие биол. систем.

В области спектра 350—4200 нм земная атмосфера имеет ряд «очков прозрачности» (рис. 2; приведенная кривая соответствует летним условиям в ср. широтах и общему содержанию водяного пара, равному 2 см осадченной воды) и в целом относительно прозрачна.

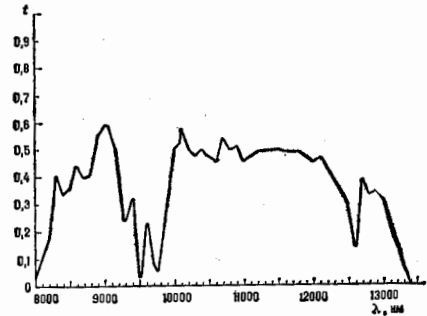
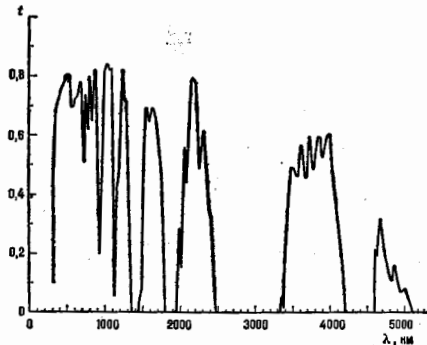


Рис. 2.

Ок. 94% общего потока солнечной энергии на верх. границу атмосферы приходится именно на эту область, причём осн. часть энергии доходит до поверхности Земли. Благодаря этому Земля имеет благоприятный для жизни климат. Ослабление солнечной радиации в КВ-части этой области спектра происходит гл. обр. за счёт рассеяния излучения на молекулах (релевское рассеяние) и на частицах аэрозоля (аэрозольное рассеяние). В ДВ-части этой области солнечное излучение ослабляется в полосах поглощения водяного пара, углекислого газа, озона и ряда др. малых газовых составляющих (NO_x , CH_4 и др.).

Имеется также «окно прозрачности» в области спектра 8000—12000 нм. Коэф. пропускания солнечного излучения в этом «окне» колеблется в ср. в пределах 60—70%. На участках спектра 5200—8000 нм и более 15000 нм солнечное излучение практически полностью поглощается водяным паром.

В связи с использованием лазеров развиваются исследования особенностей распространения лазерного луча в атмосфере. Из-за высокой монохроматичности лазерного излучения даже в «окнах прозрачности» атмосферы лазерный луч может сильно ослабляться. В тонкой структуре спектра поглощения атмосферы в этих «окнах» имеются относительно узкие, но сильные полосы поглощения. Количественные оценки П. з. а. для лазерного излучения требуют знания (с весьма высокой точностью) положения, интенсивности и форм линий тонкой структуры спектров ат. газов. Большая мощность излучения лазеров ($\sim 10^5$ Вт/см²) может вызывать разл. рода нелинейные эффекты (многофотонные эффекты, приводящие к пробую в газах; спектроклионч. эффекты насыщения, вызывающие частичное просветление газов; эффекты самофокусировки оптич. пучков, вызываемых зависимостью коэф. преломления среды от мощности потока излучения, и др.). При малой длительности оптич. импульсов ($\sim 10^{-8}$ с) могут возникать явления, приводящие к отклонению ослабления излучения от закона Бутера.

Характеристикой горизонтальной П. з. а. чаще всего служит метеорологич. дальность видимости L_m — наиб. расстояние, на к-ром в светлое время суток можно различить (обнаружить) невооружённым глазом на фоне неба вблизи горизонта или на фоне воздушной дымки чёрный объект, имеющий размеры более чем $15' \times 15'$. Величина L_m связана с показателем рассеяния σ_p соотношением

$$L_m = 3,9 \frac{1}{\sigma_p} \quad (4)$$

Широко используются инструментальные методы определения метеорологич. дальности видимости, при этом измерит. приборы часто градуируются также в единицах L_m по ф-ле (4). В табл. приводится шкала видимости (в баллах), соответствующая ей пределы L_m в объёмные показатели рассеяния σ_p .

Шкала видимости, соответствующая ей пределы и объёмные показатели рассеяния

Баллы видимости	Погодные условия	L_m , км	σ_p , км ⁻¹
0	Плотный туман	< 0,05	> 78,2
1	Густой туман	0,05—0,2	78,2—19,6
2	Обычный туман	0,2—0,5	19,6—7,82
3	Лёгкий туман	0,5—1,0	7,82—3,91
4	Слабый туман	1—2	3,91—1,96
5	Дымка	2—4	1,96—0,954
6	Лёгкая дымка	4—10	0,954—0,391
7	Ясно	10—20	0,391—0,196
8	Очень ясно	20—50	0,196—0,078
9	Совершенно ясно	> 50	< 0,078
—	Идеальная атмосфера	277	0,0144

Для идеальной атмосферы в табл. приводится средневзвешенное для видимого участка спектра значение объёмного показателя рассеяния $\sigma_p = \sigma_p$. Гидрометеобюджетной регулярно проводятся измерения, рассчитываются и выдаются краткосрочные прогнозы дальности видимости для разл. регионов.

Лит.: Косидра в а в а К. Я., Антиметрия, Л., 1965; Зув в В. Е., Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей, М., 1966; Зув в В. Е., Кабанов М. В., Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях тумана), М., 1977; В. А. Смирнов.

ПРОИЗВОДИЩЕСТВО ЭНТРОПИИ — прирост энтропии в фаз. системе за единицу времени в результате протекающих в ней неравновесных процессов; одно из осн.

понятий *термодинамики неравновесных процессов*. П. э., отнесенное к единице объёма, наз. *локальным* П. э. Если термодинамич. силы X_i (градиенты темп-ры, концентрации компонентов или их хим. потенциалов, массовой скорости, а в гетерогенных системах — конечные разности термодинамич. параметров) соудают в системе сопряжённые им потоки I_i (теплота, вещества, импульса и др.), то локальное П. э. в такой неравновесной системе

$$\sigma = \sum_{i=1}^n X_i I_i > 0,$$

где n — число независимых действующих термодинамич. сил. Полное П. э. равно интегралу от σ по объёму системы. Если термодинамич. силы и потоки постоянны в пространстве, то полное П. э. отличается от локального лишь множителем, равным объёму системы.

Потоки I_i связаны с вызывающими их термодинамич. силами X_k линейными соотношениями

$$I_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} X_k,$$

где L_{ik} — онсагеровские *кинетические коэффициенты*. Следовательно, П. э.

$$\sigma = \sum_{i,k=1}^n X_i L_{ik} X_k,$$

т. е. выражается квадратичной формой от термодинамич. сил.

П. э. отличн. от нуля и положительно для необратимых процессов (критерий необратимости $\sigma \neq 0$). В стационарном состоянии П. э. минимально (*Принцип наименьшего производства энтропии*). Коэффициент, через потенциалы взаимодействия частиц определяется методами неравновесной статистич. механики или *кинетической теории газов*. В случае теплопроводности П. э. пропорционально квадрату градиента темп-ры и коэф. теплопроводности, в случае вязкого сдвигового течения — квадрату градиента скорости и сдвигового вязкости, в случае диффузии — квадрату градиента концентрации и коэф. диффузии.

Лит. см. при Ст. Термодинамика неравновесных процессов, Д. Н. Зубарев.

ПРОИЗВОДИЩИИ ФУНКЦИОНАЛ — функционал $F[f]$, функциональные производные к-рого по аргументу $f(x)$ дают нулевым набор ф-ций $F_n(x_1, \dots, x_n)$:

$$F_n(x_1, \dots, x_n) = \frac{\delta^n}{\delta f(x_1) \dots \delta f(x_n)} F[f] \Big|_{f=0}$$

Формально П. ф. представляется рядом

$$F[f] = \sum_{n \geq 0} (n!)^{-1} \int dx_1 \dots dx_n F_n(x_1, \dots, x_n) f(x_1) \dots f(x_n),$$

а ф-ция F_n наз. *коэффициентным ф-цией* разложения $F[f]$. Функцион. аргумент может быть набором многокомпонентных ф-ций многих переменных: $f(x) = \{f_\mu(x_1, \dots, x_m)\}$, $\mu = 1, \dots, m$. Целесообразность введения П. ф. для набора ф-ций F_n в том, что многие их свойства переносятся на $F[f]$ и компактно записываются на языке П. ф.

Роль П. ф. в *квантовой теории поля* основана на том, что в наиб. употребительном в ней *Поле представления* векторам состояния Φ и операторам \hat{A} по самому их построению отвечают П. ф. (для простоты берётся случай скалярного поля)

$$\Phi = \sum_{n \geq 0} (n!)^{-1} \int d\mathbf{k}_1 \dots d\mathbf{k}_n \Phi_n(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_n) \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_1) \dots \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_n) \Phi_0 \leftrightarrow$$

$$\leftrightarrow \langle \Phi | a^n \rangle = \sum_{n \geq 0} (n!)^{-1} \int d\mathbf{k}_1 \dots d\mathbf{k}_n \Phi_n(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_n) a^n(\mathbf{k}_1) \dots$$

$$\dots a^n(\mathbf{k}_n);$$

$$\hat{A} = \sum_{m, n \geq 0} (m!n!)^{-1} \int d\mathbf{k}_1 \dots d\mathbf{k}_m d\mathbf{p}_1 \dots d\mathbf{p}_n A_{mn}(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_m,$$

$$\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n) \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_1) \dots \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_m) \hat{a}(\mathbf{p}_1) \dots \hat{a}(\mathbf{p}_n) \leftrightarrow \langle A | a^m, a^n \rangle,$$

где Φ_0 — фоковский вакуум, \hat{a}^\dagger, \hat{a} — операторы рождения и уничтожения частиц с 3-импульсом \mathbf{k} . П. ф. $A[a^m, a^n]$ наз. нормальным символом оператора \hat{A} , а его разложение получается заменой \hat{a}^\dagger, \hat{a} на комплексно сопряжённые функции a^\dagger, a , а из нек-рого гильбертова пространства. При этом $\langle \Phi | a^n \rangle$ — П. ф. для волновых ф-ций Φ_n n -частичных состояний, а $A[a^m, a^n]$ — П. ф. для матричных элементов A_{mn} оператора \hat{A} в фоковском базисе.

В релятивистской теории в качестве функций, аргументом берётся нормальный символ Φ_0 оператора свободного поля:

$$\langle \Phi_0(x) | \Phi_0(x') \rangle = (2\pi)^{-3/2} \int d\mathbf{k} (2k_0)^{-1/2} \{ \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}) \exp(ikx) + \hat{a}(\mathbf{k}) \exp(-ikx) \},$$

$$k_0 = \sqrt{k^2 + m^2}.$$

Нормальный символ матрицы рассеяния \hat{S}

$$S[\Phi_0] = \sum_{n \geq 0} (n!)^{-1} \int d\mathbf{x}_1 \dots d\mathbf{x}_n S_n(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n) \Phi_0(\mathbf{x}_1) \dots \Phi_0(\mathbf{x}_n)$$

является П. ф. её коэффициентных ф-ций S_n . Поскольку Φ_0 , как и Φ_0 , удовлетворяют ур-нию свободного поля, \hat{S} и $S[\Phi_0]$ определены лишь на поверхности энергии. Для формулировки причинности вводят расширенный нормальный символ $S[\Phi]$, аргумент к-рого уже не удовлетворяет ур-нию свободного поля. В возмущенной теории этот П. ф. выражается ф-лой Хори

$$S[\Phi] = \exp \left\{ -\frac{i}{2} \int d\mathbf{x} d\mathbf{y} \frac{\delta}{\delta \varphi(x)} D^c(x-y) \frac{\delta}{\delta \varphi(y)} \right\} \times$$

$$\times \exp \left\{ i \int d\mathbf{x} \mathcal{L}[\Phi] \right\},$$

где $D^c(x)$ — причинная ф-ция Грина (пропагатор), $\mathcal{L}[\Phi]$ — нормальный символ лагранжиана взаимодействия. Эта ф-ла компактно записывает результат применения *Вика теоремы* к стандартному выражению для S -матрицы в теории возмущений: $\hat{S} = T \exp \{ i \int d\mathbf{x} \hat{\mathcal{L}} \}$.
 Заменой функций, аргумента у $S[\Phi]$ можно получить П. ф. для Грина функций $G_n(x_1, \dots, x_n)$:

$$Z[J] = \exp \left\{ -\frac{i}{2} \int d\mathbf{x} d\mathbf{y} J(x) D^c(x-y) J(y) \right\} \times$$

$$\times S \left[i \int d\mathbf{x} D^c(x-y) J(y) \right],$$

где $J(x)$ — внеш. источник поля. Функционал $W[J] = -\ln Z[J]$ является П. ф. для связанных ф-ций Грина. *Лежандра преобразование* $W[J]$ даёт П. ф. для сильно связанных ф-ций Грина, называемый иногда эфф. действием. На языке П. ф. легко выводятся и компактно формулируются *Уорда тождества* и нек-рые др. соотношения между ф-циями Грина.

П. ф. используется и в статистической физике. Напр., введём s -частичные ф-ции распределения N -частичной системы:

$$F_s(t, x_1, \dots, x_n) = V^s \int d\mathbf{x}_{s+1} \dots d\mathbf{x}_N w_N(t, x_1, \dots, x_N),$$

$$s=1, 2, \dots,$$

где V — объём, $x_i = (q_i, p_i)$, а полная ф-ция распределения w_N удовлетворяет *Лиувилля уравнению* $dw_N/dt = \{H, w_N\}$ с Гамильтоном функцией $H = T(p_i) + U(q_i - q_j)$. Тогда всю цепочку *Боголюбова уравнений* для F_s порождает (в термодинамич. пределе $V, N \rightarrow \infty, V/N = v = \text{const}$) ур-ние

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} = dx \{ f(x) \left[T, -\frac{\partial F_s}{\partial(x)} \right] + \int \frac{1}{2} d\mathbf{x} d\mathbf{y} \{ f(x) f(y) + v^{-1} f(x) + v^{-1} f(y) \} \left[U, \frac{\partial^2 F_s}{\partial(x) \partial(y)} \right] \},$$

для П. ф.

$$F[t; f] = \int d\mathbf{x}_1 \dots d\mathbf{x}_N w_N(t, x_1, \dots, x_N) \prod_{1 \leq i \leq N} (1 + v f(x_i)),$$

а сами F_s выражаются через него ф-лами

$$F_s(t; x_1, \dots, x_s) = \prod_{1 \leq i \leq s} \left(1 - \frac{i}{N} \right)^{-1} \frac{\partial^s F_s}{\partial(x_1) \dots \partial(x_s)}.$$

Лит.: Березин Ф. А. Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1988; Васильев А. Н. Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике, Л., 1976; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию нелинейных полей, 2 изд., М., 1988; Ицкив С. К., Зверев Р. Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1-2, М., 1984. А. М. Малюжостов, В. П. Павлов.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ (планетная космогония). Происхождение и эволюция Солнца рассматриваются теориями *звездобразования* и *звездной эволюции*, а при изучении П. С. с осн. вниманием уделяется проблеме образования планет, в прежде всего Земли. Звёзды с планетными системами могут составлять промежуточный класс между одиночными и двойными звёздами. Не исключено, что строение планетных систем и способы их формирования могут быть весьма различными. Строение *Солнечной системы* (СС) обладает рядом закономерностей, указывающих на совм. образование всех планет и Солнца в едином процессе. Такими закономерностями являются: движение всех планет в одном направлении по эллипсич. орбитам, лежащим почти в одной плоскости; вращение Солнца в том же направлении вокруг оси, близкой к перпендикулярю к центр. плоскости планетной системы; осевое вращение в том же направлении большинства планет (за исключением Венеры, к-рая очень медленно вращается в обратном направлении, и Урана, к-рый вращается как бы лёжа на боку); обращение в том же направлении большинства спутников планет; закономерное возрастание расстояний планет от Солнца; деление планет на родств. группы, отличающиеся по массе, хим. составу и кол-ву спутников (группа близких к Солнцу планет земного типа и далёкие от Солнца планеты-гиганты, также подразделяющиеся на 2 группы); наличие пояса малых планет между орбитами Марса и Юпитера.

Краткая история. Начало развитию планетной космогонии положено гипотезой Капта—Лапласа. И. Капт (I. Kant, 1755) выдвинул идею о формировании планет из разреженного пылевого вещества, обращавшегося вокруг Солнца. Согласно П. С. Лапласу (P. S. Laplace, 1796), материалом для образования планет послужила часть газового вещества, отделившаяся от сжимающегося протосолнца. Наряду с гипотезой Капта—Лапласа предлагались гипотезы, основанные на идее *экастастрофич. событий*. В 1920—30-х гг. известностью пользовалась гипотеза Дж. Х. Диниса (J. H. Jeans), считавшего, что планеты образовались из вещества, вырванного из Солнца притяжением протезвезды поблизости

звезды. Однако уже в кон. 30-х гг. выяснилось, что гипотеза Джинса не способна объяснить размеры планетной системы. Ряд важных исследований по проблеме образования околозвездной туманности и формирования в ней планет был проведён в 30—40-х гг. Х. Альфвене (H. Alfvén) и Ф. Хойл (F. Hoyle) привлекли внимание к магнитогидродинамич. эффектам, играющим важную роль на ранних стадиях формирования звезды и её окружения. Х. Берлаге (H. Berlage) и К. Вейцзеккер (C. Weizsäcker) построили первые газодинамич. модели первичного околозвездного диска. Начало планомерной разработке теории П. С. с. положено работами О. Ю. Шмидта. В трудах отечеств. школы планетной космогонии вынесены осн. черты эволюции протопланетного диска и процессов, сопровождающих формирование планет. К 80-м гг. получен обширный материал наблюдательных данных по современному звездообразованию. Благодаря полётам космич. аппаратов неизмеримо возрос объём информации о строении, составе и свойствах тел СС. Лаб. изучение внеземного вещества и использование ЭВМ при моделировании астрофиз. событий позволили перейти к построению достаточно детальных количеств моделей П. С. с.

Образование Солнца и допланетного диска. Звёзды солнечного типа образуются в газопылевых комплексах с массой $\geq 10^3 M_{\odot}$ (M_{\odot} — масса Солнца). Пример такого комплекса — известная *туманность Орiona*, в г-рой идёт активное звездообразование. По-видимому, и Солнце образовалось вместе с группой звёзд в ходе перемежающихся процессов сжатия и фрагментации подобной туманности.

Начавшее сжиматься массивное облако, участвующее в общем вращении Галактики, не может сжаться до высокой плотности из-за большого момента кол-ва движения (момента вращения). Поэтому оно стремится распаться на отд. фрагменты. Часть момента вращения при этом переходит в момент отосит. движения фрагментов. Процесс последоват. фрагментации, сопровождаемый беспорядочными (турбулентными) движениями, ударными волнами, запутыванием магн. полей, притягивным взаимодействием фрагментов, сложен и повият недостаточен. Однако эволюция изолиров. фрагмента с массой $\sim 1 M_{\odot}$, обладающего не слишком большим мом. вращением ($\sim 10^{22}$ г·см²/с), может быть прослежена путём расчётов на ЭВМ. Расчёты показывают, что при большем моменте вращения вместо *протозвезды* может возникнуть неустойчивое кольцо, разбивающееся на фрагменты. Таким путём, возможно, формируются кратные звёзды. При много меньшем значении момента вращения более вероятно образование одиночной звезды. В 80-х гг. появились первые расчёты по образованию около сжимающейся, медленно вращающейся протозвезды (Солнца) уплотнённого газопылевого диска. Большая часть газа, окружающего протозвезду (вращающаяся оболочка), аккрецирует (см. *Аккреция*) на неё. Согласно оценкам, в экваториальной области сжимающейся протозвезды должна существовать область с интенсивным перераспределением момента вращения. В случае зфф. турбулентности, вызванной продолжающейся аккрецией газа, всё новые порции вещества с избыточным моментом выносятся наружу, образуя вращающийся газопылевой диск. Часть вещества в сжимающейся оболочке аккрецирует непосредственно на диск. За 10^3 — 10^6 лет диск вырастает до размеров порядка радиуса совр. планетной системы (40—50 а. е.) и имеет массу 0,05—0,1 M_{\odot} . Центр. область протозвезды, от к-рой передавался значит. вращат. момент, сжимался, превращаясь в звезду за $\sim 10^6$ лет. Не исключено, что в зависимости от нач. условий в газопылевом комплексе, влияния соседних фрагментов, а также возмущающих близости *можн. звёзд* и *сверхновых звёзд* массы и размеры образующихся дисков могут варьировать в широких пределах. Важную роль в развитии эволюции таких дисков играет активность моло-



Эволюция допланетного диска: а — опускание пыли к центральной плоскости; б — формирование пылевого субдиска; в — распад пылевого субдиска на пылевые ступени; г — формирование из пылевых ступеней компактных тел (по Б. Ю. Левиэву, 1984).

дой звезды — её излучение в рентг. и УФ-диапазонах, *общая светимость* и интенсивность *звёздного ветра*. Согласно этим гидродинамич. моделям околозвездного газопылевого диска, вращающегося вокруг такого активного Солнца, темп-ра в центр. плоскости диска падает с расстоянием от Солнца г как $r^{-1/2}$, $r^{-1/2}$, составляя 300—400 К на расстоянии $r = 1$ а. е. и лишь десятки кельвинов на $r = 10$ —30 а. е. Внем. разреженные слои диска могли нагреваться КВ-излучением Солнца до весьма высоких темп-р, что вело к потере газа (его рассеянию в межзвёздное пространство). Этому процессу способствовал также интенсивный солнечный ветер.

Эволюция допланетного диска: динамические аспекты. При моделировании отд. стадий эволюции диска (рис.) и образования планет большое внимание уделяется нач. стадиям — опусканию пылинки к центр. плоскости диска и их слиянию в турбулентном газе. Время опускания пыли и образования пылевого субдиска зависит от интенсивности турбулентных движений в газовой составляющей диска и оценивается в 10^4 — 10^6 лет. При достижении в пылевом слое критич. плотности ($\rho_{кр} \sim 3 M_{\odot}/2л^3$) в результате *гравитационной неустойчивости* пылевой субдиска должен был бы распаться на множество пылевых ступеней. На разных расстояниях от Солнца времена образования пылевых ступеней и их массы могли несколько отличаться, но, по оценкам, в ср. их массы были близки к массам крупнейших совр. *астероидов*. Столкновения ступеней вызывали объединение (и сжатие) большинства из них и образование компактных тел — планет и е т е з и м а л е й. Этот процесс, с космогонич. точки зрения, был также весьма быстрым ($\leq 10^6$ лет).

Следующий этап — аккумуляция планет из роя планетезималей и их обломков — занял гораздо больше времени (10^7 — 10^8 лет). Численное моделирование позволяет определять одновременно распределение

масс и скоростей допланетных тел. Сначала тела двигались по круговым орбитам в плоскости породивших их пылевого слоя. Они росли, сливаясь друг с другом и выжаривая окружающее рассеянное вещество (остатки первичной пыли и обломки, образовавшиеся в процессе столкновений планетезималей). Гравитационное взаимодействие тел, усилившееся по мере их роста, постепенно изменяло их орбиты, увеличивая эксцентриситет и с р. наклон к центр. плоскости диска. Наб. массивные тела оказались зародками будущих планет. При объединении в планеты многих тел произошло усреднение их индивидуальных характеристик движения, и поэтому орбиты планет получились почти круговыми и компланарными. Оценочные аналитические и получаемые в численных расчётах отност. расстояния между планетами, их массы и общее число, периоды собств. вращения, наклоны осей, эксцентриситеты и наклоны орбит удовлетворительно согласуются с наблюдениями.

Процесс образования планет-гигантов был более сложным, многие его детали ещё предстоит выяснить. Их образование осложнялось длительным присутствием газовой компоненты и эфф. выбросом вещества во внеш. зоны и даже за пределы СС. Согласно моделям, образование Юпитера и Сатурна протекало в два этапа. На первом этапе, длившемся десятки млн. лет в области Юпитера и около ста млн. лет в области Сатурна, происходила аккумуляция твёрдых тел, подобная той, что была в зоне планет земной группы. Когда крупнейшие тела достигали нек-рой критич. массы ($\geq 5 M_{\oplus}$, M_{\oplus} — масса Земли), начинался 2-й этап эволюции — аккреция газа на эти тела, дивящийся 10^5 — 10^6 лет. Из зоны планет земной группы газ рассеивался за время $\sim 10^7$ лет, в зоне Юпитера и Сатурна он оставался неск. дольше. Образование твёрдых ядер Урана и Нептуна находившихся на больших расстояниях, заняло сотни млн. лет. К этому времени газ из их окрестностей был уже практически потерян. Темп-ры в этой внеш. части СС не превышали 100 К, в результате, помимо силикатной компоненты, в состав этих планет и их спутников вошло много конденсатов воды, метана и аммиака.

Малые тела СС — астероиды и кометы — представляют собой остатки роя промежуточных тел. Крупнейшие из совр. астероидов (поперечником ≥ 100 км) образовались ещё в эпоху формирования планетной системы, а средние и мелкие — в большинстве своём обломки крупных астероидов, раздробившихся при столкновениях. Благодаря столкновениям астероидных тел непрерывно пополняется запас пылевого вещества в межпланетном пространстве. Др. источн. мелких твёрдых частиц — испарение и распад кометных ядер при пролёте их вблизи Солнца. Ядра комет, по-видимому, представляют собой остатки каменисто-ледяных тел зоны планет-гигантов. Массы планет-гигантов ещё до завершения их роста стали столь большими, что своим притяжением начали сильно изменять орбиты пролетающих мимо них малых тел. В результате нек-рые из этих тел приобрели очень вытянутые орбиты, уходящие далеко за пределы планетной системы. На тела, удалявшиеся дальше 20—30 т. а. с. от Солнца, заметное гравитационное воздействие оказали ближайшие звёзды. В большинстве случаев воздействие звёзд приводило к тому, что малые тела переставали заходить в область планетных орбит. Планетная система оказалась окружённой роем каменисто-ледяных тел, простирающимся до расстояний 10^4 — 10^6 а. с. и являющимся источником ныне наблюдаемых комет (облако Оорта).

Происхождение системы регулярных спутников планет, движущихся в направлении вращения планеты по почти круговым орбитам, лежащим в плоскости её экватора, обычно объясняется процессами, аналогичными тем, к-рые привели к образованию планет. Согласно моделям, в ходе формирования планеты в результате неупругих столкновений планетезималей часть из них могла быть захвачена на околопланетную орбиту,

образовав околопланетный доступный диск. Оценки показывают, что характерные времена аккумуляции и разрушения небольших спутников при дроблении много меньше характерного времени образования самой планеты. Вещество в доступных дисках неоднократно обновлялось, прежде чем смогло образоваться относительно устойчивая спутниковая система. Согласно модельным расчётам, массы доступных дисков $\sim 10^4$ — 10^5 от массы планеты, что достаточно для формирования спутниковых систем планет-гигантов. В системе регулярных спутников Юпитера имеется деление на две группы: силикатную и водно-силикатную. Различия в хим. составе спутников показывают, что молодой Юпитер был горячим. Нагрев мог быть обеспечен выделением гравитацион. энергии при аккреции газа. В системе спутников Сатурна, состоящих в осн. из льда, нет деления на две группы, что связывают с более низкой темп-рой в окрестностях Сатурна, при к-рой могла конденсироваться вода. Происхождение иррегулярных спутников Юпитера, Сатурна и Нептуна, т. е. спутников, обладающих обратным движением, а также небольшого внеш. спутника Нептуна, обладающего прямым движением по вытянутой орбите, объясняют захватом. У медленно вращающихся планет (Меркурия и Венеры) спутников нет. Они, по-видимому, испытали приливное торможение со стороны планеты и упали в конце концов на её поверхность. Действие приливного торможения проявилось также в системах Земли — Луна и Плутон — Харон, где спутники, образуя с планетой двойную систему, всегда повернуты к планете одним и тем же полушарием.

Происхождение Луны чаще всего связывают с образованием её на околоземной орбите, однако продолжают обсуждаться и маловероятные гипотезы захвата Земли готовой Луны, отделения Луны от Земли. Разрабатывается и компромиссная гипотеза, связывающая появление массивного околоземного доступного диска с гигантским выбросом вещества, вызванным столкновением протоземли с крупным телом (с размерами порядка Меркурия или даже Марса). Согласно расчётам, из массивного спутникового рои могла образоваться система из неск. крупных спутников, орбиты к-рых с равной скоростью эволюционировали под действием приливного трения, и, в конечном счёте, спутники объединились в одно тело — Луну.

Космохимические аспекты (эволюция состава). В основе физ.-хим. исследований ранних стадий эволюции СС лежат данные по составу межзвёздной и межпланетной пыли, планет и их атмосфер, астероидов и комет. Особое место принадлежит лаб. исследованиям метеоритов — образцов астероидного вещества. Вещество, вошедшее в тела СС, проходило неоднократную физ.-хим. переработку и во многом утратило память о ранних стадиях эволюции. Однако отд. тела СС содержат вещество, хранящее ту или иную информацию в виде реликтовых минеральных фракций, включений и т. п. Образцы такого вещества используются как «космохронометры», «космотермометры», «космосбарометры».

Хим. состав первичного допланетного диска обычно полагают близким к солнечному (среднекосмохимическому). В первичном диске газ (в осн. молекулы водорода и гелия) составлял 98—99% всей массы. Пыль (ферромагнетические силикаты и алюмосиликаты во внутр. части диска, к к-рым добавлялись льды во внеш. части) вначале играла второстепенную роль. В ходе образования и эволюции допланетного диска происходили изменения элементного и изотопного состава газовой и конденсированной компонент, разнообразие процессы обмена между этими двумя осн. резервуарами. Согласно моделям, в процессе образования диска и близке к Солнцу окрестности *межзвёздная пыль* в ходе аккреции испарялась и лишь после частичного охлаждения газа происходила конденсация тугоплавких и умеренно тугоплавких соединений. Во внеш. зоне СС в состав первичных тел могла войти межзвёздная пылевая

компонента. Лаб. анализ образцов наиб. примитивных углистых хондритов указывают на присутствие в них вещества, близкого по особенностям элементного, изотопного и минерального состава к межзвёздной пыли. В целом определения изотопного состава земных и лунных образцов, метеоритов и межзвёздной пыли показывают относительную однородность, а следовательно, хорошую перемешанность осн. массы протопланетного вещества. Это сильный довод в пользу образования дополнительного диска и Солнца в едином процессе. Т. о., установленный для Земли, Луны и древнейших метеоритов возраст в 4,5—4,6 млрд. лет можно считать возрастом СС. В то же время изотопный состав газовой и конденсированной компонент в ходе формирования диска и в последующем при формировании планет несомненно менялся. Интерпретация вариаций содержания отд. изотопов в образцах всеземного вещества частую неоднозначна и зависит от выбора динамич. модели. Важно, однако, что находки донерных продуктов распада короткоживущих изотопов ^{26}Al , ^{107}Pd и др. позволяют получить оценки длительности отдельных равных стадий. Полученные оценки, основанные на ряде изотопных систем, включающих вымершие короткоживущие изотопы, не противоречат динамич. оценкам длительности стадий формирования планет (10^7 — 10^8 лет).

Ядра крупнейших первичных тел подвергались разогреву до 300—700 К, а иногда и до 1000—1500 К, что достаточно для частичного и полного плавления. Об этом говорят представители особых классов метеоритов, состав и физ. свойства к-рых указывают на то, что их родительские тела прошли стадии нагрева и дифференциации вещества. Причины разогрева до конца неясны. Возможно, он был связан с выделением тепла при распаде короткоживущих радиоакт. изотопов; сущность нагрев мог быть обеспечен взаимными столкновениями.

Ограничения на характер процессов в ранней СС получены при исследовании образцов всеземного вещества, взаимодействовавшего с галактич. и солнечными космическими лучами. Так, исследование зёрен метеоритного вещества, облучённого солнечными космич. лучами, позволило сделать вывод, что к моменту формирования протопланет в зоне земной группы газ в осн. был уже потерян. Это важный аргумент в пользу представлений о вторичности атмосфер Земли, Венеры и Марса.

Начальное состояние и эволюция планет. В результате столкновений растущих планет с телами размером 100—1000 км протопланеты испытывали значит. нагрев, дегазацию, плавление и дифференциацию недр. Изотопный анализ (по изотопам урана и свинца) свидетельствует о раннем образовании земного ядра. Его осн. масса, вероятно, сформировалась более 4 млрд. лет назад, т. е. в первые сотни млн. лет существования Земли. Древний характер поверхностей Меркурия и Луны и ряд косвенных данных о строении Марса и Венеры не противоречат концепции раннего образования ядер планет земной группы. Данные о возможном составе планет говорят о том, что образование ядер планет земной группы произошло вследствие отделения богатого железом расплава от силикатов. Физикохимия процесса отделения железного расплава и динамика опускания его к центру планеты изучены недостаточно. Разогрев планет в ходе их роста сопровождался выделением летучих компонент, содержавшихся в веществе протопланетных планетезималей. В случае Земли водяные пары конденсировались в воды первичных бассейнов, а газы образовали атмосферу. Согласно изотопному анализу (по изотопам йода и ксенона), осн. масса атмосферы Земли была накоплена к моменту завершения роста планеты. Состав древней атмосферы известен пока плохо.

Процесс хим. расхождения земных недр происходит и в наше время. Лёгкие расплавы в виде магмы поднимаются из мантии в кору. Они частично застревают

и застаиваются внутри земной коры, а частично прорывают кору и в виде лавы изливаются наружу при вулканич. извержениях. Крупномасштабные перемещения вещества в недрах, вызванные тепловой конвекцией и хим. дифференциацией, проявляются в виде подъявмов и опусканий больших участков поверхности, перемещении литосферных плит, на к-рые расчленена земная кора, в виде процессов вулканизма и горообразования, а также землетрясений (см. *Сейсмология*). О совр. строении планетных недр см. в ст. *Планеты и спутники*.

Лит.: Protostars and planets, т. 1—2. Тускоп, 1978—85; Сафронов В. С., Витязев А. В., Происхождение Солнечной системы, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 24, М., 1983.

ПРОКА УРАВНЕНИЕ — ур-ние свободного векторного поля $F_{\mu\nu}$ с массой m и спином 1:

$$\partial_{\mu} F_{\nu\lambda} + m^2 V_{\mu} = 0,$$

где $\partial_{\mu} = \partial/\partial x_{\mu}$, $\mu = 0, 1, 2, 3$; $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} V_{\nu} - \partial_{\nu} V_{\mu}$. П. у. эквивалентно системе Клейна — Гордона уравнения ($\square + m^2$) $V_{\mu} = 0$ и условия Лоренца $\partial_{\mu} V^{\mu} = 0$. Благодаря свободному полю Прока описывает четыре, а три (непрерывные) степени свободы и отвечает спину 1. Формально при $m = 0$ П. у. переходит в Максвелла уравнения; получающееся безмассовое векторное поле приобретает калибровочную инвариантность и отвечает лишь двум физ. степеням свободы. Это обстоятельство делает невозможным непосредств. переход от квантовой теории массивного векторного поля к квантовой теории безмассового поля. Проблема перехода решается Штюкельберга формализмом, дающим альтернативное описание массивного векторного поля.

Лит.: Умэдзава А. К., Квантовая теория поля, пер. с англ., М., 1958; Огишевский В. И., Подубарик И. В., Калибровочно-инвариантная формулировка теории свободного векторного поля, «Изв. АН УССР», т. 41, с. 247; Икисон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

ПРОМЕЖУТЧНАЯ ВАЛЕНТНОСТЬ — специфич. состояние ионов в твёрдом теле, при к-ром в ионном остове имеется в среднем не целое (дробное) число электронов. Термин «П. в.» применяется в осн. по отношению к соединениям редкоземельных элементов и актиноидов, реже — переходных металлов. При формировании твёрдых тел из атомов или ионов их валентные электроны обычно уходят на образование хим. связей либо переходят в зону проводимости, а электроны частично заполненной 4f-оболочки вследствие малого её размера ($\sim 0,4 \text{ \AA}$) остаются локализованными в ионном остове. Типичное значение валентности редкоземельных элементов 3+. Это означает, что атом покидают 3 валентных электрона. Их 4f-оболочка заполнена частично, т. е. в ней меньше 14 электронов. Существуют, однако, аномальные редкоземельные элементы, у к-рых сечение атома имеет нестандартную валентность: 4+ у Ce и Pr, 2+ у Sm, Eu, Tm, Yb. Появление валентностей, отличных от 3+, обусловлено особой стабильностью пустых либо целиком заполненных оболочек. Напр., атомы Ce наряду с валентностью 3+, при к-рой 4f-оболочка атома содержит 1 электрон ($4f^1$), имеют валентность 4+, когда 4f-оболочка пуста ($4f^0$). Атомы Yb наряду с валентностью 3+ ($4f^{13}$) имеют валентность 2+ ($4f^{14}$). Аналогичная картина наблюдается в случае ровно валовую заполненных 4f-оболочек: Eu^{2+} ($4f^7$) вместо Eu^{3+} ($4f^6$). В результате для соответствующих атомов

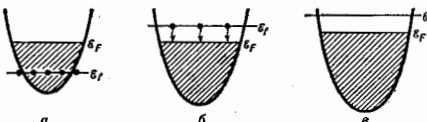


Рис. 1. а — Электронная структура редкоземельного металла; б — переходы с изменением валентности; в — опустошение f-уровня.

(ионов) в кристалле часто оказываются энергетически близкими равные валентные состояния (неустойчивая валентность) и новые редкоземельных элементов имеют в ср. дробное число $4f$ -электронов. Соединения с П. в., как правило, являются *металлами*, хотя среди них встречаются и *полупроводники* с очень малой шириной запрещенной зоны: $\epsilon_g/k \leq 10^3$ К («золотая» фаза SmS , SmB_2 , YbB_{12}).

Системы с неустойчивой валентностью соответствуют случаю, когда f -уровень (ϵ_f) лежит вблизи уровня Ферми ϵ_F у металлов или вблизи зоны проводимости ϵ_c у полупроводников. При изменении внеш. условий (давления, темп-ры, состава соединения) ϵ_f может сдвигаться; напр., под давлением он перемещается

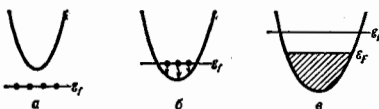


Рис. 2. а — Валентная структура редкоземельного полупроводника; б — переходы с изменением валентности; в — опустошение f -уровня и превращение в металлическую структуру.

вверх; если он при этом пересечёт ϵ_F (ϵ_c), то энергия f -электронов станет больше, чем энергия свободных состояний в зоне проводимости (рис. 1, 2). При этом возможен переход f -электрона из локализованного в делокализов. состояние, т. е. $f-c$ переход с изменением валентности. В случае конденсатов. систем такой переход обычно является *фазовым переходом* 1-го рода. Переход с изменением валентности под давлением наблюдается у SmS , SmSe , SmTe . При переходе сохраняется симметрия решётки (типа NaCl), но происходит скачок параметра решётки; скачком меняются также электрич., оптич. и магн. свойства (проводимость, коэф. отражения, магн. восприимчивость и т. д.). По-видимому, также объясняется γ - α переход в *церии* под давлением (симметрия решётки в обеих фазах одинакова — *гранцентрированная кубическая*). Если f -уровень поднимается над ϵ_F или ϵ_c невысоко, то не все f -электроны «вылущиваются» с f -оболочки. При этом в состояниях, возникающих в результате подобных переходов, наблюдается П. в.

В нек-рых соединениях (SmS_2 , Eu_2S_4) П. в. является термически активированной. В этом случае дробная валентность связана с наличием атомов 2 типов, напр. с валентностью $2+$ и $3+$. При высоких темп-рах между ними происходит быстрый обмен электронами, т. е. переход $\text{Eu}^{2+} \leftrightarrow \text{Eu}^{3+}$. При понижении темп-ры в этих веществах происходит фазовый переход с упорядочением расположения ионов в разных (целочисленных) валентных состояниях (напр., чередование определ. образом ионов Eu^{2+} и Eu^{3+}) и П. в. исчезает. Такие соединения наз. соединениями с неупорядоченной валентностью.

Обычно же под собственно П. в. имеют в виду др. ситуацию, когда все ионы эквивалентны, а дробное значение валентности возникает из-за того, что каждый ион всё время занимает своё состояние, но захватывая электрон на f -уровень, то «выбрасывая» его в зону проводимости (рис. 3). Т. о., в каждом ионе происходит флуктуация валентности, дающие в ср. целое заполнение f -состояний. В этом случае флуктуации имеют квантовую природу и сохраняются вплоть до $T = 0$ К.

С квантовомеханика. точки зрения, в этом случае волновая ф-ция электрона ψ является суперпозицией волновых ф-ций ψ_f и ψ_c :

$$\psi = \alpha\psi_f + \beta\psi_c.$$

Здесь α определяет вероятность найти электрон на f -оболочке и число f -электронов $n_f = |\alpha|^2$. Из-за неоп-

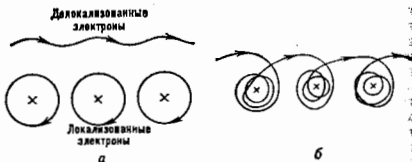


Рис. 3. а — Движение электронов по делокализованным орбитам и коллективизированным; б — движение электронов, участвующих в промежуточной валентности.

редённости соотношения конечное время жизни τ состояния f -электрона означает неопределённость его энергии $\Delta\epsilon_f \tau = \hbar$. Энергетич. уровень ϵ_f приобретает ширину $\Gamma = \Delta\epsilon_f = \hbar/\tau$, превращаясь в т. н. резонанс, лежащий вблизи ϵ_F и заполненный электронами частично (рис. 4). Энергетически в резонанс попадают конфигурации $4f^n$, $4f^{n-1}$. Частичное заполнение резонанса и есть промежуточное значение n_f , т. е. П. в.

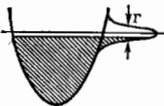


Рис. 4. Валентная структура соединения с промежуточной валентностью.

Нестабильность валентности и возможность перехода f -электрона в зону проводимости и обратно (микроконфигурац. флуктуации) существенно проявляются в большинстве физ. свойств систем с П. в. Т. к. энергия $4f$ -уровня лежит вблизи ϵ_F , то размытие уровня ϵ_f приводит к появлению вблизи ϵ_F узкого пика в плотности состояний $g(\epsilon)$ с шириной, пропорциональной Γ^2 , где V — матричный элемент $f-c$ перехода (рис. 5).

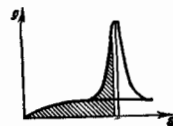


Рис. 5. Плотность электронных состояний в системах с промежуточной валентностью.

Соответственно системы с П. в. имеют характерную темп-ру T^* ($kT^* \sim \Gamma$) и частоту ω микроконфигурац. флуктуаций, определяющую соотношение $\hbar\omega \sim \Gamma$. Типичные значения $T^* \approx 10^2 - 10^3$ К. В системах со слабой П. в., когда заполнение f -оболочки близко к целому, напр. в соединениях Се, где валентность $\leq 3,05$, $T^* \sim 1-10$ К (см. *Кондо-решётки, Тяжёлые фермионы*).

В конденсиров. системах число состояний в пике $g(\epsilon)$ велико (~ 1 на ячейку) и уровень Ферми фиксируется в окрестностях этого пика. Повышение плотности состояний на уровне Ферми проявляется в большинстве термодинамич. свойств систем с П. в.: большой коэф. γ в линейной части температурной зависимости *электронной теплоёмкости* ($C_e = \gamma T$, $\gamma \propto (T^*)^{-1}$), большое значение магн. восприимчивости ($\chi_0 \sim \chi$), часто заметное возрастание сжимаемости и т. д. Типичные значения γ в системах с П. в. $\sim 30-300$ мДж/моль \cdot К² (соединения с $\gamma \sim 400$ мДж/моль \cdot К² относят обычно к системам с тяжёлыми фермионами). Заметно проявляется П. в. и в кинетич. свойствах, что можно объяснить резонансным рассеянием электронов проводимости на f -уровне, лежащем вблизи ϵ_F .

Соединения с П. в. часто являются пограничными между немагн. соединениями и магнетиками, содержа-

тими локализмов. магн. моменты. Если соединения редкоземельных элементов имеют стабильную 4f-оболочку с педочисленным заполнением электронами в с локализмов. магн. моментом, то f-уровни лежат глубоко под уровнем Ферми ϵ_F . В системах с нестабильной валентностью f-уровень ϵ_f оказывается ближе к ϵ_F . По мере его приближения к ϵ_F система последовательно переходила бы от магн. состояния при $\epsilon_f \ll \epsilon_F$ (целая валентность) к т. н. режиму Кольдо при $\epsilon_f \sim \epsilon_F$ (валентность близка к целой; см. Кольдо эффект). Далее при $\epsilon_f \sim \epsilon_F$ возникает истинная П. в., а при $\epsilon_f > \epsilon_F$ валентность снова становится целой (на 1 больше исходной).

В большинстве редкоземельных элементов с П. в. одно из двух находящихся в резонансе валентных состояний является немагнитным: $\text{Ce}^{4+}(4f^0)$, $\text{Yb}^{3+}(4f^{14})$, $\text{Eu}^{3+}(4f^6)$; для них переход с изменением валентности — одновременно переход из магн. состояния в немагнитное. Фазы с П. в. в них обычно не имеют дальнего магн. порядка. Исключение — некоторые соединения Eu, в к-рых, по-видимому, П. в. иногда существует с магн. упорядочением, а также соединения Tm, где обе возможные конфигурации (Tm^{2+} и Tm^{3+}) являются магнитными и где в фазе с П. в. есть дальний магн. порядок (напр., TmSe).

Валентность ионов редкоземельных элементов определяют экспериментально разл. способами. Простейший метод основан на том, что ионы с разной валентностью имеют разные ионные радиусы (см. Атомный радиус), и соответствующие кристаллы будут иметь разные значения параметра решетки a . Зная a , напр. для соединения RS при двухвалентном и трехвалентном состояниях иона R, и измеряя параметр a , можно увидеть, ложится ли она на верхнюю или нижнюю части кривой на рис. 6 или лежит между ними; последнее соответствует П. в.

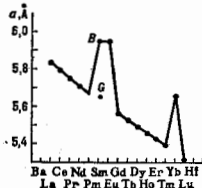


Рис. 6. Изменение параметров решетки в ряду сульфидов редкоземельных элементов: B — параметр решетки SmS -полупроводника («черная фаза»); G — параметр решетки в металлическом состоянии («золотая фаза»).

Др. способ основан на зависимости положения междоузловой линии от валентного состояния иона, особенно в соединениях Eu^{2+} , Eu^{3+} (см. Мессбаумовская спектроскопия). Используются также зависимость от валентности расположения линии рентг. спектров, характеристик фотоэлектронной эмиссии и др.

У соединений актиноидов в силу большего радиуса 5f-оболочки (сравнительно с 4f) 5f-состояния часто оказываются более делокализованными, и понятие валентности (заполнение 5f-оболочки) для них менее определено. Экспериментально определить валентное состояние таких ионов в кристалле затруднительно в силу той же причины, а также потому, что магн. свойства этих ионов в разных валентных состояниях часто близки.

1. Системы с П. в., наряду с прямикающими к ним соединениями с тяжёлыми фермионами и решётками Кольдо, представляют интерес как в связи с уникальными свойствами, так и ввиду их ограниченного положения между состояниями с локализов. и коллективизиров. электронами, между магн. и немагн. состояниями, иногда между металлами и диэлектриками (SmS , SmB_6) (рис. 2). Широкого применения они пока не нашли, хотя используются для записи и хранения информации, в датчиках и др.; важным может оказаться явление П. в. и в катализе.

Лит.: Хомский Д. И. Проблема промежуточной валентности. «УФН», 1979, т. 129, с. 443; с его же. Необычные электронные в кристаллах (промежуточная валентность и тяжёлые фермионы), М., 1987; Lawrence J. M., Riseborough P. S., Park R. D., Valence fluctuation phenomena, «Berl. Progr. Phys.», 1981, т. 44, № 1.

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ — термодинамически устойчивая доменная структура, возникающая при фазовых переходах 1-го рода, индифферентных магн. полев. П. с. появляется в образце конечного размера в веществе, у к-рого под действием магн. поля возможен фазовый переход 1-го рода из состояния с меньшей намагниченностью (фаза I) в состояние с большей намагниченностью (фаза II). В образце, обладающем размагничивающим фактором N , такой переход не может осуществляться скачком, т. к. если бы весь образец при достижении магн. поля критич. величины H_c перешёл в новую фазу, то из-за увеличения размагничивающего поля внутр. магн. поле стало бы меньше критического. Поэтому образец разбивается на чередующиеся области фаз I и II так, что внутр. поле остаётся постоянным в равных H_c . Образуется П. с. Переход образца в фазу II происходит по мере увеличения магн. поля от H_c до $H_c + \Delta H$ (ΔH — разность магн. восприимчивостей обеих фаз).

П. с. было впервые предсказано и обнаружено у сверхпроводников первого рода при переходе в нормальное состояние под действием магн. поля (см. Промежуточное состояние сверхпроводников). Др. пример П. с. — магнитная доменная структура, к-рая появляется в легких антиферромагнетиках вблизи спин-фазового перехода (см. Антиферромагнетизм).

Лит.: Вильямс А. Р., Физика магнитных доменов, «УФН», 1988, т. 156, с. 47.

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ сверхпроводников — возникает в образце из сверхпроводника первого рода под действием внеш. магн. поля или магн. поля тока, протекающего по образцу. П. с. реализуется, когда напряжённость магн. поля H в определённых точках поверхности образца достигает величины критического магнитного поля H_c , однако при полной утрате сверхпроводящих свойств (в тех же внеш. условиях) невозможно выполнить условие $H \geq H_c$ для всего образца. П. с. представляет собой смесь сверхпроводящих и нормальных доменов, характерный размер к-рых много меньше размеров образца. Термин «П. с.» введён Р. Пайерлсом (R. Peierls, 1936), структура П. с. была высказана Л. Д. Ландау в 1937. В неоднородном внеш. поле в образце могут одновременно существовать большие области сверхпроводящей и нормальной фаз. Они обязательно разделены веществом в П. с. Под действием тока, протекающего по образцу, может осуществляться т. н. динамич. П. с., в к-ром границы раздела непрерывно движутся через образец (со скоростями $10^{-3} - 10^{-2}$ см/с), зарождаясь на одной его поверхности и исчезая на другой.

Образец в сверхпроводящем состоянии, помещённый в однородное постоянное внеш. магн. поле H_0 , искажает пространство. однородность H_0 . Незатухающие электрич. токи, текущие в слое толщиной $\delta \sim 0,1$ мкм (δ — глубина проникновения) вблизи поверхности образца, локально экранируют поле H_0 , так что внутри образца $H = 0$ (Мейснера эффект). Вне образца неоднородное магн. поле экранирующих токов складывается с H_0 , создавая картину силовых линий, огибающих образец. В качестве типичного примера рассмотрим образец в форме шара (рис. 1, а). Две точки, в к-рых вектор H_0 перпендикулярен поверхности шара, наа. «полюсами», а линия, вдоль к-рой H_0 насасает поверхности шара, наа. «экватором». На поверхности образца макс. напряжённость поля $H_{\text{макс}}$ достигается на «экваторе», а мин. напряжённость $H_{\text{мин}} = 0$, на «полюсах». В сверхпроводящем состоянии $H_{\text{мин}} = 0$, $H_{\text{макс}} = 3H_0/2$.

Шар переходит в П. с. для значений H_0 , удовлетворяющих условию $2H_0/3 < H_0 < H_c$. При этом на «полюсах» $H_{\text{мин}} = 3H_0 - 2H_0$, на «экваторе» $H_{\text{макс}} = H_0$, и во ва-

висит от величин H_e . Часть магн. потока проникает в образец. В объёме образца возникает чередующиеся домены нормальной (h) и сверхпроводящей (S) фаз. В нормальных доменах поле $H = H_e$, в сверхпроводящих — $H = 0$. Границы между h — S -доменами параллельны вектору H_e и простираются вдоль H_e на всю толщину образца. Сечение h — S -границ плоскостно, перпендикулярно H_e , имеет вид извилистых линий, расположение к-рых определяется неконтролируемыми факторами. Масштаб структуры h — S -доменов (d) в плоскости, перпендикулярно H_e , зависит от величины поля. При $H_e \approx 0,8 H_c$ характерная величина $d \approx \sqrt{\xi D}$, где D — диаметр шара, ξ — длина когерентности (см. Гинзбург — Ландау теория). Эксперименты с оловянными шарами при $D = 4$ см и $\xi = 0,3$ мкм дали значение $d \approx 0,2$ мм, близкое к расчётному. Нормальные и сверхпроводящие области с размером $d \gg \xi$ могут сосуществовать в равновесии только в сверхпроводниках 1-го рода, где глубина проникновения магн. поля $\delta < \xi \sqrt{2}$. Для сверхпроводников второго рода при $H > H_{c1}$ (H_{c1} — величина 1-го критич. поля) возникает смешанное состояние, в к-ром нельзя выделить нормальные и сверхпроводящие области, т. к. характерный масштаб микроскопич. структуры смешанного состояния $d' \approx \xi < \sqrt{2} \delta$. Макроскопич. электродинамика П. с. использует величины напряжённости поля H_1 и магн. индукции B_1 , усреднённые на расстояниях $L \gg d$. H_1 и B_1 удовлетворяют ур-ниям магнетостатики $\text{div} B_1 = 0$, $\text{rot} H_1 = 0$. На поверхности образца выполняются обычные условия непрерывности перпендикулярной компоненты B и тангенциальной компоненты H . В П. с. силовые линии $B_1 \parallel H_1$ — прямые, а величина $H_1 = H_e$ (усреднение по h -доменам) и не зависит от внеш. поля. Для шара в однородном внеш. поле $B_1 \parallel H_e$ (рис. 1, б), а $B_1 =$

Поэтому в длинном цилиндре в продольном поле П. с. не возникает. При $H_e = H_c$ образец переходит из сверхпроводящего в нормальное состояние, а индукция скачком меняется от нуля до $B_1 = H_c$. В поперечном поле размагничивающий фактор длинного цилиндра $m = 1/2$. Если образец имеет форму тонкой пластины, то его можно рассматривать как предельный случай сильно сплюснутого эллипсоида, причём для ориентации вектора H_e перпендикулярно плоской поверхности пластины $m \approx 1$ и диапазон П. с. $0 < H_e < H_c$ начинается с очень малых полей. В этом случае $B_1 = H_e$.

Для эквиприм. изучения структуры П. с. применялись разл. типы миниатюрных датчиков магн. поля, напр. висмутовые измерители. Для визуального наблюдения структуры h — S -областей использовалась техника декорирования ферромагн. порошками, основанная на том, что ферромагн. частицы втягиваются в область сильного поля, т. е. в места выхода S -доменов на поверхность образца (рис. 2). Наиб. мощным сор. методом, позволяющим изучать динамику движения h — S -доменов, является магнитооптический. На зеркальной поверхности образца наносится прозрачная плёнка материала с очень высоким коэф. фарадеевского вращения плоскости поляризации (см. Фарадеев эффект). Как правило, для этого используются соединения редкоземельных элементов, напр. $\text{EuS} + \text{EuF}_2$. Линейно поляризованный свет, отражённый от образца, наблюдается через скрещенные поляризаторы (см. Магнитооптика). Участки выхода на поверхность образца S -доменов кажутся тёмными, а вблизи h -доменов, где плёнка повер-

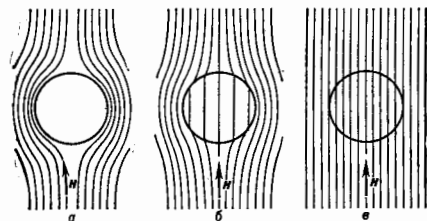


Рис. 1. Распределение магнитного поля около сверхпроводящего шара: а — сверхпроводящее состояние; б — промежуточное состояние; в — нормальное состояние.

$= 3H_e - 2H_c$ достигает величины критич. поля при $H_e = H_c$. При $H_e > H_c$ образец любой формы переходит в нормальное состояние. В отличие от обычного магнетика связь между B_1 и H_1 величина. Роль магн. проницаемости играет величина $\mu = B_1/H_e$. В нормальном состоянии с хорошей точностью $\mu = 1$ поле становится всюду однородным: $B_1 = H_1 = H_e$ (рис. 1, в).

Для провального эллипсоида вращения, помещённого в однородное внеш. поле H_e , ур-ния магнетостатики имеют решения, выражаемые в элементарных функциях. При этом эллипсоид намагнитен однородно, т. е. $B_1 = \text{const}$. Если вектор H_e направлен вдоль одной из осей эллипсоида, то $B_1 \parallel H_e$. П. с. возникает в диапазоне $(1 - m)H_c < H_e < H_c$. Положительный коэф. $m \leq 1$ зависит от отношения полусей эллипсоида и наз. размагничивающим фактором. Величина индукции в образе $B_1 = H_e - (H_c - H_e)m$. Для сферы фактор $m = 1/2$. Длинный цилиндр можно рассматривать как предельный случай сильно вытянутого эллипсоида. Для вектора H_e , параллельного оси цилиндра, $m = 0$.



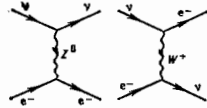
Рис. 2. Фотография промежуточного состояния в сверхпроводящей пластине, полученная методом ферромагнитных порошков. Тёмные полосы — выход на поверхность h -доменов, светлые — S -доменов.

нёт плоскости поляризации, видны светлые участки. Таким способом удаётся наблюдать даже очень сложную картину течения извилистых h — S -доменов в чистых и совершенных образцах при пропускании электрич. тока.

Лям: Л. Я. и Д. Д., Л. Я. и Ф. Е. М. Электродинамика оптических сред. 2 изд., М., 1982; Л. Я. и Ф. А., Сверхпроводимость, пер. с англ., 2 изд., М.: 1971; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987.

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ВЕКТОРНЫЕ БОЗОНЫ — векторные частицы, за счёт обмена к-рями осуществляется слабое взаимодействие. Они наз. «промежуточными» по историч. причинам, поскольку их существование было предсказано теоретически задолго до их прямого обнаружения как реальных частиц (1983), а именно, локальное четырёхфермионное взаимодействие между заряженными токами и нейтральными токами представлялось как результат «промежуточного» обмена виртуальными частицами W^+ и Z^0 [на рис. в качестве примера показано, как неуравнов. обмен осуществляется в рассеянии нейтрино (ν) на электроне

(π). Эти бозоны являются промежуточными в том же смысле, что и фотоны (γ) в рассеянии заряд. частиц. Обмен векторными бозонами W^{\pm} (электрич. заряд соответственно $+e$ и $-e$), Z^0 (электрич. заряд 0) и γ осуществляет связь между токами в единой теории электрослабого взаимодействия, основанной на группе симметрии $SU(2) \times U(1)$. В этой теории массы W^- (массы W^+



и W^- равны) и Z^0 -бозонов вычисляются теоретически и выражаются через константы Ферми G_F и Вайнберга угла θ_W :

$$m_W = \frac{1}{\sin 2\theta_W} \left(\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F} \right) = \frac{37,3}{\sin 2\theta_W} [\text{ГэВ}],$$

$$m_{Z^0} = \frac{m_W}{\cos \theta_W},$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Угол Вайнберга и массы m_W, m_{Z^0} измеряются в независимых экспериментах, поэтому справедливости приведенных соотношений с процентной погрешностью служит очень важным аргументом в пользу теории электрослабого взаимодействия.

Масса (m_W) и ширина (Γ_W) заряд. W -бозона равны соответственно 80,6 \pm 0,4 ГэВ и 2,25 \pm 0,14 ГэВ, масса (m_{Z^0}) и ширина (Γ_{Z^0}) нейтрального Z^0 -бозона равны 91,161 \pm 0,031 ГэВ и 2,534 \pm 0,027 ГэВ. Заряд. W -бозон в 70% случаев распадается в адронные состояния, в 30% — в лептонные состояния $e\nu, \mu\nu$ и $\tau\nu$ (относительная вероятность каждой лептонной моды равна 10%). Z^0 -бозон распадается в адронные состояния в 71% случаев, его лептонные моды соответственно: e^+e^- (3,2%), $\mu^+\mu^-$ (3,36%), $\tau^+\tau^-$ (3,33%) и $\nu\bar{\nu}$ (19,2%).

М. В. Теркинцев.

ПРОМЕТИЙ (Prometium), Pm, — радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 61, относится к лантаноидам. Выделен Дж. Марински (J. Marinsky), Л. Глендением (L. Glendenin) и Ч. Корваллом (C. Coryell) из продуктов деления U в 1945. Нечетные кол-ва П. обнаружены в земной коре. Известны изотопы ^{145}Pm и ^{147}Pm , наиб. долгоживущим является малодоступный ^{146}Pm (электронный захват и α -распад, $T_{1/2} = 17,7$ год). Наиб. значимые ищут β -радиоактивный ^{147}Pm ($T_{1/2} = 2,623$ года), к-рый в заметных кол-вах образуется в ядерных реакторах. Конфигурация внешних электронных оболочек $4f^5 5s^2 5p^6 6s^2$. Энергия последоват. ионизации атома 5,55; 10,90; 22,3 и 41,1 эВ соответственно. Металлич. радиус атома Pm 0,182 нм, радиус иона Pm^{3+} 0,099 нм. Значение электроотрицательности 1,07.

Металлич. П. имеет гексагональную кристаллич. структуру, параметры решетки $a = 0,365$ нм и $c = 1,165$ нм, плотность 7,26 кг/дм 3 , $t_{пл} = 1080 - 1170$ $^{\circ}\text{C}$ (по реал. данным), $t_{кип}$ ок. 3000 $^{\circ}\text{C}$. Уд. теплоемкость $c_p = 27,59$ Дж/(моль \cdot К), теплота плавления 8,8 кДж/моль. Коэф. линейного расширения $9 \cdot 10^{-6}$ К $^{-1}$.

По хим. свойствам схож с др. лантаноидами, степень окисления +3. Нуклид ^{147}Pm — компонент светосоставов длительного (до неск. лет) действия, его используют в источниках радиоакт. излучения в атомных батарейках.

С. С. Вербицкий.

ПРОНИЦЕМАЕМОСТЬ МАГНИТНАЯ — см. *Магнитная проницаемость*.

ПРОПАГАТОР (функция распространения, причинная функция Грина) в квантовой теории поля (КТП) — функция, характеризующая распространение релятивистского поля (или его кванта) от одного акта взаимодействия до другого. П. является решенной классич. волнового уравн. в δ -образной правой частью, удовлетворяющим специфич. крайним условиям. Простейший П. $D^{\epsilon}(x-y)$ скалярного поля $\varphi(x)$ описывает распространение скалярной частицы между точками пространства-времени x и y и может быть представлен в виде 4-мерного интеграла Фурье

$$D^{\epsilon}(x-y) = (2\pi)^{-4} \int e^{ik(x-y)} \Delta^{\epsilon}(k) d^4k,$$

$$\Delta^{\epsilon}(k) = (m^2 - k^2 - i\epsilon)^{-1}, \quad \epsilon \rightarrow \pm 0.$$

Бесконечно малая явная добавка $i\epsilon$, отвечающая упомянутым выше крайним условиям, даёт правило обхода полюсов $\Delta^{\epsilon}(k)$, так что после выполнения интегрирования П. оказывается представляемым в виде $D^{\epsilon}(x-y) = \Theta(x^0 - y^0) D^+(x-y) - \Theta(y^0 - x^0) D^-(x-y)$. Т. о., при $x^0 > y^0$ он совпадает с отрицательно-частотной частью перестановочной функции Паули — Йордана (см. также *Сингулярные функции*), равной вакуумному среднему $D^{\epsilon}(x-y) = i \langle \varphi(x)\varphi(y) \rangle$, а при $x^0 < y^0$ — положительно-частотной части, т. е. $i \langle \varphi(y)\varphi(x) \rangle$. Поэтому

$$D^{\epsilon}(x-y) = i \langle T\varphi(x)\varphi(y) \rangle,$$

где T — символ хронологического произведения; при $x^0 > y^0$ описывает распространение скалярного кванта из y в x , а при $x^0 < y^0$ — из x в y . Важность П. в КТП связана с тем, что он является осн. понятием ковариантной теории возмущений и фигурирует в правилах Фейнмана. Центр. роль П. в квантовополевой теории возмущений впервые установили Л. Гинье (D. Rivier) и Э. Штокельбергом (E. Stueckelberg).

Ф-цию распространения, учитывающую радиат. поправки при движении частицы между точками x и y , наз. одетым проагатором или двухточечной ф-цией Грина.

Лит.: Ривьер Д., Штокельберг Э. A convenient expression for the magnetic moment of the neutron. *Phys. Rev.* 1948, v. 74, p. 218; Рейзуман Р. Р. Theory of positrons, там же, 1949, v. 76, p. 749; его же, Space-time approach to quantum electrodynamics, там же, p. 760; Боролюбов Н. Н., Штокельберг Э. В. Квантовые поля, М., 1983. Д. В. Ширков.

ПРОПОРЦИОНАЛЬНАЯ КАМЕРА — электронный координатный детектор частиц, представляющий собой множество пропорциональных счетчиков, имеющих общий катод и заключенных в газовой объём. Действие П. к. основано на определении координаты точки траектории частицы по обрабатываемому одному из счетчиков.

Имеется большое кол-во разновидностей П. к. — плоские, цилиндрические и т. п. [1-4]. Принцип действия можно объяснить на примере плоской П. к., в к-рой имеются 2 плоских катода и в центре между ними анод в виде тонких параллельно натянутых сигнальных проволочек (симметричная П. к.). Анодные проволочки диаметром d удалены на расстояние a друг от друга и l от катода (катоды делают из тонкой металл. фольги). На П. к. подается высокое напряжение V_0 , величина к-рого зависит от геометрии камеры, прежде всего от расстояния между проволочками. В симметричной П. к. при $l > a > d$, $V_A = V_0$, $V_K = 0$ (рис. 1) потенциал точки с координатами x, y равен

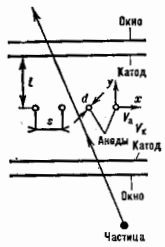


Рис. 1. Схема пропорциональной камеры (сечение).

$$V(x, y) = (q/4\pi\epsilon_0) \{ 2\pi n/s - \ln[4 \sin^2(\pi z/s) + \text{sh}^2(\pi y/s)] \}.$$