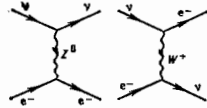


(σ). Эти бозоны являются промежуточными в том же смысле, что и фотоны (γ) в рассеянии заряд. частиц. Обмен векторными бозонами W^{\pm} (электрич. заряд соответственно $+e$ и $-e$), Z^0 (электрич. заряд 0) и γ осуществляет связь между токами в единой теории электрослабого взаимодействия, основанной на 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. Терентьев.

ПРОМЕТИЙ (Prometium), Pm, — радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 61, относится к лантаноидам. Выделен Дж. Марински (J. Marinsky), Л. Гленденин (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 имет β -радиоактивный ^{147}Pm ($T_{1/2} = 2,623$ года), α -и γ -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 $7,26 \text{ кг/дм}^3$, $t_{пл} = 1080 - 1170$ °С (по реал. данным), $t_{кип}$ ок. 3000 °С. Уд. теплоемкость $c_p = 27,59$ Дж/(моль·К), теплота плавления 8,8 кДж/моль. Коэф. линейного расширения $8 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$.

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.

ПРОНИЦЕМАЮЩЕсть 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. $D^c(x-y)$ 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

$$D^c(x-y) = (2\pi)^{-4} \int e^{ik(x-y)} \Delta^c(k) d^4k,$$

$$\Delta^c(k) = (m^2 - k^2 - i\epsilon)^{-1}, \quad \epsilon \rightarrow +0.$$

Бесконечно малая явная добавка $i\epsilon$, отвечающая упомянутым выше крайним условиям, даёт правило обхода полюсов $\Delta^c(k)$, так что после выполнения интегрирования П. оказывается представляемым в виде $D^c(x-y) = \Theta(x^0 - y^0) D^+(x-y) - \Theta(y^0 - x^0) D^-(x-y)$. Т. о., при $x^0 > y^0$ он совпадает с отрицательно-частотной частью перестановочной функции Паули — Йордана (см. также *Сингулярные функции*), равной вакуумному среднему $D^-(x-y) = i < \varphi(x)\varphi(y) >$, а при $x^0 < y^0$ — положительно-частотной части, т. е. $i < \varphi(y)\varphi(x) >$. Поэтому

$$D^-(x-y) = i < T\varphi(x)\varphi(y) >$$

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. Гивье (D. Rivier) и Э. Штокельбергом (E. Stueckelberg).

Ф-цию распространения, учитывающую радиак. поправки при движении частицы между точками x и y , наз. одетым проагатором или двухточечной ф-н функцией Грина.

Лит.: Ривьер Д., Штокельберг Э. A convenient expression for the magnetic moment of the neutron. *Phys. Rev.* 1948, v. 74, p. 218; Рейзулар Р. Р. Theory of positrons, там же, 1949, v. 76, p. 749; его же, Space-time approach to quantum electrodynamics, там же, p. 760; Боголюбов Н. Н., Широкое Л. В. Квантовые поля, М., 1983; Л. В. Широкое.

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 анд 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

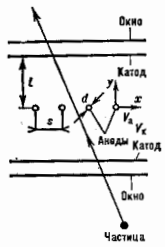
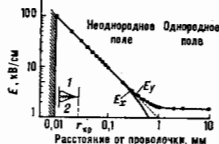


Рис. 1. Схема пропорциональной камеры (сечение).

$$V(x, y) = (q/4\pi\epsilon_0) \{ 2\pi n/s - \ln[4 \sin^2(\pi z/s) + \text{sh}^2(\pi y/s)] \}.$$

Здесь $g = V_0 C = V_0 2\pi e_0 [\pi l/s - \ln(d/s)]$ — заряд на единицу длины сигнальной проволоки, e_0 — диэлектрич. проницаемость газа, C — уд. ёмкость сигнальной

Рис. 2. Зависимость напряженности электрического поля E от расстояний r частицы от сигнальных проволок: 1 — область газового усиления; 2 — область высокой плотности пространственного заряда.



проволочки. Типичные параметры П. к.: $l = 8$ мм, $s = 2$ мм, $d = 20$ мкм, $C = 3,47$ пФ/м, $V_0 = 4-5$ кВ. Электроны, образовавшиеся на траектории заряда, частицы вследствие ионизации атомов газа, движутся (дрейфуют) к анодной проволоке. В её непосредств. близости, начиная с критич. радиуса $r_{кр}$, происходит лавинообразное размножение электронов (газовое усиление; рис. 2). Электр. поле вблизи проволоки обладает цилиндр. симметрией (рис. 3), поэтому процесс газового усиления происходит так же, как

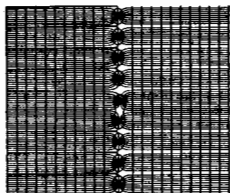


Рис. 3. Эквипотенциальные и силовые линии электрического поля в пропорциональной камере.

и в цилиндрич. пропорциональном счётчике. Коэф. газового усиления (в т. в. приближении Роуза — Корфа)

$$K = \exp\{2kNCV_0 d / (4\pi e_0)^{1/2} [(V_0/V_{кр})^{1/2} - 1]\}.$$

Здесь N — плотность газа, $V_{кр}$ — пороговое напряжение, соответствующее $y = r_{кр}$. Амплитуда A сигнала, поступающего с каждой сигнальной проволоки, пропорциональна иониз. потерям заряд. частицы, т. е. числу электронов n , вошедших на данную сигнальную проволочку:

$$A = enK/C.$$

Пропорциональность между ионизацией и амплитудой A достигается при $K = 10-10^3$.

К каждой сигнальной проволочке присоединяют предусилитель, после к-рого сигнал поступает в устройство, кодирующее номер проволочки. П. к. размещают так, чтобы частицы летели примерно перпендикулярно плоскости сигнальных проволок, и тогда координата z точки траектории частицы определяется номером работавшей проволочки. Чтобы получить неск. точек на траектории частицы, неск. П. к. соединяют в блоки (рис. 4), причём соседние П. к. обычно

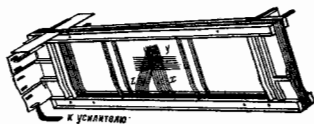


Рис. 4. Схема блока из трёх пропорциональных камер, размещающих координаты x, y, z (развернута на 25° к z).

взаимно развернуты на 90° . Обычно применяют десятки П. к., что позволяет полностью реконструировать траекторию заряд. частиц.

Разрешающая способность. Пространств. разрешение П. к. задается расстоянием между сигнальными проволочками s . Среднеквадратичная ошибка измерения координаты $\Delta z/x \approx s/3$. Амплитудное, т. е. энергетическое, разрешение П. к. определяется соотношением

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 = \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \frac{1}{n} \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2,$$

где Δn — флуктуации числа электронов, ΔK — флуктуации газового усиления от каждого электрона. При регистрации мягких γ -квантов ($E_\gamma = 5-6$ кэВ) в П. к. достигается разрешение $\approx 12-15\%$ при $K = 10^2-10^3$ [5, 6]. При $K < 10^2$ разрешение ухудшается из-за уменьшения отношения сигнал/шум; при $K > 10^3$ начинает проявляться накопление положит. заряда вблизи проволочки, что ухудшает амплитудное разрешение (см. ниже).

Временное разрешение П. к. δt определяется временем дрейфа ионов. При $s = 2$ мм временное разрешение $\delta t = 30$ нс.

Измерение 2 координат в одной пропорциональной камере. Существует неск. методов определения координаты z траектории частицы вдоль сигнальных проволок [7]. Часто используют т. н. метод деления токов, основанный на измерении токов I_1 и I_2 на концах сигнальной проволочки. Токи разделяются соответственно сопротивлениям R_1, R_2 участков проволочки по одну и другую стороны от места прохождения частицы: $I_1/I_2 = R_2/R_1 = (L - z)/z$, где L — длина проволочки. Предельная точность метода: $\Delta z/L \sim 1\%$. Координату z определяют также измерением индуктив. заряда на катодах, к-рые изготовлены в виде i полосок или площадок шириной 5-8 мм; на каждой полоске измеряется заряд Q_i :

$$z = \frac{\sum Q_i z_i}{\sum Q_i}.$$

Этот метод обеспечивает пространственное разрешение $\Delta z/z = 20-30$ мм.

Характеристики пропорциональных камер. Газовая смесь для П. к. должна обеспечивать достаточно высокие уд. иониз. потери энергии заряд. частиц (≈ 2 кэВ/см), мин. сечение захвата электронов атомами газа, гасящие свойства при развитии электрон-фотонной лавины вблизи сигнальных проволок. Этим требованиям удовлетворяют смеси инертных газов и углеводородов (или CO_2). В П. к. обычно используют смесь Ar (70-90%) и CH_4 (10-30%).

Большое газовое усиление достигается в П. к. с тонкими сигнальными проволочками. Однако при этом эл.-статич. силы отталкивают проволочки друг от друга и требуется достаточно большое их натяжение: $T > (1 - 4\pi e_0^2) (CV_0 L/s)^2$ (предельное натяжение вольфрамовой проволочки с $d = 10, 20, 30$ мкм равно 0,16, 0,65 и 1,45 Н). Критич. длина проволочки $L_{кр} = (s/CV_0)(4\pi e_0 T)^{1/2}$. При $s = 2$ мм, $l = 8$ мм, $d = 20$ мкм и $V_0 = 5$ кВ $L_{кр} = 85$ см, поэтому в П. к. больших размеров необходимо укреплять сигнальные проволочки.

П. к. работает с высокой эффективностью в потоках до 10^4-10^5 частиц/мм²с. Препятствием увеличения загрузки является накопление положит. заряда вблизи сигнальных проволок. В процессе газового усиления положит. ионы, подвижность к-рых приблизительно в 10^3 раз меньше подвижности электронов, накапливаются около проволочки, экранируя её, уменьшают газовое усиление и понижают эффективность регистрации частиц.

Долговечность П. к. ограничена старением, к-рое возникает из-за осадения и полимеризации органич.

соединений на поверхности проволочек [8]. Старение заметно после попадания 10^{14} электронов на 1 мм длины проволочки.

Многочитные камеры применяют не только в пропорциональном, но также и в др. режимах работы, напр. в самогасящем стримерном режиме. При этом теряется пропорциональность амплитуды и ионизации, но возрастает амплитуда сигнала (см. *Стримерная камера*).

П. к. используют в физике частиц высоких энергий, где крупные установки, достигающие площади ~ 40 м², содержат десятки П. к. с общим числом проволочек веск. десятков тысяч, а также в ядерной физике, биологии, в медицинской диагностике, дефектоскопии и т. д.

Лит.: 1) Rice-Evans P., Spark, streamer, proportional and drift chambers, L., 1974; 2) Sauli F., Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, Gen., 1977; 3) Заневский Ю. В., Проволочные детекторы элементарных частиц, М., 1978; 4) Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д., Пропорциональные и дрейфовые камеры в прикладных исследованиях. Обзор, «Приборы и техн. инструменты», 1978, № 2, с. 7; 5) Баули F., Basic processes in time-projection like detectors, in: Time projection chamber 1-th workshop, Vancouver, 1983, N. Y., 1984; 6) Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988; 7) Ситар В., Новые направления в развитии дрейфовых камер, «ЭЧАЯ», 1987, т. 18, с. 1040; 8) Аленсеев Г. Д., Кружков В. В., Хаваис Д. М., Самогасящие стримеры (СГС) разряда в проволочной камере, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 703.

ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК — газоразрядный детектор частиц, создающий сигнал, амплитуда к-рого пропорциональна энергии, выделенной в его объеме регистрируемой частицей. При полном торможении частицы в объеме П. с. амплитуда сигнала пропорциональна энергии \mathcal{E} частицы, т. е. П. с. является одновременно и спектрометром. П. с., как и др. газоразрядные детекторы, представляет собой газовый объем (от веск. см³ до веск. л) с 2 электродами. От конструкции *ионизационной камеры* П. с. отличает форма анода в виде тонкой нити или острой для обеспечения вблизи анода значительно большей напряженности электр. поля, чем в остальном пространстве между анодом и катодом. Наиб. распространены цилиндрич. П. с., где катодом является металлч. цилиндр (корпус счетчика), внутри к-рого аксиально протянута тонкая проволока — анод (рис. 1).

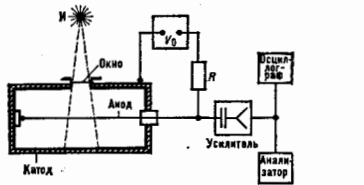


Рис. 1. Схема пропорционального счетчика: И — источник частиц.

Заряд, частица с энергией \mathcal{E} создает в газе $n_0 = \Delta\mathcal{E}/W$ электрон-ионных пар, где $\Delta\mathcal{E}$ — *ионизационные потери* энергии частицы, W — ср. энергия образования электрон-ионной пары. Импульс тока (напряжения), возникающий на сопротивлении R , пропорционален \mathcal{E} ; импульсы (1—100 мВ) усиливаются и поступают в регистрирующее (анализирующее или запоминающее) электронное устройство.

Газовое усиление. Первичные электроны, образовавшиеся заряд, частицей в результате ионизации газа, под действием электр. поля перемещаются к аноду, по пути многократно сталкиваясь с атомами (рис. 2). Эти соударения частично неупругие, т. к. электроны теряют значит. часть своей энергии и не могут набрать энергию, достаточную для ионизации атомов газа (20—30 эВ). В цилиндрич. П. с. электр. поле

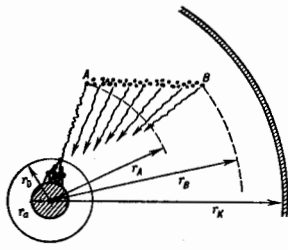


Рис. 2. Механизм работы пропорционального счетчика: r_A — зона дрейфа первичных электронов; r_B — зона лавины.

$E \sim r^{-1}$, где r — расстояние частицы до нити (рис. 3). Поэтому между двумя последоват. столкновениями электроны, приближаясь к аноду, получают все возрастающие значения кинетич. энергии, и на нек-ром расстоянии от нити r_0 энергия становится достаточной для ионизации. Образующиеся вторичные электроны вместе с первичными участвуют в последующей лавинной ионизации газа (газовое усиление). Коэф. газового усиления M — отношение кол-ва электронов, пришедших на нить, к числу первичных электронов. Форма электронно-ионной лавины вблизи анода сильно зависит от значения M : при $10 < M < 100$ лавина приобретает форму капли в направлении прихода электронов на анод; при $10^3 < M < 10^4$ лавина становится сердцевидной, вытянутой в направлении прихода электронов; при $M > 10^4$ лавина полностью охватывает анод — тогда и нарушается пропорциональность между n_0 и амплитудой сигнала. Размер лавины вдоль проволочного анода растёт с увеличением M от долей мм до веск. мм.

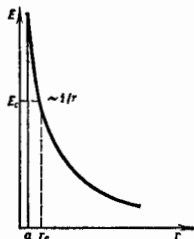


Рис. 3.

При столкновениях образуются также возбужденные атомы, к-рые «высвечиваются» (УФ-излучение) за время $\sim 10^{-8}$ с. Энергия фотонов $h\nu$ почти всегда превосходит работу выхода электронов с поверхности катода, поэтому вырванные (с вероятностью $\sim 10^{-4}$) фотоэлектроны также движутся к аноду, усложняя картину разряда и образуя лавинные серии — последовательно затухающую цепочку импульсов, отстоящих друг от друга на время дрейфа электронов от катода к аноду. *Фотоэлектронную эмиссию* можно ослабить, если в состав газа кроме инертных (Ar, Kr, Xe) ввести многоатомные газы (CH_4 , C_2H_2 , CO_2 и т. д.), поглощающие УФ-излучение. Т. к. электроны поглощают газы и partly со средством к электрону (O_2 , N_2O , галогены), то их в смеси П. с. должно быть мин. кол-во (концентрация $O_2 \sim 10^{-3}$ см³).

Если пренебречь влиянием на лавину пространственного заряда от положит. ионов, *приближение* электронов и фотоэлектронной эмиссией, то

$$M = \exp \int_0^{r_0} \alpha dr,$$

где α — число иониз. соударений электрона на пути 1 см (первый коэф. Таунсенда), α зависит от напря-

жённости поля E , давления p и рода газа. В приближении Роуза — Корфа, где $\alpha = N\delta/K$ (K — характеристика газа, N — плотность газа, δ — энергия электронов),

$$M = \exp(2(KNCr_A V_0)^{1/2} [(V_0/V_0)^{1/2} - 1]).$$

Здесь $C = 2\ln(r_B/r_A)$ — ёмкость счётчика на единицу длины, V_0 — напряжение на электродах, V_c — приращение, соответствующее началу лавины. При

$V_0 \gg V_c$ $M \propto \exp(CV_0)^{1/2}$ (рис. 4). Ввиду статичности природы лавинного процесса V_c не является чёткой характеристикой П. с., поэтому V_c определяется по пересечению прямолинейного участка зависимости $\ln M(V_0)$ с осью абсцисс. Линейная зависимость продолжается до $M \sim 10^4$. При дальнейшем повышении V_0 зависимость перестаёт быть линейной (гл. обр. из-за влияния фотоэлектронной эмиссии и пространственного заряда ионов). Область $M \sim 10^4 - 10^8$ наз. областью

рис. 4. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения.

ограниченной пропорциональности. Большие M могут привести к пробоям (рис. 5). Чтобы не допустить пробоя, применяют гасящие примеси — органич.



рис. 5.

газы (CH_4 , пропан, изобутан, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, метилал и т. п.), к-рые обладают большим сечением поглощения, диссоциации и передачи возбуждения сложной молекуле. Добавка органич. газа стабилизирует процесс газового усиления в широком диапазоне V_0 , хотя само напряжение, необходимое для требуемого M , возрастает.

Формирование сигнала. Вклад в амплитуду импульса за счёт перемещения первичных ионов и электронов мал. Время развития лавины $< 10^{-8}$ с, однако вследствие того, что электроны в лавине проходят сравнительно малые расстояния (большинство электронов рождаются только на последних стадиях лавины), вклад электронной компоненты в полную амплитуду импульса $\leq 10\%$. Положит. ионы, большинство к-рых расположено от поверхности нити на расстоянии ср. пробега электронов в лавине ($1 \div 5$ мкм), после окончания лавины начинают двигаться к катоду, индуцируя изменение потенциала на нём во времени:

$$\Delta V(t) = \frac{eMn_0}{2C\ln(r_B/r_A)} \ln \left[1 + \frac{2n^+ V_0}{\rho a^2 \ln(r_B/r_A)} \right].$$

Здесь e — заряд электрона, n^+ — подвижность ионов (см. Подвижность электронов и ионов), n_0 — число первичных ионов. Величина ΔV , вызванная движением ионов, сначала растёт прямолинейно, затем логарифмически; достигает макс. значения ($\Delta V_{\text{макс}} = eMn_0/C$) в момент прихода всех положит. ионов на катод спуски ($1 \div 5 \cdot 10^{-8}$ с с момента образования лавины (рис. 6). Подвижны значения от своего максимума импульс достигает за $(1 \div 5) \cdot 10^{-7}$ с, поэтому для получения высокого временного разрешения во входных цепях усилителя стоит дифференцирующие цепи ($\tau = RC$)

или линии задержки. Т. о., в случае траектории частицы (трека), параллельной аноду, удаётся получить импульсы длительностью $\tau < 10^{-7}$ с. При произвольной ориентации трека ширина импульса определяется

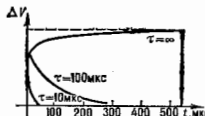


рис. 6. Временное развитие сигнала при различных τ .

разностью во временах дрейфа первичных электронов от начала (А) и конца (В) трека до анода (рис. 2). Эти времена могут достигать $0,1 - 10$ мкс. Такого же порядка и время задержки импульса на выходе П. с. с момента первичной ионизации, что ограничивает возможности использования П. с. в совпадений методе. Энергетическое разрешение. Статистич. флуктуации в кол-ве первичных ионов n_0 , а также флуктуации M «размывают» амплитуду импульсов и определяют предельно достижимое энергетич. разрешение П. с. (эти компоненты приблизительно равны по величине друг другу). Энергетич. разрешение $\Delta E/E$ приближённо выражается соотношением

$$\Delta E/E \approx 0,354 \sqrt{M}.$$

Увеличение разброса амплитуды импульсов могут вызывать конструктивные несовершенства, приводящие к искажению распределения электрич. поля у анода, причём наиб. важным является постоянство r_B по длине П. с., напр. $\Delta r_B \approx 1$ мкм может вызвать разброс амплитуд $\sim 50\%$. Большое влияние на энергетич. разрешение оказывают стабильность V_0 ($\leq 0,05\%$) и чистота газа. Для инертных газов, CO_2 , CH_4 и т. д. не наблюдаются прилипания электронов, но присутствие даже незначит. кол-ва ($< 0,1\%$) электроотрицат. молекул H_2O , CO , O_2 , C_2 и т. д. приводит к значат. ухудшению энергетич. разрешения, т. к. амплитуда импульса становится зависимой от места образования первичных электронов. Добавки нек-рых газов с потенциалом ионизации, меньшим потенциала ионизации осн. газа, могут приводить к уменьшению ср. энергии, затраченной на образование пары ионов, следовательно к улучшению разрешения.

Временные характеристики. Макс. скорость регистрации П. с. зависит от давления и состава газовой смеси и толщины анодной проволоки r_A . При больших скоростях регистрации происходит ослабление электронного лавины, образовавшейся в перекраиваемом пространственном заряде от предыдущей лавины. Это ослабление распределено по случайному закону и вызывает не только уменьшение амплитуды импульсов, но и ухудшает энергетич. разрешение. При $M = 10^4 - 10^5$ макс. скорость счёта составляет $10^5 - 10^6$ с $^{-1}$. Для П. с. практически нельзя указать интервал времени, в к-ром он вообще бы не реагировал на излучение. П. с. для детектирования излучения высокой интенсивности. При этом часто достаточно регистрировать не отд. импульсы, а средний ионный ток с помощью интегрирующих схем.

Применение. Эффективность П. с. к α -частицам, осколкам деления ядер, протонам, электронам и мягким γ -квантам близка 100%. Для регистрации этих частиц в П. с. предусматривают «конца» из тонкой слюды или органич. плёнок. Иногда источник излучения помещается внутри объема П. с. Для регистрации e^- и e^+ с энергиями до 1 МэВ используются П. с. высокого давления (до $p = 150$ атм) в магн. поле. Измерение энергии γ -квантов связано с фотоэффектом в наполняющем газе. Для δ , до $10 \div 20$ кэВ эффективность П. с.

$\geq 80\%$, а для больших ϕ_T необходим Хе (рис. 7; см. Галма-излучение).

При исследовании космических лучей создают большие площади регистрации. Используя большое временное разрешение П. с., удается отличить одну частицу от неск. ливневых частиц, проходящих через П. с.

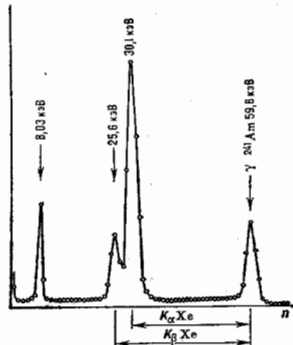


Рис. 7. Амплитудный дифференциальный спектр пропорционального счетчика, наполненного Хе, от частоты характерного рассеяния Си и источника ^{241}Am .

Большие флуктуации в образовании δ -электронов не позволяют получить хорошее энергетич. разрешение от малых долей энергии, оставленных в П. с. быстрой частицей.

Для регистрации нейтронов П. с. заполняют газами ^3He или $^{10}\text{BF}_3$. Нейтроны захватываются ядрами ^3He и ^{10}B с последующим вылетом из них заряж. частиц с энергией порядка 1 МэВ. Ионизация от этих частиц во много раз превосходит ионизацию от γ -квантов, постоянно присутствующих в нейтронных потоках. Т. о., введя амплитудную дискриминацию, удается полностью сделать П. с. нечувствительными к γ -фону. Для нейтронов с энергией $\phi_n \sim 10$ кэВ с помощью П. с. можно измерить их энергию по величине смещения пика в амплитудном дифференц. спектре от захвата нейтронов ядром ^3He либо по величине импульсов от ядер отдачи при заполнении счетчика легкими газами H_2 или He (см. Нейтронные детекторы).

П. с. используют для измерения малых уд. активностей. От Гейгера счетчика его выгодно отличает способность выделять моноэнергетич. линии от отд. радионуклидов на фоне непрерывно распределенного фона в широком энергетич. интервале от 1 до 10^6 кэВ.

Как спектрометр П. с. уступает полупроводниковым детекторам, однако надежность и простота дают возможность применять его, если не требуется высокоэнергетич. разрешение. П. с. позволяет работать в области энергий $\sim 0,2$ кэВ, где полупроводниковый детектор непригоден. По сравнению со *сцинтилляционными детекторами* П. с. имеет лучшее энергетич. разрешение, меньше шумы, нечувствителен к магн. полю. П. с. работает в диапазоне темп-р $\sim 10^{-4}$ – 10^3 К.

П. с. применяются при изучении *бета-распада* ядер (опеки массы антинейтрино), исследовании тонкой структуры α -спектра, изомерных состояний ядер (см. Измерия ядерная), при обнаружении захвата ядром L -электрона (см. Электронный захват), исследовании слабых конверсионных линий (см. Конверсия внутренняя) и в др. случаях. Он используется также в астрофизике, археологии, геологии, медицине и т. д. Нек-рое прим. применение основано на зависимости ливневого разряда от напряженности поля у анода и чистоты на-

полняющего газа (контроль диаметра и качества поверхности микроприводов, газоанализатор в газовой хроматографии и т. д.). С помощью усовершенствованного «Лунноход-1» П. с. по рентг. флуоресценции производят элементный анализ вещества поверхности Луны.

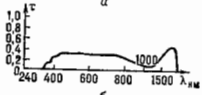
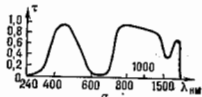
Лит.: Rice-Evans P., Spark, streamer, proportional and drift chambers, L., 1974; S a u l l F., Principles of operation of multiple proportional and drift chambers, Gen., 1977; З а н е в с к и я Ю. В., Проволочные детекторы элементарных частиц, М., 1978; S a n a d a J., Growth the avalanche about the anode wire in a gas counter, «Nucl. Instr. and Meth.», 1982, v. 196, p. 23; S a u l l F., Basic processes in time-projection like detectors, в кн.: Time projection chamber 1-th workshop, Valsouvier, 1983, N. Y., 1984; Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988.

А. П. Стрелков, Б. Ситар.

ПРОПУСКАНИЕ в оптике — прохождение сквозь среду *оптического излучения* без изменения набора частот составляющих его монохроматич. излучений и их относительных интенсивностей. Различают: на-
правленное П., при к-ром рассеяние света в среде практически отсутствует; диффузное П., при к-ром излучение в осв. рассеивается, а преломление в среде и направленное П. не играют заметной роли; смешанное П. — частично направленное и частично диффузное. Особый вид диффузного П. — равномерно-диффузное П., при к-ром пространственное распределение рассеянного излучения таково, что яркость одинакова по всем направлениям.

ПРОПУСКАНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ среды (τ) — отношение потока излучения Φ , прошедшего через среду, к потоку Φ_0 , упавшему на её поверхность: $\tau = \Phi/\Phi_0$. Чаще всего понятие П. к. используют для световых потоков. Значение П. к. тела зависит как от его размера, формы и состояния поверхности, так и от угла падения, спектрального состава (рис.) и поляризации излучения. Различают П. к.: для направленного пропускания (среда не рассеивает проходящего через неё излучения), для диффузного пропускания (среда рассеивает всё проникающее в неё излучение), для смешанного пропускания (с частичным рассеянием). П. к. находят по измерениям освещенности и яркости. П. к. определяют в световых измерениях (см. также Фотометрия).

Лит.: Тихоходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962; Ш и л т е в И. М. И., Измерения оптического излучения в светотехнике, М., 1980.



Зависимость τ от λ : а — синие-зеленый светофильтр; б — нейтральный светофильтр.

Лит.: Тихоходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.—Л., 1962; Ш и л т е в И. М. И., Измерения оптического излучения в светотехнике, М., 1980.

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ОПТИКИ — уменьшение отражения коэффициентов поверхностей оптич. деталей путем нанесения на них непоглощающих плёнок, толщина к-рых соизмерима с длиной волны отпач. излучения. Без просветляющих плёнок, даже при нормальном падении лучей, потери на отражение света могут составлять до 10% от интенсивности падающего излучения. В оптич. системах с большим числом поверхностей (напр., в объективах) потери света могут достигать 70% и более. Многократное отражение от преломляющих поверхностей приводит к появлению внутри приборов рассеянного света, что ухудшает качество изображений, формируемых оптич. системами приборов. Эти нежелательные явления устраняются с помощью П. о., что является одним из важнейших применений оптики тонких слоев.

П. о. — результат интерференции света, отражаемого от передних и задних границ просветляющих плёнок; она приводит к взаимному гашению отраженных световых волн и, следовательно, к усилению интенсивности проходящего света. При углах падения, близких к нормальному, эффект П. о. максимален, если толщина

токовой плёнки равна нечётному числу четвертей длины световой волны в материале плёнки, а *преломленный показатель* (ПП) плёнки n_2 удовлетворяет равенству $n_2 = n_1 n_3$, где n_1 и n_3 — ПП сред, граничащих с плёночной (часто первой средой является воздух). Отражённый свет ослабляется тем сильнее, чем больше разность $n_2 - n_3$; если же $n_2 > n_3$, то интерференция от отражённых от границ плёнки лучей, напротив, усилит интенсивность отражённого света (рис. 1).

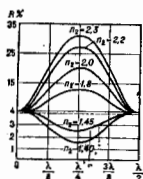


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения R от отраженной в долях световой волны λ толщины тонкого слоя, нанесенного на подложку из стекла, для различных значений показателя преломления слоя n_2 . Показатель преломления стекла $n_3 = 1,52$, $n_1 = 1$ (воздух).

Изменяя толщину просветляющей плёнки, можно смешать минимум отражения в разл. участки спектра.

Для деталей из стекла с низким ПП П. о. однослойными плёнками недостаточно эффективно. Применение двухслойных просветляющих плёнок позволяет почти полностью устранить отражение света от поверхности детали-подложки независимо от её ПП, но лишь в узкой области спектра. Трёхслойные просветляющие плёнки дают возможность получить равномерное низкое ($\approx 0,5\%$) отражение в широкой спектральной области, напр. во всем видимом диапазоне (рис. 2). Двух- и трёхслойные покрытия используют для П. о., работающей в УФ-области, где из-за низкого значения однослойные покрытия малоэффективны. Наиболее П. о. в

Рис. 2. Зависимость в диапазоне видимого света (400—700 нм) коэффициентов отражения R поверхности стекла с $n_3 = 1,52$ от длины волны света λ : 1 — для непросветляющей поверхности; 2 — для поверхности с однослойной просветляющей плёнкой, показатель преломления которой $n_2 = 1,40$; 3 — то же при $n_2 = 1,23$; 4 — для поверхности с трёхслойной просветляющей плёнкой.

широкой области спектра может быть достигнуто с помощью неоднородных просветляющих плёнок, значение ПП к-рых плавно меняется от n подложки до n окружающей среды. В практически получаемых неоднородных плёнках n меняется ступенчато; ширина спектральной области с низким отражением увеличивается с возрастанием числа «ступенек», приближающим характер изменения ПП к плавному.

Лит. см. при ст. Оптика тонких слоев. Л. Н. Нагорский, ПРОСВЕТЛЕНИЯ ЭФФЕКТ — увеличение прозрачности среды под действием интенсивных потоков эл.-магн. излучения. В большинстве случаев П. э. обусловлен уменьшением резонансного поглощения в веществе и, следовательно, проявляется лишь в определенной, часто весьма узкой области спектра.

Имеется неск. разл. физ. механизмы просветления. Наиб. распространенный из них — перераспределение населенностей квантовых уровней молекул вещества под действием резонансного излучения. Простейшим вариантом такого перераспределения является *насыщение эффект*. В этом случае с увеличением интенсивности падающего эл.-магн. излучения населенности нижнего и верхнего уровней резонансного перехода выравниваются, что ведет к выравниванию скоростей поглощения и вынужденного испускания. В результате поглощаемая мощность стремится к пределу, определяемому только скоростью релаксационных процессов, связанных с переходя энергией окружающей среде (спонтанное

испускание на резонансном переходе, излучат. Φ безызлучат. переходы на др. энергетич. уровни). При дальнейшем увеличении интенсивности поглощаемые уже не увеличивается, а следовательно доля мощности эл.-магн. волны, поглощаемая средой, уменьшается; сред становится прозрачной. Просветление вследствие насыщения имеет место как в поле непрерывного излучения, так и в поле импульсов, длительность к-рых существенно превышает время поперечной релаксации T_2 (см. *Лазерная система*).

В общем случае следствием перераспределения населенностей является уменьшение поглощения как эл.-магн. волны, вызывающей это перераспределение (эффект самопросветления), так и др. потоков излучения с частотами, резонансными квантовым переходам, для к-рых результирующая разность населенностей уровней также уменьшается. Напр., насыщению одного из переходов, как правило, сопутствует П. э. на переходах, имеющих общий нижний уровень с насыщенными.

В конденсиров. средах под действием интенсивного излучения при межзонном поглощении происходит опустошение уровней энергии вблизи потолка валентной зоны и заполнение уровней вблизи дна зоны проводимости. В этом случае П. э. имеет характер сдвига полосы поглощения в КВ-область. При этом возможно появление даже усиления в нек-ром интервале частот вследствие образования инверсной населенности. Такой механизм характерен, в частности, для цветных стёкол. Именно этим механизмом просветления объясняет С. И. Вавиловым (1923) эффект уменьшения поглощения света урановым стеклом при увеличении интенсивности проходящего света. Сходное поведение поглощения обнаруживается и для электронно-колебат. полос сложных молекул.

Просветление среды в области резонансного поглощения может быть связано со штарковским сдвигом частоты квантового перехода в поле эл.-магн. волны (см. *Штарк эффект*). Кроме того, причиной П. э. могут являться также фотохим. и фотофиз. превращения в среде под действием падающего излучения (*фотоионизация, фотодиссоциация, хим. реакция*), приводящие к уменьшению общего числа частиц, поглощающих на заданной частоте.

Иной характер имеет П. э. в поле коротких импульсов, длительность к-рых меньше времён релаксации резонансного перехода. В этом случае возможен т. н. эффект *самоиндуцированной прозрачности*, когда вследствие когерентности взаимодействия энергия, поглощаемая веществом на переднем фронте импульса, полностью возвращается импульсу на его заднем фронте.

Все перечисленные механизмы могут вызывать П. э. и при *многофотонном поглощении*. Кроме того, в этом случае возможно просветление вследствие нелинейной интерференции разл. процессов возбуждения. Напр., возбуждение перехода при трёхфотонном поглощении излучения с частотой ω может быть подавлено действующим в противофазе процессом одифотонного возбуждения в поле излучения на частоте третьей гармоники 3ω . При этом «выключается» как трёхфотонное, так и одифотонное поглощение. Аналогичные эффекты возникают и при двухфотонном поглощении. П. э. такой природы наз. *интерференционным* (иногда — параметрическим) просветлением.

Матем. описание П. э. зависит от механизма просветления, а также от спектральных и временных характеристик излучения. При одифотонном поглощении монокроматич. излучения П. э. описывается ур-нием

$$\frac{dI}{dz} = -k(I)I,$$

где I — интенсивность волны в точке z , $k(I)$ — показатель поглощения, зависящий от интенсивности. Вид ф-ции $k(I)$ определяется конкретным физ. механизмом просветления и характером уширения линий (или

подо) поглощения. Напр., если П. в обусловлен насыщением и линия поглощения ушпрена однородно, то $k(l) = k_0/(1 + \alpha l)$; здесь k_0 — показатель поглощения, k -ый фигурирует в законе Бугера (см. Бугера — Ламберта — Бера закон), α — константа насыщения.

П. з. играет большую роль в *квантовой электронике* и *нелинейной оптике*; ячейки с просветляющими веществом используются для т. н. пассивной модуляции добротности и синхронизации мод *лазеров*, формирования коротких импульсов в лазерных усилителях и т. п. П. з. в газовых средах, помещенных в резонатор лазера и обладающих доплеровски ушпренной линией поглощения на частоте генерации, используется для стабилизации частоты и сужения линий генерации. В *нелинейной спектроскопии* наблюдение П. з. в неоднородно ушпренных линиях поглощения является одним из методов регистрации спектров с высоким разрешением.

Лит.: М а н г ю н Е. А., А ф а н а с ь е в А. М., Об одной возможности «просветления» среды при многоквантовом резонансе, *ЖЭТФ*, 1967, т. 52, с. 1246; А н и я н Я. В., И. и др., К теории сложения частот в резонансных условиях, *Квантовая электроника*, 1976, т. 3, с. 330; К р а с н о в В. В., Ш е п е л ь н и к о в М. С., С о л о м о н о в и ч В. С., Параметрическое просветление среды при резонансном черепашковом взаимодействии, *Письма в ЖЭТФ*, 1980, т. 43, с. 113; см. также лит. при ст. *Нелинейная оптика*, К. Н. Дробачев, ПРОВЕЧИВАЮЩИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП — см. *Электронный микроскоп*.

ПРОСТАЯ ВОЛНА (волна Римана) — волна, каждая точка профиля k -рой распространяется с пост. скоростью u , зависящей от значения волнового поля ψ в этой точке. Такие процессы характерны для нелинейных сред без дисперсии (см. *Волны*). Одномерная П. в. описывается выражением

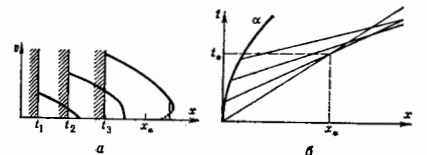
$$\psi = F[x - u(\psi)t], \quad (1)$$

где F — век-рая ф-ция, определяемая начальным условием. На плоскости переменных x, t значение ψ в П. в. сохраняется на прямых

$$x - u(\psi)t = \text{const}, \quad (2)$$

наз. характеристиками. Различным зависимостям $u(\psi)$ соответствуют несколько типов П. в. Если u не зависит от ψ (линейное приближение), то П. в. распространяется без изменения формы. В общем же случае профиль П. в. деформируется.

Пример — движение сжимаемого газа, возбуждаемое поршнем в трубе. В газе существуют две П. в., распространяющиеся со скоростями $u_{\pm} = v \pm c$, где v — скорость частиц, а c — местная скорость звука, зависящая от плотности в данной точке профиля волны. Если поршень выдвигается из трубы, то в ней возникает П. в. разрежения в виде распрямляющихся по координате x поршней давления, плотности, скорости част и т. д. Если же поршень вдвигается в трубу ускоренно с дозвуковой скоростью, то перед ним распространяется П. в. сжатия, k -рая непрерывно сокращается, вплоть до образования участка с бесконечной крутизной профиля, что соответствует пересечению характеристик (рис.). В дальнейшем в волне (1) должна бы-



Взаимная скорость частиц в волне, возникающей при ускоренном движении поршня (а); траекторий обозначено положение поршня в последовательные моменты времени. Соответствующий вид (б) характеристика на плоскости x, t ; x_0 — траекторная поршня, x_0 и t_0 — координата и момент образования разрыва.

да бы образоваться неоднородность — «перехлест» или «схлопывание» волны сжатия, но в данном примере это не имеет физ. смысла. На самом деле исходные ур-ния динамики идеального газа, из k -рых следует решение (1), становятся непригодными в области резких изменений состояния, и в результате вместо неоднородности возникает резкий скачок параметров — ударная волна, в k -рой существенную роль играют диссипативные процессы (вязкость и теплопроводность среды). Движение за фронтом ударной волны уже не будет П. в. из-за отражений возмущений от фронта скачка; лишь при достаточно малой его интенсивности отражения пренебрежимо малы (см. *Нелинейная акустика*).

В П. в. возмущения разл. величин являются ф-циями друг друга; эта связь выражается инвариантами Римана J_{\pm} ; в каждой из П. в. опти из инвариантов постоянны. Малые возмущения величин J_{\pm} распространяются в среде только вдоль характеристик (2). В газовой динамике имеются два инварианта Римана $J_{\pm} = u \pm \int (c/\rho) d\rho$. В случае идеального политропного газа, характеризуемого показателем политропы γ , $J_{\pm} = v \pm 2c(\gamma - 1)$.

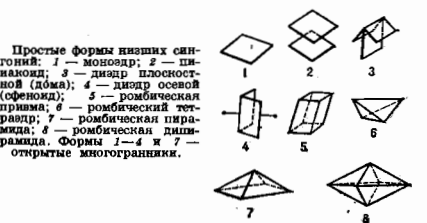
Поватие П. в. применяется и к стационарным двумерным движениям (напр., плоским течениям газа), тогда в ф-лах (1) и (2) вместо x и t аргументами служат координаты x и y .

Движение среды близки границы с областью пост. течения (без разрыва на границе) есть П. в.

Аналогичными свойствами обладают П. в. в др. физ. системах. Однако распространение волны сжатия не всегда приводит к образованию ударной волны в виде монотонной «ступеньки». В общем случае на участках большой крутизны профиля выступает в силу не только диссипация, но и дисперсия, k -рая приводит к появлению осцилляций. Так в ал-магн. системах (плазма, ал-магн. ливних с ферритом) возникает ударный переход с осцилляциями, а в отсутствие потерь — система солитонов. В ряде случаев образование неоднородности («перехлест») имеет реальный физ. смысл. Так, если u — скорость объектов, движущихся с пост. скоростями без взаимодействия (кинематич. волны), напр. частиц в разреженном луче, то «перехлест» означает просто обгон одним объектов другим.

Ф-лой (1) может быть описано поведение частоты в частотно-модулированной волне, распространяющейся в среде с дисперсией (тогда u — групповая скорость), или компонент волнового вектора в двумерной геометрии оптике; в последнем случае прямые (1) соответствуют лучам, а их пересечение — образованию *каустики* или *флукуса*.

Лит.: Л и д а у Д. Л., Л и ф ш ц и Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Н у р а т Р. Ф., Р и д и р х с К., Сверхзвуковое течение и ударные волны, пер. с англ., М., 1950; К а д о м ц е в В. Б., Колебательные явления в плазме, М., 1975; Р а б и н о в и ч М. И., П р у б е ц к о в Л. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. Л. А. Астроянский, ПРОСТАЯ ФОРМА КРИСТАЛЛА — совокупность симметрично-эквивалентных плоскостей (гравей многогранника), k -рые можно получить из одной с помощью операций симметрии, свойственных точечной группе



Простые формы низших симметрий: 1 — моноклин; 2 — триклин; 3 — диэдр плоскостной (дома); 4 — диэдр осевой (офеоид); 5 — ромбическая призма; 6 — ромбическая пирамида; 7 — ромбическая пирамида; 8 — ромбическая пирамида. Формы 1—4 и 7 — открытые многогранники.

симметрии кристалла. П. ф. к. могут иметь только 1, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 24 и 48 граней. Существует 47 П. ф. к., названия к-рых даются по ряду признаков: числу граней, их очертанию и др. (рис. 1).

Различают общие и частные П. ф. к. Частная П. ф. к. получается, если исходная грань параллельна или перпендикулярна осем или плоскостям симметрии или пересекает их под одинаковыми углами. Общая П. ф. к. получается, когда исходная грань задана в общем положении относительно элементов симметрии.

Все грани П. ф. к. при росте кристалла имеют одинаковую скорость роста.

Лит.: Современная кристаллография. т. 1, М., 1979.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ — см. *Дисперсия пространственная*.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИНВЕРСИЯ — операция зеркального отражения пространственных координатных осей. С инвариантностью теории относительно П. и. в квантовой механике и в квантовой теории поля связано понятие *членности*.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ в оптике поля — одна из его характеристик, определяющая статистич. связь, корреляцию между параметрами поля в разных точках пространства.

П. к. лазерного пучка определяет статистич. связь между значениями поля не в произвольных точках пространства, а в разных точках поперечного сечения пучка. Вдоль направления распространения лазерного пучка статистич. связь определяется временной *когерентностью* излучения. Спонтанные шум, возбуждение многих поперечных мод приводит к тому, что поперечная пространственная структура лазерных пучков становится случайной, а их поле излучения оказывается не полностью когерентным в пространстве. Вместе с тем масштаб поперечных корреляций лазерного излучения (поперечный радиус когерентности, радиус корреляции) значительно превосходит соответствующий масштаб нелазерных источников излучения. По величине отношения значений радиуса корреляции к радиусу пучка лазерного излучения различают два предельных случая излучения: многомодового по поперечным индексам и одномодового.

Многомодовые лазерные пучки. В случае возбуждения большого числа N поперечных мод со статистически независимыми фазами пространственная статистика лазерных пучков близка к гауссовой. При этом поперечная пространственная корреляц. ф-ция, ф-ция взаимной когерентности, определяемая выражением

$$\Gamma(r+s, r) = \langle E(r, z, t) E^*(r+s, z, t) \rangle = \sum_{m, n} |A_{mn}|^2 \Psi_{mn}(r, z) \Psi_{mn}^*(r+s, z), \quad (1)$$

похожа на корреляц. ф-цию δ -коррелированного излучения, дифрагированного на круглом отверстии. В выражении (1) $E(r, z, t)$ — комплексная напряженность электрич. поля, действительная часть — $\text{Re}E(r, z, t)$, A_{mn} — амплитуда моды с поперечными индексами m и n , $\Psi_{mn}(r, z)$ — модовая ф-ция, $|\Psi_{mn}(r, z)|^2$ описывает распределение интенсивности моды в поперечном сечении. Направление осей x совпадает с направлением распространения лазерного пучка, двумерный вектор r лежит в плоскости, перпендикулярной оси z . На рис. 1

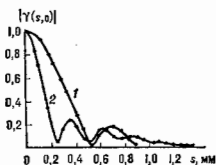


Рис. 1. Модуль степени пространственной когерентности излучения твердотельного лазера для N поперечных мод: 1 — для $N=830$; 2 — для $N=10^4$.

изображена нормированная корреляц. ф-ция (1), т. е. степень П. к.

$$\gamma(r+s, r) = \Gamma(r+s, r) / \Gamma(r, r) \Gamma(r+s, r+s),$$

для случая $r=0$ и разл. числа поперечных мод. Значение радиуса корреляции, определенное, напр., по уровню 0,5 от макс. значения $|\gamma(s,0)|$, равного единице, существенно зависит от геометрии резонатора и числа поперечных мод N . Так, для многомодовых лазерных пучков, возбуждаемых в резонаторе с плоскими прямоугольными зеркалами, радиус корреляции $r_{кл} \approx d/\sqrt{N}$, где $2d$ — размер зеркала вдоль измеренного направления. В случае сферич. резонатора с круглыми зеркалами $r_{кл} \approx \sqrt{2a(z)}/\sqrt{N}$, где $a(z)$ — радиус вышней моды на расстоянии z от перетяжки пучка. Последняя зависимость радиуса корреляции получена эксперим. подтверждение. Кроме того, значение радиуса корреляции $r_{кл}$ увеличивается к краю лазерного пучка, т. е. многомодовые лазерные пучки, возбуждаемые в сферич. резонаторах, являются статистически неоднородными. Для числа мод $N=10^4$ отношение $r_{кл}/a \approx 10^{-2}$, поэтому, если радиус пучка составляет 1–10 мм, радиус корреляции оказывается равным 10–100 мкм. При наличии неоднородностей в активной лазерной среде даже для плоского резонатора более адекватной оказывается модель сферич. резонатора.

Одномодовые лазерные пучки; предельная П. к. и стохастическое блуждание пучка. При генерации лишь осн. поперечной моды TEM_{00} (индексы $m=n=0$) усиление в лазере достаточно для компенсации потерь, состоящих из потерь в среде, на излучение и дифракционных. Однако этого усиления недостаточно для компенсации потерь на высших модах, поскольку с увеличением номера поперечного индекса m и (или) n дифракц. потери растут. Спонтанное излучение усиливающей среды не только является затравкой для возбуждения осн. моды, но и поддерживает на определенном уровне интенсивность подпороговых высших мод. Вследствие излучения последних П. к. одномодовых лазерных пучков не является полной. Но в пределах ширины пучка степень П. к., напр. для излучения гелиево-неоновых лазеров, отличается от 1 не более чем на $10^{-4} - 10^{-8}$ (рис. 2). Осн. влияние на предельную степень П. к. моды TEM_{00} оказывают ближайшие подпороговые

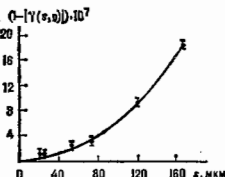


Рис. 2. Зависимость $1 - |\gamma(s,0)|^2$ в одночастотном режиме генерации лазера $LiF:LiBr$ ($N_s=833$ мод; точки — экспериментальные данные, кривая — теоретическая).

высшие моды, т. е. моды с поперечными индексами $m=0, n=1$ и $m=1, n=0$. Для мод сферич. резонатора

$$\Psi_{00}(s) = \exp(-s^2/a_0^2), \quad \Psi_{10}(s) = 2(s/a_0) \exp(-s^2/a_0^2)$$

и значений $r(0,0), s(1,0)$ степень П. к.

$$\gamma(s,0) = 1 - \frac{1}{2} \epsilon f(s) = 1 - 2\epsilon(s/a_0)^2, \quad (2)$$

где

$$\epsilon = \frac{|\langle A_{10}(t) \rangle|^2}{|A_{00}(t)|^2}, \quad f(s) = \sqrt{\frac{2}{10}} \frac{\Psi_{10}(s)}{\Psi_{00}(s)}.$$

Величина ϵ представляет собой отношение макс. интенсивностей подпороговой моды и осн. моды:

$$\epsilon = \frac{\alpha(\omega_0)(1-R)^2 h \omega_0}{8(q_{10} - q_{00})P} \cdot \frac{N_1}{N_0 - (g_1/g_0)N_1}. \quad (3)$$

Здесь $\alpha(\omega_0)$ и u — коэф. усиления и групповая скорость на частоте ω_0 осн. моды, L — Планка постоянная, $R_{\text{диф}}$ — дифракц. потери на соответствующей моде, R — коэф. отражения по амплитуде выходного зеркала; N_1, N_2 — населенности нижнего и верхнего уровней усиливающей среды, g_2 — параметр вырождения уровней, P — мощность излучения через выходное зеркало. Из (3) видно, что значение ξ обратно пропорц. разности дифракц. потерь ($g_{10} - g_{00}$), излучаемой мощности P , равности населенностей рабочих уровней.

Др. интерпретация следствия подподрогового возбуждения высших мод (т. е. не полной П. к.) — стохастич. блуждание центра осн. моды. Дисперсия этого блуждания

$$\sigma^2 = (\delta s)^2 = \xi \sigma g^2. \quad (4)$$

При радиусе пучка $a_0 = 0,3$ мм значение $\sigma = 0,5$ мкм (рис. 2). С ростом мощности излучения величина σ уменьшается как $P^{-1/2}$ и может быть ≈ 10 мкм.

С неполной П. к. можно также связать естеств. угл. расходимость θ_e , обусловленную спонтанным излучением лазера:

$$\langle \theta_e^2 \rangle = -k_0^2 a_0^2 \gamma(s, 0) / ds^2 \Big|_{s=0}. \quad (5)$$

При этом дисперсия случайного блуждания

$$\sigma^2 = \frac{1}{4} (k_0 a_0)^2 \langle \theta_e^2 \rangle. \quad (6)$$

Соотношения (5), (6) дают общую связь между неполной П. к., стохастич. блужданием и естеств. угл. расходимостью лазерного пучка. Выражения (4), (6) в совокупности с (3) можно рассматривать как некий пространственный аналог ф-лы Шавлова — Тауса для естеств. ширины линии односточного лазерного излучения.

Неполная П. к. однодмодового лазерного пучка (или естеств. угл. расходимости, или стохастич. блуждание), обусловленная принципиально не устранимыми флуктуациями — спонтанным излучением лазера, влияет, очевидно, на разрешающую способность и информативность систем оптич. записи и считывания информации.

Лит.: А. Шавлова С. А., Дьяков Ю. Е., Чернин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; А. Дманов С. А., Чернин А. С., Беллинский А. В., Предельная пространственная когерентность лазерного излучения, «УФН», 1993, т. 163, № 3.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РЕШЕТКА — бесконечная совокупность точек (узлов), расположенных по вершинам равных параллелепипедов, сложенных равными гранями и заполняющих пространство без промежутков; простейшая схема строения кристалла. Параллелепипеды П. р. преобразуются друг в друга преобразованиями на группы конечных переносов (трансляций). См. *Брэгг решетка*.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ — воздействие на структуру потока излучения с целью придания желаемых свойств (напр., малой расходимости) либо обработки переносимой этим потоком информации (см. *Оптическая обработка информации*). В оптич., ИК- и ближнем УФ-диапазонах используются фокусирующие элементы для создания пространственных фильтров, к-рые осуществляют эфф. и равнообразное управление пространственным спектром излучения. В рентг. и др. КВ-диапазонах фокусирующие линзы в зеркалах отсутствуют, для выделения узкого коллимированного пучка в этих диапазонах применяются наборы последовательно установленных экранов с расположенными на одной линии отверстиями в них.

Чаще всего П. ф. сводится к преобразованию фурье-спектра двумерного распределения поля по сечению светового пучка. Кроме разложения волны в фурье-спектр применяются и иные виды разложений (напр., с помощью преобразования Фуреля), но значительно

Фурье-фильтрация используется во многих традиц. методах исследования объектов, непосредств. наблюдение к-рых по тем или иным причинам невозможно или затруднено. Стандартная схема оптич. систем с фурье-фильтрацией приведена на рис. Ближний к параллельному пучок света от лазера либо от иного малого источника света 1, помещенного в фокальной плоскости коллимирующей линзы 2, проходит через исследуемый объект 3 и попадает в фурье-фильтр, состоящий из двух положительных софокусных линз 4 и 6 и расположенного в их общей фокальной плоскости фазово-амплитудного транспаранта 5. В фокальной плоскости линзы 4 формируются фурье-образ распределения поля перед

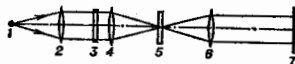


Схема пространственной фильтрации: 1 — источник света; 2 — коллимирующая линза; 3 — исследуемый объект; 4 и 6 — софокусные линзы; 5 — транспарант; 7 — плоскость изображения объекта.

этой линзой (см. *Матричные методы* в оптике). Транспарант осуществляет необходимое воздействие на спектр, линза 6 — обратное преобразование Фурье. Перевернутое изображение объекта находится в плоскости 7 на расстоянии 4f от него, где f — фокусное расстояние линз 4, 6 (для простоты считаем их идентичными).

Если объект является самосветящимся (плазма, продукты взрыва) и его зондирование осуществляется с помощью излучения источника 1, то для уменьшения засветки изображения собств. светом объекта используют транспарант в виде непрозрачного экрана с отверстием на оси, пропускающим весь поток зондирующего излучения. Для наблюдения мелких рассеивающих свет частиц и оптич. неоднородностей в прозрачных средах используют т. н. теневые методы, при к-рых перекрывают центр. часть сечения фокальной плоскости. В результате до системы регистрации доходит лишь рассеянный свет и распределение освещенности в плоскости 7 соответствует картине распределения неоднородностей (источников светорассеяния) в плоскости объекта.

Намного большая чувствительность к малым фазовым возмущениям достигается с помощью метода *фазового контраста* (метода Цернике). Прозрачный объект, являющийся источником возмущений, освещается идеальной плоской волной; после его прохождения распределение комплексной амплитуды волны приобретает вид $u \approx e^{i\varphi}$, где φ — зависящие от поперечных координат фазовые отклонения, к-рые и подлежат регистрации. Транспарант представляет собой прозрачную пластинку с таким утолщением (либо выемкой) в малой приосевой зоне, что между светом, проходящим через эту зону и через остальную часть сечения, создается разность хода $\lambda/4$.

При малых фазовых отклонениях φ величина $e^{i\varphi} \approx \approx 1 + i\varphi$; первому члену разложения соответствует плоская волна ($c \equiv \text{const}$), фокусируемая линзой в центр. часть транспаранта, второму — рассеянный свет, проходящий мимо центр. зоны. Введение фазового сдвига между этими компонентами приводит к тому, что после фильтра $u \approx 1 + e^{i\pi/2} \varphi = 1 - \varphi$, $|u|^2 \propto (1 - \varphi)^2 \approx 1 - 2\varphi$. Т. о., фазовые искажения превращаются в вариации интенсивности, причём в отличие от теневых методов реакция здесь является линейной.

Если, оставив транспарант там же, поместить в плоскости 7 плоское зеркало, свет на обратном пути будет подвергаться аналогичному преобразованию и при подходе к объектной плоскости окажется, что $u \propto 1 + e^{i\varphi} \times \times i\varphi = 1 - i\varphi \approx e^{-i\varphi}$, т. е. реализуется *обращение волнового фронта*.

П. ф. применяется также для улучшения качества изображений, распознавания образов, осуществления их сортировки и т. п. Напр., используя транспарант в виде непрозрачного экрана с щелью, можно избавиться от полюс на изображении, вызванных строчной разверткой; частично или полностью подавив низкие пространственные частоты, можно осуществить контурирование изображений. Реализуемы фильтры, резко снижающие дефекты изображения, вызванные расфокусировкой при фотографировании; фильтры, отмечающие яркие точки в плоскости изображений местоположением к.-л. заданной буквы в служащем объектом печатанном тексте, и т. д. Следует, однако, иметь в виду, что распознавание образов резко затрудняется, если неизвестны заранее масштабы и ориентировка изображений соответствующих объектов.

При высококонтрастных источниках света успешно используются афф. фильтры самого разного назначения, изготовленные на основе методов голографии (см. Голографическое распознавание образов). Можно создать фильтры, воздействующие и на амплитуду, и на фазу отд. фурье-компонент с участием голограмм, осуществляющих лишь амплитудную модуляцию падающего на них света (метод Логта).

Реально производимая П. ф. нередко заменяется эквивалентной ей матем. обработкой результатов измерений световых полей (при необходимости — с использованием рассчитанных откорректированных изображений).

Лит.: Гудман Д. ж., Введение в фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970; Передача и обработка информации голографическим методом, М., 1978; Ку Ф. Т. С., Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию, пер. с англ., М., 1979. Ю. А. Аманцев.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЧАСТОТА — аналог обычной частоты при задании фаз. величин в виде ф-ции не времени, а координаты; имеет размерность см⁻¹. Понятие П. ч. очень часто используется в оптике для оценки способности систем оптич. информации передавать информацию об объекте.

Для примера рассмотрим наиб. простой случай одностороннего пропускающего объекта — дифракц. решётки, ф-ция пропускания к-рой

$$\tau(\xi) = \tau_0 + \cos \frac{2\pi}{T} \xi, \quad (*)$$

где ξ — координата в плоскости объекта, τ_0 — ср. амплитудное пропускание, τ — амплитуда изменения пропускания. При заданных значениях τ_0 и τ изменение свойств объекта можно однозначно задать, определив период изменения ф-ции $T = d = 1/f$. Здесь T — период ф-ции, равный расстоянию между ближайшими точками объекта в направлении ξ , в к-рых амплитудное пропускание одинаково, f — величина, обратная пространственному периоду, наз. П. ч. При описании дифракц. решётки с помощью П. ч. легко опсцивется, напр., требуемая апертура объектива $D = 2\lambda f$ (λ — расстояние от решётки до главной плоскости линзы). Дифракц. решётка — синусоидальный одномерный объект; несинусоидальные одномерные объекты характеризуются набором (спектром) П. ч. В более общем двумерном случае объект можно рассматривать как результат наложения синусоидальных решёток, ориентированных произвольно. Тогда распределение поля $u(x, y)$ по сечению светового пучка (x, y — поперечные декартовы координаты)

$$u(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(f_x, f_y) \exp[2\pi i(f_x x + f_y y)] df_x df_y,$$

где $F(f_x, f_y)$ — фурье-образ этого распределения,

$$F(f_x, f_y) = \iint u(x, y) \exp[-2\pi i(f_x x + f_y y)] dx dy.$$

f_x, f_y и есть пространственные частоты. Лит. см. при от. Пространственная фильтрация.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЧЕТНОСТЬ — то же, что Р-чётность.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СИММЕТРИЯ — симметрия пространственно-временного континуума, в к-ром протекают физ. процессы. В основном П.-в. с. — это следствие изотропии и однородности пространства-времени, они проявляются в инвариантности (ковариантности) физ. систем, полей и ур-ний движения относительно преобразований координат, отвечающих вращениям или трансляциям вдоль направлений пространственно-временных осей. В квантовой механике и квантовой теории поля (КТП) существенную роль играют дополнительные, дискретные симметрии, связанные с отражениями пространственно-временных осей. С П.-в. с. связаны сохранения законов: из свойства изотропии пространства следует сохранение угл. момента, из однородности пространства-времени — сохранение 4-импульса. Дискретные симметрии приводят к сохранению чётности. Законы сохранения чётности являются приближёнными, но нет никаких указаний на приближённый характер непрерывных П.-в. с.

Группа П.-в. с. наз. Пуанкаре группой. Её генераторами в КТП являются 6 компонент антисимметричного тензора момента кол-ва движения $M_{\mu\nu}$ и 4 компонента вектора импульса P_μ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$).

В КТП существует теорема, возможность расширения пространственно-временного континуума за счёт включения 4N дополнительных веществ. антикоммутирующих координат, при этом группа Пуанкаре расширяется до группы простой ($N = 1$) или расширенной ($1 < N < 8$) суперсимметрии (см. Суперсимметрия, Суперразмерность). Однако неясно, реализуется ли в природе эта возможность.

Существует глубокая связь между П.-в. с. и внутренними симметриями. Наб. ярким примером такой связи является строгое сохранение СРТ-чётности (при приближённом сохранении С- и РТ-чётности; см. Теорема СРТ).

М. В. Терехтеев.
ПРОСТРАНСТВЕННОЕ КВАНТОВАНИЕ — то же, что квантование момента количества движения; дискретность возможных его пространственных ориентаций относительно произвольно выбранной оси. См. Квантовая механика.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНАЯ КВАДРУПОЛЬНАЯ ФОКУСИРОВКА — фокусировка пучков заряд. частиц в линейных ускорителях или каналах транспортировки, обусловленная чередованием во времени направления квадрупольно-симметричного электрич. поля. Практич. разработка структур с П.-о. к. ф. началась в СССР в 1970 (за рубежом широко развинулась с 1979). До 70-х гг. в линейных ускорителях и каналах транспортировки была известна фокусировка частиц со аналогичной пространственно-периодич. структурой, состоящей из статич. квадрупольных линз. Один из возможных пространственно-периодич. типов структуры показан на рис. 1 (u — пост. напряжение на электродах). В отличие от пространственно-периодич. фокусирующих структур, канал с П.-о. к. ф.

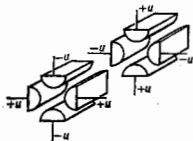


Рис. 1. Пространственно-периодический квадрупольный фокусирующий канал.

в принципе представляет собой длинную четырёхкратную линзу на квадрупольной симметрии, на к-рую подано 4V-напряжение (рис. 2). Заряд. частицы, движущиеся вдоль продольной оси симметрии, испытывают действие поперечного электрич. поля с черед. знаком градиента. Это приводит к эффекту квадруполь-

вой фокусировки в пространственно-однородной структуре. Направление сил, действующих на движущуюся частицу, в каждой из координатных плоскостей меняется по длине пути, соответствующей половине периода ВЧ-поля. Длина периода фокусировки составляет

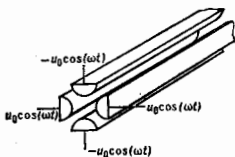


Рис. 2. Пространственно-однородный квадратный фокусирующий канал.

$\beta\lambda$, где $\beta = v/c$, v — скорость частицы, λ — длина волны электрич. поля в свободном пространстве. Макс. градиент фокусирующего поля в первом приближении равен $2u_0/a^2$, где u_0 — амплитуда ВЧ-напряжения, a — мин. расстояние от оси до электрода.

В канале с П.-о. к. ф. может быть создана продольная ускоряющая компонента электрич. поля за счёт периодич. изменения потенциала вдоль продольной оси симметрии с периодом $\beta\lambda$, что позволяет использовать этот тип фокусировки в линейном ускорителе. Необходимое изменение потенциала возникает при периодич. модуляции расстояний с периодом $\beta\lambda$ между противоположными электродами, если фаза модуляции для электродов с противоположными полярностями сдвинута на 180° . Другими словами, когда расстояние между электродами, лежащими в горизонтальной плоскости, возрастает, то расстояние между электродами, лежащими в вертикальной плоскости, уменьшается. Амплитуда разности потенциалов на периоде ускорения $\beta\lambda/2$ в первом приближении составляет $u = 2Au_0$, где

$$A = (m^2 - 1) [I_0^2 J_0^2(ka) + I_0^2 (mka)],$$

m — отношение макс. расстояния от оси симметрии до ближайшей точки электрода к минимальному, $k = = 2\pi/\beta\lambda$, I_0 — модифициров. функция Бесселя нулевого порядка. При модуляции формы электродов и заданном мин. расстоянии от оси ускорителя сила фокусировки снижается примерно на 40–50%; появляется, как и при пространственно-периодич. фокусировке (см. Квадратный фокусирующий канал), высокочастотный дефокусирующий эффект.

В линейных ускорителях с П.-о. к. ф. сила фокусировки не зависит от энергии частиц и от их фазы относительно ВЧ-поля. Все частицы сфокусируются примерно одинаково. Это позволяет спец. образом использовать эффект автофокусировки. В непрерывном пучке на входе ускорителя струйка частиц следует вилотовую друг за другом, но по мере роста скорости частиц они раздвигаются, сохраняя приблизительно неизменные геометр. размеры и, следовательно, пост. плотность пространственного заряда. Захват частиц в режим ускорения может достигать 95–97%, что вдвое выше лучших значений этого параметра в др. известных структурах. Линейные ускорители с П.-о. к. ф. могут работать при весьма низких нач. скоростях частиц. Но при малых нач. скоростях сохраняется высокое предельное значение тока пучка.

Эффект П.-о. к. ф. используется в инжекторах протонных и тяжёлых ионовных синхротронов. Использование П.-о. к. ф. в линейных ускорителях дало возможность получить сильноточные пучки ионов, применяемые в ряде новых технологий: в создании высокопоточных нейтронных генераторов для радиан. материаловедения, связанного с проблемами термоядерных реакторов; формирования сильноточных пучков протонов для электроодерного метода «наработки» ядерного го-

рючего, для уничтожения радиоактивных отходов АЭС; создания линейных ускорителей сверхтяжёлых малоэлектрических пучков для кованного термоядерного синтеза, создания малогабаритных генераторов мощных атомных пучков. Осн. трудности создания линейного ускорителя были связаны с низким коэф. захвата частиц и режим ускорения и с высокой энергией ионизации, при к-рой электростатич. преускорители терли электрич. прочность.

В линейных ускорителях протонов и ионов Н⁺ используются частоты в диапазоне 80–450 МГц. Для создания ВЧ-напряжения на четырёхпроводной линии в этом диапазоне применяются четырёхкамерные объёмные резонаторы разл. конструкции с продольной маг. волной.

В зависимости от типа иона и требуемых параметров пучка в линейных ускорителях тяжёлых ионов используются частоты в диапазоне 6–30 МГц. Разработаны резонансные структуры в виде четвертьволновых отрезков коаксиальной линии с разрезным внутр. стержнем; разработаны также резонансные структуры, содержащие сосредоточенные индуктивности.

В модулиров. четырёхпроводных линиях применяются преим. дилатрич. электроды с периодически меняющимся диаметром или плоские электроды перем. длины, каждый на к-рых ограничен в сечении полукругом с постоянным по всей длине радиусом.

Область устойчивости поперечных колебаний частиц по координатам и импульсам на входе канала с П.-о. к. ф. изменяется с частотой перем. фокусирующего поля. Реализованы разл. методы согласования статич. пучка на входе канала с перем. областью устойчивости.

Лит.: К а ч и к я И. М., Теория линейных резонансных ускорителей, М., 1982, с. 131; К л е й н П. H., Development of the different RFQ accelerating structures and operation experience, «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1983, т. NS-30, № 4, p. 3313.

И. М. Качиченый.

ПРОСТРАНСТВЕННОПОДОБНЫЙ ВЕКТОР — в частной (специальной) и общей теории относительности — четырёхмерный вектор, сумма квадратов пространственных компонент к-рого больше квадрата его временной компоненты. П. в., имеющий начало в к.-н. точке четырёхмерного пространства-времени, лежит вне внутр. полостей светового конуса с вершиной в данной точке. Всегда существует система отсчёта, в к-рой временная компонента П. в. обращается в нуль, и у него остаются только пространственные компоненты. В Минковского пространстве-времени с метрич. тензором (+1, -1, -1, -1) квадрат длины П. в. A отрицателен:

$$(A)^2 = A^4 A^4 = (A^0)^2 - A^2 < 0, \quad (\mu = 0, 1, 2, 3).$$

Здесь A^0 — временная, $A^i (i = 1, 2, 3)$ — пространственные компоненты 4-вектора $[A = (A^0, A^1, A^2, A^3)]$. См. Относительность теории, Тетрадеи.

И. Д. Новиков.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ГРУППЫ СИММЕТРИИ — группы симметрии, описывающие атомные структуры кристаллов. Представляют совокупность операций симметрии, включающую операции симметрии точечных групп симметрии и трансляции (параллельный перенос). Существует 230 П. г. с. Выведены в 1890 Е. С. Фёдоровым в независимом А. Шёнфлисом (A. Schoenflies), названы фёдоровскими группами. См. также Симметрия кристаллов.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СИММЕТРИИ — симметрии четырёхмерного пространства-времени, в к-ром осуществляются физ. явления. С однородностью и изотропностью пространства-времени связана инвариантность фундам. физ. законов относительно трансляций и вращений четырёхмерных систем координат, в к-рых эти законы формулируются. Группа таких преобразований наз. Пуанкаре группой. Подгруппа вращений в пространстве-времени наз. группой Лоренца преобразований. Следствием указанных симметрий являются законы сохранения энергии-импульса и угл. момента.

Существует также симметрия относительно отраже-

ний осей четырёхмерной системы относительно начала координат. В отличие от трансляций и вращений, эта симметрия не является точной. Соответствующий ей закон сохранения чётности (см. Чётность нарушается в слабых взаимодействиях).

В квантовой теории поля (КТП) существует глубокая, по ещё не понята до конца связь между П. с. и *внутренними симметриями*. Наиб. ярким примером такой связи являются теорема СРТ и тот факт, что СР-чётность сохраняется с большей точностью, чем пространственная чётность (Р-чётность). Другой пример: некие модели КТП формулируются в пространстве с числом измерений, большим четырёх. При этом многие внутр. симметрии в «нашем» четырёхмерном пространстве являются следствием П. с. в пространстве большего числа измерений.

М. В. Терезин, **ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД** (объёмный заряд) — электр. заряд q , распределённый в объёме V так, что его плотность $\rho = dq/dV$ конечна. П. з. определяет пространственное распределение потенциала ϕ и напряжённости поля E согласно Пуассона уравнению, к-рое для среды с постоянной диэлектрич. проницаемостью можно записать так: $\Delta\phi = \text{div}E = -4\pi\rho$. П. з. образуется, когда локальные концентрации положит. и отрицат. носителей заряда взаимно не компенсируются, а это в свою очередь связано с различием в механизмах образования заряд. частиц разного знака и различием в скоростях ухода таких частиц на границе объёма. Плотность П. з. $\rho = e \sum Z_i n_i$, где n_i — концентрации и $Z_i e$ — заряд носителей данного i -го сорта; Z_i имеет знак носителя, так что для электрона или одновалентного отрицат. иона $Z_i = -1$.

Поскольку свободные электр. заряды не могут образовывать объёмную статически равновесную систему (см. Ирришу теорема), реальные условия возникновения П. з. связаны обычно с процессом прохождения тока. П. з. образуются вблизи электродов при прохождении тока через электроды, на границе двух проводников с разл. проводимостью, в вакууме вблизи вытравленного электронн. катода, в газовом разряде вблизи электродов, стенок, в местах с резким изменением поперечного сечения. Образованию П. з. способствует наличие в среде носителей заряда с разными коэф. диффузии. Напр., в плазме большой коэф. диффузии электронов по сравнению с положит. ионами приводит к возникновению избыточного положит. заряда и, как следствие, — направленного из плазмы поля. Под действием этого поля диффузия электронов замедляется, в результате макроскопич. диффузионные потоки ионов и электронов выравниваются (*амбиполярная диффузия*). П. з. экранирует и внешнее электр. поле, приложенное к плазме, препятствуя его проникновению в плазму. Вследствие такой экранировки характерная глубина проникновения электр. поля в плазму порядка *дебаевского радиуса экранирования*. Этот эффект определяет также значение *диэлектрической проницаемости* плазмы, к-рое меньше соответствующего значения в вакууме.

Образование П. з. определяет распределение потенциала и вид *гольт-амперных характеристик* при прохождении тока в вакууме и отд. областях газового разряда. Плотность П. з. зависит от плотностей тока j_i и скоростей u_i соответствующих носителей заряда. Т. к. ток направлен от большего потенциала к меньшему, то, понимая под j_i абс. величину плотности тока и учитывая знак u_i , можно написать $\rho = -\sum j_i/u_i$. При движении электронов в вакууме с нулевой нач. скоростью на катоде скорость u_i задаётся пройденной разностью потенциалов, так что для одномерной задачи

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -4\pi \left(\frac{2e\phi}{m} \right)^{-1/2},$$

где m — масса электрона. Интегрирование этого ур-ния при нач. условиях $\phi = 0$ и $E = 0$ при $x = 0$ приводит к зависимости $\phi \propto x^{3/2}$ и к вольт-амперной характери-

стике, определяемой законом $3/2$ (см. *Ленгмюра формула*).

Решение аналогичной задачи для положит. ионов в газе зависит от характера движения ионов (см. *Поведенность электронов и ионов*). В слабых полях и $\propto E$, в сильных и $\propto E^{3/2}$. В первом случае получается $\propto \phi \propto x^{3/2}$, во втором $\propto \phi \propto x^2$. Поля, создаваемые П. з. в газе, определяют многие важные свойства разряда (временной код развития разряда, образование *стримеров*, плазменные колебания и пр.). Образование П. з. влияет на нарастание электронной лавины, распространяющейся в газе высокого давления. В этом случае при пренебрежении определяющего числа зарядов в лавине ($\sim 10^8$) П. з. ионов, поле к-рого направлено противоположно внеш. электр. полю, частично экранирует его и тем самым снижает эффективность размножения носителей в лавине и уменьшает скорость её распространения (см. *Лавина электронная*).

П. з., возникающий при распространении пучка электронов через вакуум, служит причиной угл. расходимости пучка. В результате магн. взаимодействия электронов пучка эффект расходимости с ростом энергии электронов пучка уменьшается. При распространении электронного пучка в газе расходимость также уменьшается в связи с экранирующим действием П. з. положит. ионов.

Поскольку ρ определяется алгебраич. суммой зарядов разных носителей, наличие в объёме зарядов противоположных знаков может привести к частичной или полной компенсации П. з. Примерами могут служить плазма, в к-рой концентрации ионов и электронов почти равны, и прикатодная область в разряде с накалённым катодом, где положит. ионы практически компенсируют заряд электронов, благодаря чему падение потенциала в таком разряде невелико и почти не зависит от тока.

Ур-ние Пуассона, применяющееся в указанных выше случаях, предполагает, что П. з. распределён непрерывно по всему рассматриваемому объёму. В действительности поле П. з. складывается из полей отд. носителей. Поэтому приведённые зависимости ϕ и E есть величины, усреднённые для областей, линейные размеры к-рых велики по сравнению со средним расстоянием между носителями, т. е. с длиной порядка $(\sum n_i)^{-1/2}$. Хаотически меняющиеся во времени локальные поля должны вычисляться непосредств. наложением полей отд. носителей с учётом их статистич. распределения.

Лит.: Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1956; Петер Г., Электронные лавины и пробой в газах, пер. с англ., М., 1968; Дозанский А. Д., Фирсов О. В., Теория искр., М., 1975; Райвер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.

Л. А. Сена, А. В. Есевич,

ПРОСТРАНСТВО И ВРЕМЯ в ф и з и к е определяются в общем виде как фундам. структуры координат материальных объектов и их состояний: система отношений, отображающая координатно-существующих объектов (расстояния, ориентация и т. д.), образует пространство, а система отношений, отображающая координатно сменяющихся друг друга состояний или явлений (последовательность, длительность и т. д.), образует время. П. и в. являются организующими структурами реал. уровней физ. познания и играют важную роль в межуровневых взаимоотношениях. Они (или сопряжённые с ними конструкции) во многом определяют структуру (метрическую, топологическую и т. д.) фундам. физ. теории, задают структуру эмпирич. интерпретации и верификация физ. теорий, структуру операциональных процедур (в основе к-рых лежат фиксации пространственно-временных совпадений в измерит. актах, с учётом специфики используемых физ. взаимодействий), а также организуют физ. картины мира. К такому представлению ведёт историч. путь концептуального развития.

В наиб. архаичных представлениях П. и в. вообще не вычленились из материальных объектов и процессов природы (в к-рой достаточно мирно уживались как естественные, так и сверхъестественные персонажи): разл. участки территории обитания наделались разл. доминит. и отрицат. качествами и силами в зависимости от присутствия на них разл. сакральных объектов (захоронения предков, тотемы, храмы и т. д.), а каждому движению было сопоставлено своё время. Время также членилось на качественно разл. периоды, благоприятные или зловередные по отношению к жизнедеятельности древних соитумов. Ландшафт и календарные даты выступали запечатлённым мифом. В дальнейшем развитии мифологии картина мира стала функционировать в рамках циклич. времени; будущее всегда оказывалось возрождением сакрального прошлого. На страже этого процесса стояла жёсткая идеология (обряды, запреты, табу и т. д.), принципами к-рой нельзя было поступиться, ибо они были приваны не допускать никаких новаций в этот мир вечных повторений, а также отрицали историю и историч. время (т. е. линейное время). Такие представления можно рассматривать как архаичный прообраз модели неоднородного и неэвтропного П. и в. Учитывая, что развитая мифология пришла к представлению о членении мира на уровни (первоначально на Небо, Землю и Подземный мир, с последующим вычлещением «стоякой структуры» двух крайних уровней, напр. седьмое небо, круги ада), можно дать более ёмкое определение П. и в. мифологии: картины мира: циклич. структура времени и многослойный изоморфизм пространства (Ю. М. Лотман). Естественно, это всего лишь совр. реконструкция, а в к-рой П. и в. уже абстрагированы от материальных объектов и процессов; что же касается человеческого познания, то оно и подобному абстрагированию пришло не в архаичной мифологии, а в рамках последующих форм обществ. сознания (монотеистич. религий, натурфилософии и т. д.).

Начиная с этого момента, П. и в. получают самостоят. статус в качестве фундам. фона, на к-ром разворачивается динамика природных объектов. Такие идеализированные П. и в. часто даже подвергались обожествлению. В античной натурфилософии происходит рационализация мифо-религиозных представлений: П. и в. трансформируются в фундам. субстанции, в первооснову мира. С этим подходом связана субстанциальная концепция П. и в. Таковы, напр., пустота Демокрита или топос (место) Аристотеля — это разл. модификации концепции пространства какместилища («ящич без стенок» и т. д.). Пустота у Демокрита заполнена атомич. материей, а у Аристотеля материя континуальна и заполняет пространство без разрывов — все места заняты. Т. о., аристотелево отрицание пустоты не означает отрицания пространства какместилища. Субстанциальная концепция времени связана с представлением о вечности, некоей неизменяющейся абс. длительности. Частное эмпирич. время рассматривалось как движущийся образ вечности (Платон). Это время получает числовую оформленность и метрируется с помощью вращения неба (или иных, менее универсальных, периодич. природных процессов) в системе Аристотеля; здесь время выступает уже не как фундам. субстанция, а как система отношений («раньше», «позже», «одновременно» и т. д.) и реализуется реляционная концепция. Ей соответствует реляционная концепция пространства как системы отношений материальных объектов и их состояний.

Субстанциальная и реляционная концепции П. и в. функционируют соответственно на теоретич. и эмпирич. (или умозрительном и чувственноопосредованном) уровнях натурфилософских и естественнонауч. систем. В ходе человеческого познания происходит конкуренция и смена подобных систем, что сопровождается существенным развитием и изменением представлений о П. и в. Это достаточно чётко проявилось уже в антич-

ной натурфилософии: во-первых, в отличие от бесконечной пустоты Демокрита, пространство Аристотеля конечно и ограничено, ибо сфера неподвижных звёзд пространственно замыкает космос; во-вторых, если пустота Демокрита является началом субстанциально-пассивным, лишь необходимым условием движения атомов, то зпос является началом субстанциально-активным и любое место наделено своей специфич. силой. Последнее характерно для динамику Аристотеля, на базе к-рой была создана геоцентрич. космологич. модель. Космос Аристотеля чётко разделён на земной (подлунный) и небесный уровни. Материальные объекты подлунного мира участвуют либо в прямолинейных естеств. движениях (и движутся к своим естеств. местам (напр., тяжёлые тела устремляются к центру Земли), либо в вынужденных движениях, к-рые продолжаются, пока на них действует движущая сила. Небесный мир состоит из афирных тел, пребывающих в бесконечном совершенном круговом естеств. движении. Соответственно в системе Аристотеля была развита матем. астрономия небесного уровня и качеств. физика (механика) земного уровня мира.

Ещё одно концептуальное достижение Древней Греции, к-рое определило дальнейшее развитие представлений о пространстве (я времени), — это геометрия Евклида, чьи знаменитые «Начала» были развиты в виде аксиоматич. системы и справедливо рассматриваются как древнейшая ветвь физики (А. Эйнштейн) и даже как космологич. теория (К. Поппер (K. Popper), И. Лакатос (I. Lakatos)). Картина мира Евклида отличалась от аристотелевой и включает в себя представление об однородном и бесконечном пространстве. Евклидова геометрия (и оптика) не только сыграла роль концептуальной основы классич. механики, определив такие фундам. идеализированные объекты, как пространство, абсолютно твёрдый (самоконгруэнтный) стержень, геометризованный световой луч и т. д., но и явилась плодотворным матем. аппаратом (языком), с помощью к-рого были разработаны основы классич. механики. Начало классич. механики и сама возможность её построения были связаны с коперниканской революцией 16 в., в ходе к-рой гелиоцентрич. космос предстал как единая конструкция, без деления на качественно отличные небесный и земной уровни.

Дж. Бруно (G. Bruno) разрушил ограничивающую небесную сферу, поместил космос в бесконечное пространство, лишил его центра, заложил основу однородного бесконечного пространства, в рамках к-рого усилиями блестящей плеяды мыслителей (И. Кеплер (I. Kepler), Р. Декарт (R. Descartes), Г. Галилей (G. Galilei), И. Ньютон (I. Newton) и др.) была развита классич. механика. Уровня систематич. разработки она достигла в знаменитых «Математических началах натуральной философии» Ньютона, к-рый разграничивал в своей системе два типа П. и в.: абсолютные и относительные.

Абсолютное, истинное, матем. время само по себе и по самой своей сущности, без всякого отношения к чему-либо внешнему, протекает равномерно и иначе называется длительностью. Абс. пространство по самой своей сущности, безотносительно к чему бы то ни было внешнему, остаётся всегда одинаковым и неподвижным.

Таким П. и в. оказались парадоксальными с точки зрения здравого смысла и конструктивными на теоретич. уровне. Напр., концепция абс. времени парадоксальна потому, что, во-первых, рассмотрение течения времени связано с представлением времени как процесса во времени, что логически неудовлетворительно; во-вторых, трудно принять утверждение о равномерном течении времени, ибо это предполагает, что существует нечто контролирующее скорость потока времени. Более того, если время рассматривается «без всякого отношения к чему-либо внешнему», то какой смысл может иметь предположение, что оно течёт неравномерно?

Если же подобное предположение бессмысленно, то какое значение имеет условие равномерности течения? Конструктивный смысл абсолютных Π и ν стал прослеживаться в последующих логико-матем. реконструкциях кинематической механики, к-рые получили свой отсчет. завершение в аналитич. механике Лагранжа (можно отметить также реконструкция Д'Аламбера (D'Alambert), У. Гамильтона (W. Hamilton) и др.), в к-рой был полностью алюминирован геометризм «Начал» и механика предстала как раздел анализа. В этом процессе на первый план стали выступать представления о законах сохранения, принципах симметрии, инвариантности и т. д., к-рые позволяли рассмотреть классич. физику с единых концептуальных позиций. Была установлена связь осн. законов сохранения с пространственно-временной симметрией (С. Ли (S. Lie), Ф. Клейн (F. Klein), Э. Нётер (E. Noether): сохранение таких фундам. физ. величин, как энергия, импульс и угл. момент, выступают как следствия того, что Π и ν встроены в однородн. Абсолютность Π и ν , абс. характер длины и временных интервалов, а также абс. характер одновременности событий получили чёткое выражение в Галилеев принципе относительности, к-рый можно сформулировать как принцип ковариантности законов механики относительно Галилеев преобразований. Т. о., во всех инерциальных системах отсчёта равномерно течёт единое непрерывное абс. время и осуществляется абс. синхронизм (т. е. одновременность событий не зависит от системы отсчёта, она абсолютна), основой к-рого могли выступать лишь действительные мгновенные силы — эта роль в кинематической системе отводилась тяготению («земного тяготения закона»). Однако статус дальностей определяется не природой гравитации, а самой субстанциальной природой Π и ν в рамках механич. картины мира.

От абс. пространства Ньютон отличал протяжённость материальных объектов, к-рая выступает как их осн. свойство и есть пространство относительное. Последнее является мерой абс. пространства и может быть представлено как множество конкретных инерциальных систем отсчёта, находящихся в отсчете движения. Соответственно и отсчет. время есть мера продолжительности, употребляемая в обиходной жизни вместо истинного матем. времени, — это час, день, месяц, год. Отсчет. Π и ν постигаемы чувствами, но они являются не перцептуальными, а именно эмпирич. структурами отношения между материальными объектами и событиями. Следует отметить, что в рамках эмпирич. фиксации были вскрыты нек-рые фундам. свойства Π и ν , не отраженные на теоретич. уровне классич. механики, напр. трёхмерность пространства или необратимость времени.

Классич. механика до конца 19 в. определяла осн. направление науч. познания, к-рое отождествлялось с познанием механизма явлений, с редукцией любых явлений к механич. моделям и описаниям. Абсолютизация были подвергнуты и механич. представления о Π и ν , к-рые были возведены на «Олимп» априорности. В философской системе И. Канта (I. Kant) Π и ν стали рассматриваться как априорные (доопытные, врождённые) формы чувственного созерцания. Большинство философов и естествоиспытателей вплоть до 20 в. придерживались этих априористских воззрений, однако уже в 20-х гг. 19 в. были развиты разл. варианты неевклидовых геометрий (К. Гаусс (C. Gauss), Н. И. Лобачевский, Я. Больяи (J. Boulay) и др.), что связано с существенным развитием представлений о пространстве. Математики давно интересовали вопрос о полноте аксиоматики евклидовой геометрии. В этом отношении наиб. плодотворная вызвала аксиома о параллельных. Был получен поразительный результат: оказалось, что можно развить непротиворечивую систему геометрии, отказавшись от аксиомы о параллельных и допуская существование неск. прямых, параллельных дан-

ной и проходящих через одну точку. Представить себе такую картину крайне трудно, но учёные уже усвоили геологич. урок кошеринанской революции — наглядность может быть связана с правдоподобностью, но не обязательно с истиной. Поэтому хотя Лобачевский и называл свою геометрию воображаемой, но поставил вопрос об эмпирич. определении евклидова или неевклидова характера физ. пространства. Б. Риман (B. Riemann) обобщил понятие пространства (куда как частные случаи вошли евклидово пространство и всё множество неевклидовых пространств), положив в его основу представление о метрике, — пространство есть трёхмерное многообразие, на к-ром можно аналитически задать разл. аксиоматич. системы, и геометрия пространства определяется с помощью шести компонент метрического тензора, заданных как ф-ция координат. Риман ввёл понятие кривизны пространства, к-рое может иметь положит., нулевое и отрицат. значения. В общем случае кривизна пространства не обязательно должна быть постоянной, а может меняться от точки к точке. На таком пути были обобщены не только аксиома о параллельных, но и др. аксиомы евклидовой геометрии, что привело к развитию неархимедовых, непаскаловых и др. геометрий, в к-рых пересмотру были подвергнуты многие фундам. свойства пространства, напр. его непрерывность, и т. д. Обобщению было подвергнуто также представление о равномерности пространства: была развита теория N -мерных многообразий и стало возможным говорить даже о бесконечномерных пространствах.

Полобная разработка мощного матем. инструментария, существование богатейшего представления о пространстве, сыграла важную роль в развитии физики 19 в. (многомерные фазовые пространства, астремальные принципы и т. д.), для к-рой были характерны значит. достижения и в концептуальной сфере: в рамках термодинамики получили явное выражение [У. Томсон (W. Thomson), Р. Клаузиус (R. Clausius) и др.] представление о неотратности времени — закон возрастания энтропии (второе начало термодинамики), а в электродинамике Фарадея — Максвелла в физику вошли представления о новой реальности — поле, о существовании привилегиров. системы отсчёта, к-рая неразрывно связана с материализов. аналогом абс. пространства Ньютона, с неподвижным эфиром и т. д. Однако неизмеримо более плодотворными оказались матем. новации 19 в. в революц. преобразованиях физики 20 в.

Революция в физике 20 в. ознаменовалась разработкой таких неклассич. теорий (и соответствующих физ. исследовательских программ), как частная (специальная) и общая теории относительности (см. *Относительности теории, Тяготение, квантовая механика, квантовая теория поля, релятивистская космология и др.*, для к-рых характерно существенное развитие представлений о Π и ν .

Теория относительности Эйнштейна была создана как электродинамика движущихся тел, в основу к-рой были положены новые принцип относительности (относительность обобщалась с механич. явлений на явления эл.-магн. и оптические) и принцип постоянства и предельности скорости света с в пустоте, не зависящей от состояния движения излучающего тела. Эйнштейн показал, что операциональные приёмы, с помощью к-рых устанавливается физ. содержание евклидова пространства в классич. механике, оказались неприменимыми к процессам, протекающим со скоростью, сопоставимыми со скоростью света. Поэтому он начал построение электродинамики движущихся тел с определения одновременности, используя световые сигналы для синхронизации часов. В теории относительности понятие одновременности лишено абс. значения и становится необходимым развить соответствующую теорию преобразования координат (x, y, z) и времени (t) при переходе от покоящейся системы отсчёта

и системе, равномерно и прямолинейно движущейся относительно первой со скоростью v . В процессе развития этой теории Эйнштейн пришёл к формулировке Лоренца преобразований:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Была выведена необособенность двух фундам. положений О. П. и в. в классич. механике: промежуток времени между двумя событиями и расстояние между двумя точками твёрдого тела не зависят от состояния движения системы отсчёта. Поскольку скорость света одинакова во всех системах отсчёта, то от этих положений приходится отказываться и сформировать новые представления о П. и в. Если преобразования Галлея классич. механики основывались на допущении существования операциональных сигналов, распространяющихся с бесконечной скоростью, то в теории относительности операциональные световые сигналы обладают конечной макс. скоростью c и этому соответствует новый закон скорости света, в k -ром в явной форме записана специфика предельно быстрого сигнала. Соответственно сокращение длины и замедление времени носят не динамич. характер (как это представляли Х. Лоренц (H. Lorentz) и Дж. Фицджеральд (G. Fitzgérald) при объяснении отриц. результата *Майкельсона опыта*) и не являются следствием специфики субъективного наблюдения, а выступают элементами новой релятивистской концепции П. и в.

Абс. пространство, единое время для всех систем отсчёта, абс. скорость и т. д. потеряли физико (даже от эфира отказались), были выдвинуты их отсчёт. в. аналог, что, собственно, и определяло назв. теории Эйнштейна — теория относительности. Но новизна пространства-времени представлений этой теории не исчерпывалась выявлением относительности длины и временного промежутка, — не менее важным было выяснение равноправности пространства и времени (они равноправно входят в преобразования Лоренца), а в дальнейшем — и инвариантности пространства-времени — временного интервала. Г. Минковский (H. Minkowski) вскрыл органич. взаимосвязь П. и в., k -рые оказались компонентами единого четырёхмерного континуума (см. *Минковского пространство-время*). Критерий объединения отн. свойств П. и в. в абс. четырёхмерное многообразие характеризуется инвариантностью четырёхмерного интервала $(ds)^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$. Соответственно Минковский вновь переносит акцент с относительности на абсолютность (эпостулат абс. мира). В свете этого положения становится ясным несостоятельность часто встречающегося утверждения, что при переходе от классич. физики к частной теории относительности произошла смена субстанциальной (абсолютной) концепции П. и в. на реляционную. В действительности имел место иной процесс: на теоретич. уровне произошла смена абс. пространства и абс. времени Ньютона на столь же абсолютное четырёхмерное пространственно-временное многообразие Минковского (это субстанциальная концепция), а на эмпирич. уровне на смену отн. пространству и отн. времени механики Ньютона пришли реляционные П. и в. Эйнштейна (реляционная модификация атрибутивной концепции), основанные на совершенно иной эл.-магн. операциональности.

Частная теория относительности была лишь первым шагом, но новый принцип относительности был приложен лишь к инерциальным системам отсчёта. След. шагом была попытка Эйнштейна распространить эти принципы на системы равноускоренные и вообще на весь круг неинерциальных систем отсчёта — так родилась общая теория относительности. По Ньютоу, неинерциальные системы отсчёта движутся ускоренно относительно абс. пространства. Ряд критиков концепция абс.

пространства [напр., Э. Мах (E. Mach)] предложили рассматривать такое ускоренное движение по отношению к горизонту удалённых звёзд. Тем самым наблюдаемые массы звёзд становились источником инерции. Эйнштейн дал иное толкование этому представлению, исходя из принципа эквивалентности, согласно которому неинерциальные системы локально неотличимы от поля тяготения. Тогда если инерция обусловлена массами Вселенной, а поле сил инерции эквивалентно гравитацион. полю, проявляющемуся в геометрии пространства-времени, то, следовательно, массы определяют и саму геометрию. В этом положении чётко обозначился существенный сдвиг в трактовке проблемы ускоренного движения: принцип Маха об относительности инерции трансформирован Эйнштейном в принцип относительности геометрии пространства-времени. Принцип эквивалентности носит локальный характер, но он помог Эйнштейну сформулировать осн. фза. принципы, на k -рых базируется новая теория: гипотеза о геометрии, природе гравитации, о взаимосвязи геометрии пространства-времени и материи. Кроме этого, Эйнштейн выдвинул ряд матем. гипотез, без k -рых невозможно было бы вывести гравитацион. ур-ния: пространство-время четырёхмерно, его структура определяется симметричным метрич. тензором, ур-ния должны быть инвариантными относительно группы преобразований координат. В новой теории пространство-время Минковского обобщается в метрику искривлённого пространства-

времени Римана: $ds^2 = \sum_{\mu, \nu} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$, где ds^2 — квадрат

расстояния между точками x^μ, x^ν ; dx^μ и dx^ν — дифференциалы координат этих точек, а $g_{\mu\nu}$ — век-рые ф-ции координат, составляющие фундам. метрич. тензор, и определяют геометрию пространства-времени. Приципиальная новизна подхода Эйнштейна к пространству-времени заключается в том, что ф-ции $g_{\mu\nu}$ являются не только компонентами фундам. метрич. тензора, ответственного за геометрию пространства-времени, но одновременно и потенциалами гравитацион. поля в осн. ур-нии общей теории относительности: $R_{\mu\nu} - 1/2 g_{\mu\nu} R = -(\kappa/2c^2) T_{\mu\nu}$, где $R_{\mu\nu}$ — тензор кривизны, R — скалярная кривизна, $g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса, κ — гравитационная постоянная. В этом ур-нии выявлена связь материи с геометрией пространства-времени.

Общая теория относительности получила блестящее эмпирич. подтверждение и послужила основой последующего развития физики и космологии на базе дальнейшего обобщения представлений о П. и в., выяснения их сложной структуры. Во-первых, сама операция геометризации тяготения породила целое направление в физике, связанное с геометризованными едиными теориями поля. Осн. идея: если искривление пространства-времени описывает гравитацию, то введение более обобщённого риманова пространства с повышенной размерностью, с кривизной, с многосвязностью и т. д. даст возможность для описания иных полей (т. е. градиентно-инвариантная теория Бейля, пятимерная *Калюжи — Клейна теория* и др.). В 20—30-е гг. обобщения пространства Римана затрагивали в основном метрич. свойства пространства-времени, однако в дальнейшем речь пошла уже о перестроении топологии [геометродинамика Дж. Уилера (J. Wheeler)], а в 70—80-е гг. физики пришли к выводу, что калибровочные поля глубоко связаны с геометрич. концепцией связности на расслоённых пространствах (см. *Расслоение*) — на этом пути достигнуты впечатляющие успехи, напр. в единой теории эл.-магн. и слабого взаимодействий — теории *электрослабых взаимодействий* Вайнберга — Глашоу — Салама (S. Weinberg, Sh. L. Glashaw, A. Salam), k -рая построена в русле обобщения квантовой теории поля.

Общая теория относительности является осн. совр. релятивистской космологией. Непосредственное применение общей теории относительности ко Вселен-

ной дѣт неизмеримо сложную картину космос. пространства-времени: материя во Вселенной сосредоточена в основном в звездах и их скоплениях, к-рые распределены неравномерно и соответствующим образом искривляют пространство-время, оказываясь неоднородным и неизотропным. Это исключает возможность практич. и матем. рассмотрения Вселенной как целого. Однако ситуация меняется по мере продвижения к крупномасштабной структуре пространства-времени Вселенной: распределение скоплений галактик оказывается в среднем изотропным, реликтовое излучение характеризуется однородностью и т. д. Всё это оправдывает введение космолог. постулата об однородности и изотропности Вселенной и, следовательно, понятия мирового Π и ν . Но это не абс. Π и ν . Ньютона, к-рые, хотя тоже были однородными и изотропными, но в силу евклидова характера имели нулевую кривизну. В применении к неевклидову пространству условия однородности и изотропности влекут постоянно кривизну, и здесь возможны три модификации такого пространства: с нулевой, отрицат. и положит. кривизной. Соответственно в космологии был поставлен очень важный вопрос: конечна ли бесконечна Вселенная?

Эйнштейн столкнулся с этой проблемой при попытке построить первую космологич. модель и пришѣл к выводу, что общая теория относительности несовместима с допущением бесконечности Вселенной. Он разработал конечную и статичную модель Вселенной — сферу. Вселенная Эйнштейна. Речь идет не о привычной и наглядной сфере, к-рую можно часто наблюдать в обшденной жизни. Напр., мыльные пузыри или мячи сферичны, но они являются образами двумерных сфер в трехмерном пространстве. А Вселенная Эйнштейна представляет собой трехмерную сферу — замкнутое в себе неевклидово трехмерное пространство. Оно является конечным, хотя и безграничным. Такая модель существенно обогащает наши представления о пространстве. В евклидовом пространстве бесконечность и неограниченность были единым неразрешенным понятием. На самом деле это разные вещи: бесконечность является метрич. свойством, а неограниченность — топологическим. У Вселенной Эйнштейна нет границ, и она является всеобъемлющей. Более того, сфера. Вселенная Эйнштейна конечна в пространстве, но бесконечна во времени. Но, как выяснилось, стационарность вступала в противоречие с общей теорией относительности. Стационарность пытался спасти разл. методами, что позволило развитие ряда оригинальных моделей Вселенной, однако решение было найдено на пути перехода к нестационарным моделям, к-рые впервые были развиты А. А. Фридманом. Метрич. свойства пространства оказались изменяющимися во времени. В космологию вошла диалект. идея развития. Выяснилось, что Вселенная расширяется [Э. Хаббл (E. Hubble)]. Это вскрыло совершенно новые и необычные свойства мирового пространства. Если в классич. пространственно-временных представлениях разбегание галактик интерпретируется как их движение в абс. ньютоновом пространстве, то в релятивистской космологии это явление оказывается результатом нестационарности метрики пространства: не галактики разлетаются в неизменном пространстве, а расширяется само пространство. Если экстраполировать это расширение вспять во времени, то получается, что наша Вселенная была сжата в точку прибл. 15 млрд. лет назад. Совр. наука не знает, что происходило в этой нулевой точке $t = 0$, когда материя была сжата в критич. состояние с бесконечной плотностью и бесконечной была кривизна пространства. Бессмысленно задавать вопрос, что было до этой нулевой точки. Такой вопрос осмыслен в применении к ньютонову абс. времени, а в релятивистской космологии работает иная модель времени, в к-рой в момент $t = 0$ возникает не только стремительно расширяющаяся (или раздувающаяся) Вселенная (Большой взрыв), но и само время. Совр. физика всё

ближе подходит в своем анализе к нулевому моменту, реконструируются реалия, имевшие место через секунду и даже доли секунды после Большого взрыва. Но это уже область глубокого микромира, где работает классич. (неквантовая) релятивистская космология, где вступают в силу квантовые явления, а к-рым связь с другой путъ развития фундам. физики 20 в. со своим специфич. представлениями о Π и ν .

В основе этого пути развития физики лежало открытие М. Планком (M. Planck) дискретности процесса испускания света: в физике появился новый атом — атом действия, или квант действия, $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ эрг-с, к-рый стал новой мировой константой. Мн. физики [напр., А. Эддингтон (A. Eddington)] с момента появления кванта подчёркивали загадочность его природы: он неделим, но не имеет границ в пространстве, он как бы заполняет собой всё пространство, и не ясно, какое место следует отвести ему в пространственно-временной схеме мироздания. Место кванта было четко выяснено в квантовой механике, вскрывшей закономерности атомного мира. В микромире становится бессодержательным понятие пространственно-временной траектории частицы (обладающей как корпускулярными, так и волновыми свойствами), если под траекторией понимается классич. образ линейного континуума (см. *Причинность*). Поэтому в первые годы развития квантовой механики её создатели делали осн. упор на раскрытие того факта, что она не даёт описания движения атомных частиц в пространстве и времени и ведѣт к полному отказу от привычного пространственно-временного описания. Выявилась необходимость пересмотра пространственно-временных представлений и лапласовского детерминизма классич. физики, ибо квантовая механика является принципиально статичной теорией и ур-ние Шрёдингера описывает амплитуду вероятности нахождения частицы в данной пространственной области (расширяется и само понятие пространственных координат в квантовой механике, где они изображаются операторами). В квантовой механике было открыто наличие принципиального ограничения точности при измерениях на малых расстояниях параметров микрообъектов, обладающих энергией порядка той, к-рая вносится в процессе измерения. Это обуславливает необходимость наличия двух дополняющих друг друга эксперим. установок, к-рые в рамках теории формируют два дополнительных описания поведения микрообъектов: пространственно-временное и импульсно-энергетическое. Любое повышение точности определения пространственно-временной локализации квантового объекта сопряжено с повышением неточности в определении его импульсно-энергетич. характеристик. Неточности измеряемых физ. параметров образуют *неопределимость соотношения*: $\Delta x \cdot \Delta p \geq h$, $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$. Важно, что указанная дополнительность содержится и в самом матем. формализме квантовой механики, определяя дискретность фазового пространства.

Квантовая механика была положена в основу бурно развивающейся физики элементарных частиц, в к-рой представления о Π и ν столкнулись с ещё большими трудностями. Оказалось, что микромир является сложной многоуровневой системой, на каждом уровне к-рой господствуют специфич. виды взаимодействий и характерные специфич. свойства пространственно-временных отношений. Область доступных в эксперименте микроскопич. интервалов условно можно поделить на четыре уровня: уровень молекулярно-атомных явлений (10^{-8} см $< \Delta x < 10^{-11}$ см); уровень релятивистских квантовоелектродинамич. процессов: уровень элементарных частиц; уровень ультрамалых масштабов ($\Delta x \leq 10^{-16}$ см и $\Delta t \leq 10^{-20}$ с — эти масштабы доступны в опытах с космич. лучами). Теоретически можно ввести и значительно более глубокие уровни (лежащие далеко за пределами возможностей не только сегодняшних, но и завтрашних эксперимен-

тов), с к-рыми связаны такие концептуальные новации, как флуктуация метрики, изменения топологии, «пенообразная структура» пространства-времени на расстояниях порядка *планковской длины* ($\Delta x \leq 10^{-33}$ см). Однако достаточно решительный пересмотр представлений о П. и в. потребовался на уровнях, вполне доступных совр. эксперименту при развитии физики элементарных частиц. Уже квантовая электродинамика столкнулась со многими трудностями именно потому, что была связана с заимствованными из классич. физики понятиями, основанными на концепции пространственно-временной непрерывности: точечность заряда, локальность поля и т. д. Это повлекло за собой существенное осложнение, связанные с бесконечными значениями таких важных величин, как масса, собствен. энергия электрона и т. д. (*ультрафиолетовые расходимости*). Эти трудности пытались преодолеть введением в теорию представления о дискретном, квантованном пространстве-времени. Первые разработки 30-х гг. (В. А. Амбарцумян, Д. Д. Иваненко) оказались неконструктивными, ибо не удовлетворяли требованию относительной инвариантности, а трудности квантовой электродинамики были решены с помощью процедуры *перенормировки*: малость константы эл.-магн. взаимодействия ($\alpha = 1/137$) позволила использовать ранее разработанную теорию возмущений. Но в построении квантовой теории др. полей (слабого и сильного взаимодействий) эта процедура оказалась не работающей, и выход стали искать на пути ревизии концепции локальности поля, его линейности и т. д., что опять наметило возврат к идее существования «атомов» пространства-времени. Это направление получило новый импульс в 1947, когда Ч. Снайдер (H. Snyder) показал возможность существования релятивистски инвариантного пространства-времени, в к-ром содержится естеств. единица длины l_0 . Теория квантованного П. и в. получила развитие в работах В. Г. Авербаха, Б. В. Медведева, Ю. А. Гольдфада, В. Г. Кадышеского, Р. М. Мир-Касимова и др., к-рые стали приходить к выводу, что в природе существует *фундаментальная длина* $l_0 \sim 10^{-17}$ см. Дж. Чу (G. Chew), Э. Циммерман (E. Zimshermann) и др. экспериментально представили о дискретности пространства-времени в гипотезу о макроскопич. природе П. и в. Речь стала идти не о специфике дискретной структуры П. и в. в физике элементарных частиц, а о наличии некоей границы в микромире, за к-рой вообще нет ни пространства, ни времени. Весь этот комплекс идей продолжает привлекать внимание исследователей, но существенный прогресс был достигнут Ч. Янгом (Ch. Yang) и Р. Миллсом (R. Mills) путем небезопасного обобщения квантовой теории поля (*Янга — Миллса поля*), в рамках к-рого удалось не только реализовать процедуру перенормировки, но и приступить к реализации программы Эйнштейна — к построению единой теории поля. Создана единая теория электро-слабых взаимодействий, к-рая в пределах расширенной симметрии $U(1) \times SU(2) \times SU(3)_c$ объединяется с квантовой гравитационной (теорией сильных взаимодействий). В этом подходе проносятся синтез ряда оригинальных идей и представлений, напр. гипотезы кварков, цветовой симметрии кварков $SU(3)_c$, симметрии слабых и эл.-магн. взаимодействий $SU(2) \times U(1)$, локально калибровочного и неабелевого характера этих симметрий, существования спонтанно нарушенной симметрии и перенормируемости. Причём требование локальности калибровочных преобразований устанавливает ранее отсутствующую связь между динамик. симметриями и пространством-временем. В настоящее время разрабатывается теория, объединяющая все фундам. физ. взаимодействия, включая гравитационные. Однако выяснилось, что в этом случае речь идёт о пространствах 10, 26 и даже 605 размерностей. Исследователи надеются, что чрезмерный избыток размерностей в процессе компактификации удастся «замкнуть» в области планковских масштабов и в теорию макромира войдет

лишь привычное четырёхмерное пространство-время. Что же касается вопросов о структуре пространства-времени глубокого микромира или о первых мгновениях Большого взрыва, то ответы на них будут найдены лишь в физике 3-го тысячелетия.

Лит.: Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Пространство и время в современной физике, Н., 1968; Грюнбаум А., Философские проблемы пространства и времени, пер. с англ., М., 1984; Уткин И. О. Э. М., Пространство и время в современной физике, М., 1969; Влохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, 2 изд., М., 1982; Мостепаневич И. А. М., Пространство-время и физическое познание, М., 1975; Хоккинг С., Эддингс Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977; Дези П. С., Пространство и время в современной картине Вселенной, пер. с англ., М., 1979; Бераш И. и др., С., Проблемы субатомного пространства-времени, М., 1979; Ахундов М. Д., Пространство и время в физическом познании, М., 1982; Влاديимиров Ю. С., Мидкевич Н. В., Хороски А., Пространство, время, гравитация, М., 1984; Редькин Б. Г., Философия пространства и времени, пер. с англ., М., 1985; Визлимов Ю. С., Пространство-время: явные и скрытые размеры, М., 1989.

М. Д. Ахундов.

ПРОСТРАНСТВО ИЗОБРАЖЕНИЙ — см. *Изображение оптическое.*

ПРОСТРАНСТВО ПРЕДМЕТА — см. *Изображение оптическое.*

ПРОТАКТИЙ (Protactinium), Pa, — радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 91, относится к *актиноидам*. Все изотопы П. радиоактивны. В природе существует ^{231}Pa ($T_{1/2} = 3,28 \cdot 10^4$ лет) — член естеств. радиоактивного ряда ^{235}U (в лабораториях этот изотоп выделен в кол-ве ок. 150 г). В состав естеств. радиоактивного ряда ^{238}U входят ядерные изомеры $^{234\text{m}}\text{Pa}$ (β^- -радиоактивные, $T_{1/2} = 1,18$ мин и $T_{1/2} = 6,7$ ч). Искусственно получены изотопы ^{231}Pa — ^{239}Pa , из них наиб. применению получил β^- -радиоактивный ^{233}Pa ($T_{1/2} = 27$ сут), образующийся в реакции $^{232}\text{Th}(\text{p}, \gamma)^{233}\text{Th}$ — ^{233}Th . Электронная конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2 4f^6 5d^0 6s^2 6p^6 6d^1 7s^2$. Энергия ионизации 5,9 эВ. Металлич. радиус атома Pa 0,163 нм, радиус иона Pa^{3+} 0,105 нм, Pa^{4+} 0,096 нм, Pa^{5+} 0,090 нм. Значение электроотрицательности 1,14.

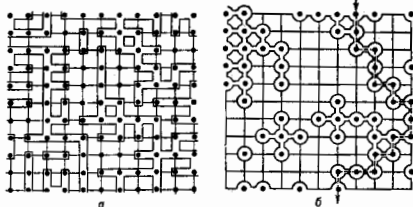
Металлич. П. существует в виде двух модификаций: ниже 1170 °С устойчив α -Pa (тетрагональная кристаллич. структура, постоянные решётки $a = 0,3931$ нм и $c = 0,3236$ нм), выше 1170 °С — β -Pa (объёмноцентрированной кубич. кристаллич. структура, постоянная решётки $a = 0,5019$ нм). Плотность α -Pa 15,34 кг/дм³, β -Pa 12,13 кг/дм³; $t_{пл}$ ок. 1575 °С, $t_{кип}$ = 4230—4500 °С, теплота плавления 12 кДж/моль, теплота испарения 552 кДж/моль, теплосодержание $c_p = 27,6$ Дж/(моль·К). Уд. электр. сопротивление 0,19 мкОм·см, термич. коэф. линейного расширения $11,2 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹. По твёрдости близок к урану.

В хим. соединениях проявляет степени окисления +3, +4 и +5 (наиб. устойчив). Хим. свойства Pa во многом отличаются от свойств др. актиноидов. Потенц. практич. значение Pa связано с предполагаемым использованием ^{233}Th для получения ядерного горючего (при облучении ^{232}Th нейтронами он превращается в ^{233}Pa , при последующем β^- -распаде ^{233}Pa образуется ^{233}U , к-рый можно использовать как делющийся материал).

С. С. Березинский.

ПРОТЕКАНИЯ ТЕОРИЯ (перколяция теория, от лат. *percolatio* — процеживание; просачивания теория) — математ. теория, к-рая используется в физике для изучения процессов, происходящих в неоднородных средах со случайными свойствами, но зафиксированными в пространстве и неизменными во времени. Возникла в 1957 в результате работ Дж. Хаммерсли (J. Hammettley). В П. т. различают решёточные задачи П. т., континуальные задачи и т. н. задачи на случайных узлах. Решёточные задачи в свою очередь делятся на т. н. задачи узлов и задачи связей между ними.

Задачи связей. Пусть связи — рёбра, соединяющие соседние узлы бесконечной периодич. решётки (рис., а). Предполагается, что связи между узлами могут быть двух типов: целыми или разорванными (блокированными). Распределение целых и блокированных связей в решётке случайно; вероятность того, что данная связь является целой, равна x . Предполагается, что она не зависит от состояния соседних связей. Два узла решётки считаются связанными друг с другом, если их соединяет цепочка целых связей. Совокупность связанных друг с другом узлов наз. к л а с т е р о м. При малых значениях x целые связи, как правило, далеки



Протекание по решётке: а — задачи связей (путь протекания сквозь указанный блок отсутствует); б — задачи узлов (показан путь протекания).

друг от друга и доминируют кластеры из небольшого кол-ва узлов, однако с увеличением x размеры кластеров резко увеличиваются. По ро г о м пр о т е к а н и я (x_c) наз. такое значение x , при к-ром впервые возникает кластер из бесконечного числа узлов. П. т. позволяет вычислить пороговые значения x_c , а также исследовать топологию крупномасштабных кластеров вблизи порога (см. *Фракталы*). С помощью П. т. можно описать электропроводность системы, состоящей из проводящих и непроводящих элементов. Напр., если предположить, что целые связи проводят электрич. ток, а блокированные не проводят, то окажется, что при $x < x_c$ уд. электропроводность решётки равна 0, а при $x > x_c$ она отлична от 0.

Решёточные задачи узлов отличаются от задач связей тем, что блокированные связи распределены на решётке не поодиночке — блокируются все связи, выходящие из к.-л. узла (рис., б). Блокированные таким способом узлы распределены на решётке случайно, с вероятностью $1 - x$. Доказано, что порог x_c для задачи связей на любой решётке не превышает порога x_c для задачи узлов на той же решётке. Для нек-рых плоских решёток найдены точные значения x_c . Напр., для задач связей на треугольной и шестугольной решётках $x_c = 2\sin(\pi/18)$ и $x_c = 1 - 2\sin(\pi/18)$. Для задач узлов на квадратной решётке $x_c = 0,5$. Для трёхмерных решёток значения x_c найдены приближённо с помощью моделирования на ЭВМ (табл.).

Пороги протекания для различных решёток

Тип решётки	x_c для задачи связей	x_c для задачи узлов	
Плоские решётки	шестугольная	0,6527	0,7
	квадратная	0,5	0,50
	треугольная	0,3473	0,5
Трёхмерные решётки	тип алмаза	0,39	0,43
	простая кубическая	0,25	0,31
	объёмноцентрированная кубическая	0,18	0,25
	гранецентрированная кубическая	0,12	0,2

Континуальные задачи. В этом случае вместо протекания по связям и узлам рассматриваются явления переноса в неупорядоченной сплошной среде. Во всём пространстве задается непрерывная случайная ф-ция координат $V(r)$. Зафиксируем нек-рое значение ϵ ф-ции $V(r)$ и назовём области пространства, в к-рых $V(r) < \epsilon$, чёрными. При достаточно малых значениях ϵ эти области редки и, как правило, изолированы друг от друга, а при достаточно больших ϵ они занимают почти всё пространство. Требуется найти т. н. уровень протекания ϵ_p — мин. значение ϵ , при к-ром чёрные области образуют связанный лабиринт путей, уходящий на бесконечное расстояние. В трёхмерном случае точное решение континуальной задачи пока не найдено. Однако моделирование на ЭВМ показывает, что для гауссовых случайных ф-ций $V(r)$ в трёхмерном пространстве при $\epsilon = \epsilon_p$ доля объёма, занимаемая чёрными областями, приближённо равно 0,16. В двумерном случае доля площади, занимаемая чёрными областями при $\epsilon = \epsilon_p$, точно равна 0,5.

Задачи на случайных узлах. Пусть узлы не образуют правильную решётку, а случайно распределены в пространстве. Два узла считаются связанными, если расстояние между ними не превышает фиксированное значение r . Если r мало по сравнению со ср. расстоянием между узлами, то кластеры, содержащие 2 или больше связанных друг с другом узлов, редки, однако число таких кластеров резко растёт с увеличением r и при нек-ром критич. значении r_c возникает бесконечный кластер. Моделирование на ЭВМ показывает, что в трёхмерном случае $r_c \approx 0,86 N^{-1/3}$, где N — концентрация узлов. Задачи на случайных узлах и их разл. обобщения играют важную роль в теории *прямж-ковой проводимости*.

Эффекты, описываемые П. т., относятся к *критическим явлениям*, характеризующимся критич. точкой, вблизи к-рой система распадается на блоки, причём размер отд. блоков неограниченно растёт при приближении к критич. точке. Возникновение бесконечного кластера в задачах П. т. во многом аналогично *фазовому переходу* второго рода. Для матем. описания этих явлений вводится *параметр порядка*, к-рым в случае решёточных задач служит доля $P(x)$ узлов решётки, принадлежащих к бесконечному кластеру. Вблизи порога протекания ф-ция $P(x)$ имеет вид

$$P(x) = B_1(x - x_c)^\beta \text{ при } x > x_c,$$

$$P(x) = 0 \text{ при } x < x_c,$$

где B_1 — численный коэф., β — критич. индекс параметра порядка. Аналогичная ф-ла описывает поведение уд. электропроводности $\sigma(x)$ вблизи порога протекания:

$$\sigma(x) = B_2\sigma(1)(x - x_c)^t \text{ при } x > x_c,$$

$$\sigma(x) = 0 \text{ при } x < x_c,$$

где B_2 — численный коэф., $\sigma(1)$ — уд. электропроводность при $x = 1$, t — критич. индекс электропроводности. Пространственные размеры кластеров характеризуются радиусом корреляции $R(x)$, обращающимся в ∞ при $x \rightarrow x_c$:

$$R(x) = B_3\sigma(x - x_c)^{-\nu}.$$

Здесь B_3 — численный коэф., a — постоянная решётки, ν — критич. индекс радиуса корреляции.

Пороги протекания существенно зависят от типа задач П. т., но критич. индексы одинаковы для разл. задач и определяются лишь размерностью пространства d (универсальность). Представления, асимптотические на теории фазовых переходов 2-го рода, позволяют получить соотношения, связывающие различные критич. индексы. Приближение *самогласованного поля* применимо к задачам П. т. при $d > 6$. В этом приближении критич. индексы не зависят от d ; $\beta = 1$, $\nu = 1/2$.

Результаты П. т. используются при изучении электронных свойств *неупорядоченных систем*, фазовых переходов *металл — диэлектрик*, ферромагнетизма твердых растворов, кинетики явлений в сильно неоднородных средах, физ.-хим. процессов в твердых телах и т. д. Лит.: Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—3, М., 1982; Шлоески В. В., Зворыкин А. Д., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979; Зварь А. М., Модели беспорядка, пер. с англ., М., 1982; Эфрос А. Л., Физика и геометрия беспорядка, М., 1982; Соколов И. М., Размеры и другие геометрические критерические показатели в теории протекания, «УФН», 1986, т. 150, с. 221.

ПРОТИЙ (лат. Protium, от греч. prótos — первый), ^1H — стабильный и наиболее распространенный в природе (99,98%) изотоп водорода с массовым числом 1. Атомное ядро H — протон.

ПРОТОЗВЕЗДЫ. Общепринятого и полного определения П. не существует, хотя это понятие широко используется в астрофизике. Наиб. часто под П. понимают объект, находящийся на стадии *эволюции звезд* от коллапсирующего родительского межзвёздного облака до появления в центре облака полости ионизованного гидростатически равновесного ядра, т. е. зародыша молодой звезды. Это ядро сжимается и взаимодействует с остатками облака довольно сложным образом, приобретая структуру и параметры «обычной» звезды. Понятие П. иногда распространяют и на эту стадию сжатия вплоть до того момента, когда начинают «работать» осн. ядерные источники энергии и звезда «сдаётся» на главную последовательность Герцшпрунга — Рассела диаграммы.

Звёзды образуются в результате сжатия межзвёздных облаков (см. *Звездообразование*). Сжатие межзвёздного газа обусловлено силами гравитации и внеш. давлением, к-рым противодействуют силы теплового давления, центробежные, магнитного поля, турбулентного давления и т. д. Наиб. важный вид неустойчивости, приводящий к сжатию облака и в конечном счёте к образованию звезды, — *гравитационная неустойчивость*. Порог этой неустойчивости обычно характеризуют критической массой $M_{\text{кр}}$. Эта масса, содержащаяся в сфере диаметром, равным критич. длине волны гравитат. неустойчивости в бесконечной однородной среде, т. е. критической длине $\lambda_{\text{кр}} = \sqrt{\lambda_{\text{дм}}(G\rho)^{-1/2}}$, где $\lambda_{\text{дм}}$ — скорость звука, ρ — плотность. При массе облака $M_0 > M_{\text{кр}}$ изотермич. газовая конфигурация начинает сжиматься практически в режиме свободного падения — коллапсировать. (Изотермичность обеспечивается эфф. потерями на излучение пыли, а также потерями на столкновит. возбуждение тонкой структуры атомов и ионов С, O, Si и т. д.) Др. критерий гравитат. неустойчивости изотермич. газового пара получается, если учесть внеш. давление: $P_{\text{вн}}$; коллапс развивается при $M_0 > M_{\text{в}} = 1,8 \lambda_{\text{дм}}^3 (G^2 P_{\text{вн}})^{1/4}$. В недрах плотных облаков или в одиночной глобуле, обжимаемой внеш. давлением (напр., в *зоне HII*), этот критерий может быть выполнен заведомо до того, как будет выполнен критерий $M_0 > M_{\text{кр}}$. В ряде случаев магн. поле играет, по-видимому, осн. роль в обеспечении механич. равновесия облаков. Квазиоднородное магн. поле, характеризующееся потоком F , может удерживать облако от коллапса, если масса облака не превышает критич. значения $M_F = 0,15 F^2 / G^{1/2}$. Напр., поле с индукцией 30 мкГс может удерживать в равновесии сгусток массой $1,0 M_{\odot}$ (M_{\odot} — масса Солнца) и радиусом ≈ 2 пк. Прямые свидетельства существования магн. поля такой величины в нек-рых молекулярных облаках получены по наблюдениям зееманового расщепления линий. В каждом конкретном случае доминирует тот механизм, к-рому соответствует наименьшая критич. масса. Развитие коллапса может стимулироваться и хим. реакциями. Напр., в условиях прерывающего звездообразования в среде, не содержащей тяжёлых элементов, важнейший фактор, обеспечивающий коллапс об-

лаков с массами порядка звёздных, — охлаждение вследствие возбуждения вращат. уровней молекул H_2 и последующего излучения. (Такие молекулы образуются в реакциях $\text{H} + e^- \rightarrow \text{H}^- + \text{h}\nu$, $\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + e^-$, а также $3\text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{H} \cdot$) Критич. массы для наиб. распространённого компонента межзвёздной среды — диффузных облаков ($\rho \approx 10^{-22}$ г·см $^{-3}$, $T_{\text{тем}} = 50$ —2000 К) — слишком велики, и в этих объектах звезды образовываться не могут. В случае плотных и холодных молекулярных облаков ($\rho > 10^{-21}$ г·см $^{-3}$, $T \lesssim 50$ К), т. е. облаков, наблюдаемых в линиях CO и др. молекул, значения критич. масс близки к звёздным и именно в молекулярных облаках наблюдается активное звездообразование. Набл. вероятные места рождения звёзд — ядра молекулярных облаков, представляющие собой плотные и холодные газовые сгустки ($\rho \approx 10^{-20}$ — 10^{-18} г·см $^{-3}$, $T \approx 10$ —400 К).

В теоретич. исследованиях П. наиб. внимание уделяется численным методам моделирования, поскольку они позволяют получать количеств. оценки при решении нелинейных систем ур-ний газодинамики (радиат. газодинамики), описывающих эволюцию П. Согласно результатам аналитич. и численных методов, коллапс гравитационного неустойчивого фрагмента газово-пылевого облака протекает негомологично (неоднородно). Негомологичность может быть обусловлена изначально неоднородным распределением плотности (напр., в ядрах молекулярных облаков отмечается концентрация веще-

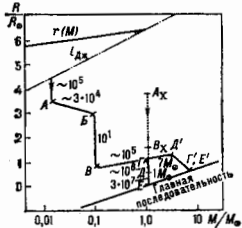


Рис. 1. Изменение радиусов R и масс M ядер прото звезд с массами $1 M_{\odot}$ и $7 M_{\odot}$ аккрецирующих вещество холодного (10 К) родительского облака. В случае массивной прото звезды аккреция прекращается (точка C') только на главной последовательности, до этого момента звезда остаётся ненаблюдаемой в видимом диапазоне. $\lambda_{\text{дм}}$ — критическая длина волны, числа означают длительность стадий в годах для прото звезд с массой $1 M_{\odot}$, пунктир соответствует модели Хэнси для $1 M_{\odot}$, $r(M)$ — зависимость радиуса от массы (содержащейся в сфере радиуса r) для однородного сферического облака с полной массой $1 M_{\odot}$, ρ — находящегося на границе гравитационной неустойчивости.

ства к центру). Даже в однородном облаке коллапс со временем становится негомологичным, поскольку возникающий на границе облака градиент давления не компенсируется к-л. реальными гравитачными условиями, и во всех случаях появляется продвигающаяся к центру волна разрежения. Затем в центре облака за характерное время свободного падения $t_{\text{св}} = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$ образуется небольшое гидростатически равновесное квазиизобарическое сжимающееся ядро с массой $M \approx 0,01 M_{\odot}$ (точка А на рис. 1 и 2). Причина образования ядра — возрастная непрозрачность к собственному ИК-излучению, и, как следствие, рост темп-ры и градиента давления, остающегося коллапс. Ядро аккрецирует вещество оболочки, к-рая продолжает падать свободно. Рост массы ядра сопровождается его дальнейшим сжатием и нагревом (А — В). По мере роста темп-ры происходит ионизация водорода, диссоциация, а затем и ионизация водорода, ядро испытывает фазу второго коллапса (В — В'), превращаясь в молот-

дую звезду, окружённую мощной газовой-пылевой оболочкой (такие оболочки иногда наз. протозвездами). Дальнейшая эволюция аккрецирующей молодой звезды ($B - \Gamma$) сопровождается ростом массы с характерным временем аккреции $t_a \sim 10^3 (M/M_\odot) T^{-3/2}$ лет (T — темп-ра протозвёздного облака). Вследствие большой непрозрачности ионизов. вещества в звезде развивается конвекция

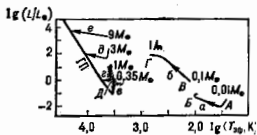


рис. 2. Эволюционные треки гидростатически равновесных протозвезд на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. L — светимость, $T_{\text{эф}}$ — эффективная температура. Треки a , b , c относятся к протозвезде с массой $1 M_\odot$, $0,35 M_\odot$, $0,1 M_\odot$ соответственно и массами $0,35 M_\odot$, $5 M_\odot$, $6 M_\odot$. Затрихованная область — т. н. линия рождения звезд. Разным в треках соответствуют различные гидростатического равновесия и очень быстрой эволюции с характерным временем t_a .

(см. Конвективная неустойчивость). Конвективный механизм теплоотвода настолько эффективен, что звезда сжимается при практически постоянной поверхностной (эффективной) темп-ре. После прекращения аккреции звезда становится наблюдаемой в оптич. диапазоне (линии рождения звезд — затрихованная область на рис. 2) и сжимается вдоль вертикального (конвективного) трека на диаграмме Герцшпрунга — Рассела ($T - L$). В результате перестройки структуры звезды её радиус R и светимость L уменьшаются. Когда L уменьшится до мин. значения для равновесных конвективных звезд, условие конвективной неустойчивости нарушится и появляется радиативное ядро (ядро с лучистым переносом энергии, см. Лучистое равновесие). Звезда переходит на горизонтальный (на диаграмме Герцшпрунга — Рассела) или радиативный трек ($L - E$) и эволюционирует вдоль него с характерным временем тепловой релаксации (т. е. время Кельвина — Гельмгольца) $t_{\text{КГ}} \approx 3 \cdot 10^7 (M/M_\odot)^2 (R/R_\odot)(L/L_\odot)$ (R_\odot и L_\odot — радиус и светимость Солнца). На рис. 1 для сравнения приведён трек аналитич. модели П. ($M = 1 M_\odot$), предложенной в работах группы Ч. Хаяси (Сб. Hayashi), оказавших в 60-е гг. большое влияние на развитие представлений о П.

Протозвёздные оболочки существуют в течение характерного времени t_a , т. е. при обычных условиях, $\sim 10^5 - 10^6$ лет. Они определяют наблюдаемое проявление П., поскольку непрозрачны в видимом диапазоне и перерабатывают б. ч. излучения молодых звезд в ИК-излучение (рис. 3). Поэтому такие оболочки нас, также коконы. Непрозрачность обусловлена пылью, темп-ра k -рой для силикатных частиц не превышает 1000 К, а б. ч. пыли ещё холоднее (≈ 100 К). Вследствие этого П. излучают осн. долге энергии в диапазоне, недоступном для наземных наблюдений, и изучаются методами внеатмосферной астрономии. Вокруг достаточно массивных звезд по мере увеличения их эфф. темп-ры образуются зоны НII. Коконы поглощают видимое излучение из зон НII, и эти зоны (т. е. контактные зоны НII) обнаруживаются по радионаблюдениям и пику излучения в ИК-области. Градиент давления излучения и ионизов. водорода препятствует коллапсу оболочки и в конечном итоге приводит к разлёту оболочки. Более раннюю стадию эволюции П. (коллапс) наблюдать трудно вследствие малой скорости выделения энергии на этой стадии.

Комплексные наблюдения П. обнаруживают сложный характер движений вещества в этих объектах и их ок-

рестностях. Характерны биполярные истечения больших масс (до $100 M_\odot$) со скоростями десятки км/с, узкие струи (джеты), скорости k -рых составляют сотни км/с, диски вокруг центрального источника, так что изображённые на рис. 3 «разрезы» протозвёздных оболочек следует считать «экваториальными». Вещество на окрестности очень молодых звезд истекает вдоль ос сим-

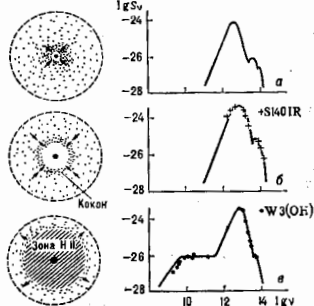


рис. 3. Последовательные стадии эволюции структуры протозвезды с массой $50 M_\odot$ и теоретического спектра выходящего из неё излучения. Плотность потока S_n дана в Вт/(м²·Гц), частота ν в Гц. Для сравнения показаны нормированные по расстоянию спектры источника протозвёздного типа S140R и компактной зоны НII W3 (ОН). Стрелками показано движение вещества.

метрии, и, по-видимому, существует неск. мощных механизмов перекачки энергии коллапса вращающегося облака в энергию таких направленных движений. Моделировать динамику протозвёздных оболочек и компактных зон НII довольно сложно, особенно с учётом влияния вращения и магн. поля, и пока что полной и общепринятой модели таких объектов не существует.

Лит.: Шилу Ф. Н., Adams F. C., Lisano S. Star formation in molecular clouds: observation and theory, «Ann. Rev. Astron. Astrophys.», 1987, v. 25, p. 23; Шустов в Б. М., Молекулярные ядра и протозвезды, в сб.: Современные проблемы физики и эволюции звезд, М., 1989; Бисноватый-Корган Г. С., Физические вопросы теории звездной эволюции, М., 1989. В. М. Шустов.

ПРОТОН (от греч. p \acute{o} t \acute{o} n — первый) (символ p) — стабильная атомарная частица, адрон, ядро атома водорода. Масса $m_p = 1,672814(14) \cdot 10^{-24}$ г $\approx 1836 m_e$, где m_e — масса электрона; в энергетич. единицах $m_p c^2 \approx 938,3$ МэВ. Электрич. заряд П. положителен: $e = 4,803242(14) \cdot 10^{-10}$ ФСГС единиц заряда. Спин П. равен $1/2$, поэтому П. подчиняются Ферми — Дирака статистике. Магн. момент П. $\mu_p = 2,792763(30) \mu_N$, где μ_N — ядерный магнетон. Вместе с нейтронами n образуют атомные ядра всех хим. элементов, при этом число П. в ядре равно атомному номеру данного элемента и, следовательно, определяет место элемента в периодич. системе элементов Менделеева. Существует античастица по отношению к П. — антипротон.

К протону по отношению к П. привели создание планетарной модели атома [Э. Резерфорд (E. Rutherford), 1911]; открытие позитонов [Ф. Содди (F. Soddy), Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson), Ф. Астон (F. Aston), 1906—19]; атомные массы k -рых оказались кратными атомной массе водорода; эксперим. наблюдение ядер водорода, выбитых с частицами из ядер др. элементов (Резерфорд, 1919—20). Гермия «П» являл Резерфорд в нач. 20-х гг.

П. является адроном. Кроме сильного взаимодействия он также участвует во всех др. фундам. взаимодействиях: электромагнитном, слабом и гравитационном. П. относится к классу барионов; его барионное число $B = 1$. Законом сохранения барионного числа

определяется стабильность Π . — самого легкого из бариев. По геол. данным, время жизни Π $\tau_p > 1,6 \cdot 10^{10}$ лет, а по данным эксперим. исследований конкретных видов распада Π , $\tau_p > 10^{11}$ лет. Модели т. и. в. *малоко* объединяют сильного, слабого и эл.-магн. взаимодействий предсказывают нарушение закона сохранения барионного числа и соответственно стабильности протона с τ_p , зависящим от детальной структуры модели и лежащим в диапазоне времён $10^{10} - 10^{10}$ лет.

В сильном взаимодействии Π и нейтрон имеют одинаковые свойства и рассматриваются как два зарядовых состояния одной частицы — нуклона, к-рому приписывается квантовое число *изотопический спин* $I = 1/2$ (см. *Изотопическая инвариантность*). Важнейшее проявление сильного взаимодействия с участием Π . — ядерные силы, связывающие нуклоны в ядре. При теоретич. описании сильного взаимодействия Π плодотворным оказался подход, основанный на предположении о том, что Π окружен облаком *виртуальных частиц*, к-рые он непрерывно испускает и поглощает. Взаимодействие Π с др. частицами рассматривается как процесс обмена виртуальными частицами. Напр., ядерные силы и взаимодействие. процессы объясняются в основном обменом виртуальными пионами между нуклонами. Эксперим. данные по рассеянию Π и нейтронов более высоких энергий объясняются участием в виртуальных процессах наряду с отд. пионами групп пионов, а также разл. мезонных резонансов.

эл.-магн. свойства Π неразрывно связаны с наличием вокруг него облака виртуальных адронов. Именно взаимодействием γ -кванта с виртуальными пионами качественно объясняется большое отличие магн. момента Π от ядерного магнетона. Исследования рассеяния электронов и γ -квантов на Π позволили найти пространственное распределение электрич. заряда и магн. момента Π . — его *формфактор* Р. Хофштадтер (R. Hofstadter) и др., 1957), а также обнаружить электрч. и магн. поляризуемость Π . (В. И. Гольдманский и др., 1960), т. е. получить эксперим. доказательство существования внутр. структуры Π . Т. о., Π не является точечной частицей; его среднеквадратичный радиус равен 0,8 Ф.

Примерами слабого взаимодействия с участием Π являются внутрядерные превращения Π в нейтрон и, наоборот, ипроявляющиеся в виде *бета-распада* ядер и электронного захвата.

Совр. трактовка структуры Π основана на кварковой модели адронов. согласно к-рой Π состоит из двух *u*-кварков и одного *d*-кварка, удерживаемых силами, связанными с обменом др. гипотетич. частицами — *глуконами* (см. *Кварки, Квантовая хромодинамика*). Кварки, в свою очередь, окружены облаком виртуальных глюонов и кварк-антикварковых пар. Эксперим. данные по процессам с большой передачей импульса, напр. по *слабоко нейтрному процессу* рассеяния электронов на Π , свидетельствуют о существовании внутри Π *точечноподобных* рассеивающих центров — *партонов*. С точки зрения кварковой модели, партонами являются кварки.

Ввиду стабильности Π , наличия у него электрч. заряда и относит. простоты получения (ионизацией водорода) пучки ускоренных Π являются одним из осн. инструментов эксперим. физики элементарных частиц. Очень часто мишенью в опытах по соударению частиц также являются Π . — свободные (водород) или связанные в ядрах. Π . высокой энергии получают на ускорителях. Ускоренные Π используются не только для изучения рассеяния самих Π , но также и для получения пучков частиц: л- и К-мезонов, антипротонов, мюонов. Пучки ускоренных Π применяются в лучевой терапии.

Лит.: Резерфорд Э. Избр. научные труды, кн. 2 — Строение атома и искусственное превращение элементов, пер. с англ., М., 1972; Жак и о б М., Дэн и дн о ф Ф П., Внутренняя структура протона, «УФН», 1981, т. 133, в. 3, с. 505; «Физв», Лдч. Вв, 1980, в. 238, Review of particle properties, А. А. Тазисов,

ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ — испускание протона при спонтанном распаде ядра. Возможные механизмы: 1) эмиссия запаздывающих протонов (ЗП) возбужденными дочерними ядрами, образовавшимися в результате *бета-распада* ядер (β^+) или электронного захвата (при этом энергия Q_β β^+ -распада больше энергии связи протона ϵ_p в дочернем ядре, рис. 1); 2) про-

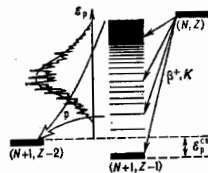


Рис. 1. Схема распада ядра с испусканием запаздывающего протона; (N, Z) — исходное ядро; $(N+1, Z-1)$ — промежуточное ядро; $(N+1, Z-2)$ — ядро, образовавшееся в результате испускания протона; β^+ — энергия протона; схема — распределение вылетающих протонов по энергии.

тонный распад изомеров, происходящий, если энергия возбуждения изомера превышает ϵ_p (см. *Изомерия ядерная*); 3) протонный распад ядра из основного состояния, аналогичный *альфа-распаду*; 4) перенесенные протонами ядра, четные по Z , за счёт спаривания протонов могут оказаться нестабильными относительно испускания двух протонов одновременно.

1. Излучатели ЗП открыты в ОИЯИ (Дубна) при облучении Ni ускоренным пучком ^{20}Ne (1962) и практически одновременно наблюдались для легких ядер (Мопрель). К 1991 открыто более 100 излучателей, самый легкий из к-рых ^9C (первоб полураспада $T_{1/2} = 0,13$ с, самый тяжелый ^{183}Hg ($T_{1/2} = 8,8$ с). Величина $T_{1/2}$ лежит в пределах от $8,9 \cdot 10^{-9}$ с (^{10}O) до 70 с (^{84}Rh). Она определяется периодом β -распада исходного ядра; т. к. распад протонно-нестабильных состояний промежуточ-

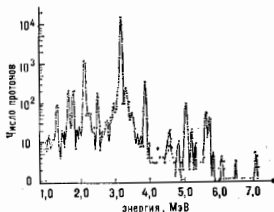


Рис. 2. Спектр запаздывающих протонов ^{22}Ar ($T_{1/2} = 0,17$ с; $W_p = 34\%$).

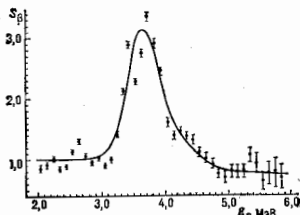


Рис. 3. Зависимость силовой функции β^+ -перехода для ^{10}O от энергии протона (для перехода к энергии возбуждения к ϵ_p следует добавить $\epsilon_p \approx 1$ МэВ).

ного ядра происходит за времена $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-16}$. Вероятность W_p испускания ЗП достигает десятков % для лёгких элементов и уменьшается с ростом Z .

Исследование излучателей ЗП даёт информацию о свойствах ядер, удалённых от долины стабильности: об энергиях, спинах, изоспинах возбуждённых состояний, о ширине и плотности уровней, о характеристиках β -распада с большой энергией, а также о дефектах масс. Для излучателей с $Z \lesssim 25$ возможно спектроскопич. изучение уровней промежуточного ядра. Напр., в протонном ($T_{1/2} = 0,174$ с, $W_p = 34\%$) наиб. интенсивный пик ($\epsilon_p = 3,27$ МэВ) обязан распаду возбуждённого состояния ($T = 3/2$) ядра ^{80}Cl — изобарного аналога ^{80}Ar . Точное измерение вероятности перехода в аналоговое состояние позволяет определить его чистоту по изоспину. Это определено для ^{17}Ne , ^{20}S , ^{39}Ar , ^{64}Ti .

Для более тяжёлых ядер ($Z > 25$) спектр ЗП описывается соотношением

$$I(\epsilon_p) \propto (Q_\beta - \epsilon_p)^{c_p} S_p \Gamma_p \frac{S_p}{\Gamma_p}$$

где f — статистич. фактор β -распада, S_p — силовая функция (ср. квадрат матричного элемента перехода, отнесённый к единичному интервалу энергии возбуждения), Γ_p/Γ — отн. протонная ширина. Фактор f падает с ростом ϵ_p , а Γ_p/Γ растёт с ϵ_p в силу увеличения прозрачности кулоновского барьера для протонов. Это приводит к «скололообразной» структуре спектра ЗП (рис. 1, слева). Анализа спектров ЗП используют для определения S_p . Для этого эксперим. спектр сравнивают с расчётом в предположении $S_p = \text{const}$ (рис. 3). Граничная энергия спектра ЗП определяется разностью масс исходного и конечного ядер. Т. к. существующие теории описания ядерных масс согласуются с экспериментом вблизи области стабильности и расходятся при удалении от неё, то определение энергий распада удалённых ядер ценно для проверки этих моделей.

Полные ширины Γ протонно-нестабильных состояний находят по спектру квантов характеристического рентг. излучения в совпадении с ЗП. При К-захвате электронов ядром в К-оболочке образуется вакансия. Энергия испускаемого рентг. кванта зависит от того, когда произошла вылет протона: до заполнения электронной вакансии или после. Отношение интен-

сивностей этих квантов будет определять отношением времён жизни вакансии τ_v и протонно-нестабильного состояния промежуточного ядра $\tau = \hbar/\Gamma$. Рассчитав τ_v и зная вид рентг. спектра (в совпадении с ЗП), находят τ и, следовательно, полную ширину $\Gamma = \hbar/\tau$. Диапазон измеренных $\tau \approx 10^{-19} - 10^{-17}$ с.

Флуктуации интенсивности в спектре ЗП связаны с флуктуациями матричных элементов β -перехода и протонного распада. Для анализа этих флуктуаций развита статистич. модель, к-рая позволяет определить плотность уровней промежуточного ядра. Эта информация важна, т. к. относится к области удалённых

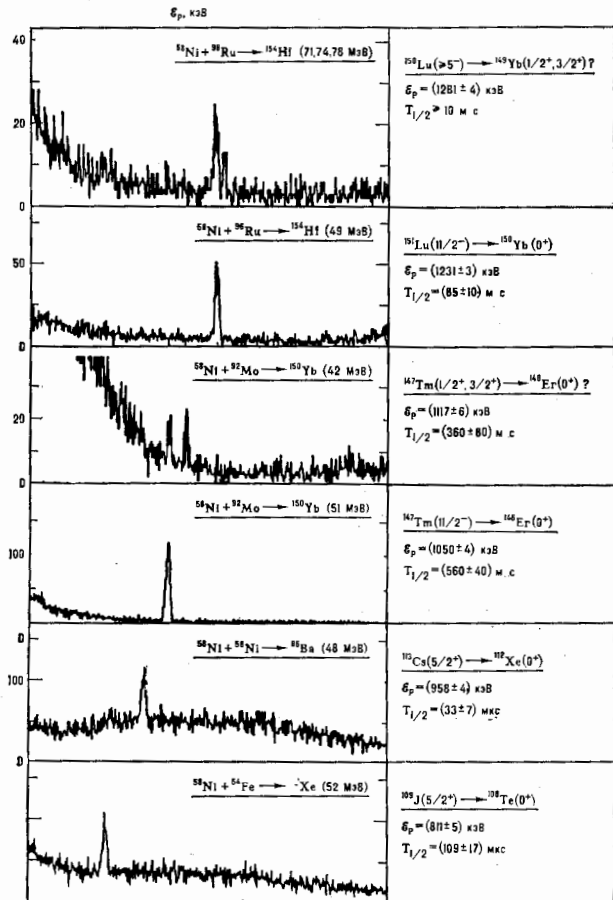


Рис. 4. Энергетические спектры, содержащие 6 протоных линий, связанным с распадом из основного состояния. Для выделения протонных излучателей использовался сепаратор ядер отдачи на пучке ускорителя тяжёлых ионов (Дармштадт).

ядер и к диапазону энергий возбуждения 3—8 МэВ.

2. Протонно-активный изотоп ^{58m}Co (пока единственный), полученный в реакции $^{54}\text{Fe}(p, 2n)$, с периодом полураспада $T_{1/2} = 247$ мс испускает протон с $\epsilon_p = 1.59$ МэВ ($W_p = 1.5\%$). Время жизни относительно испускания протона $\tau_p = (P\tau_p)^{-1}$, где P_1 — прозрачность барьера для протона с орбитальным моментом l , γ_2 — приведенная ширина. При β -распаде ^{58m}Co происходит изменение волновой функции ядра, что приводит к уменьшению вероятности распада изомера, т. е. к увеличению времени его жизни.

3. Протонный распад из основного состояния возможен для более нейтронно-дефицитных ядер, чем эмиссия β . Из-за эффекта спаривания протонов он оказывается возможным сначала у четных ядер. Для регистрации β необходимо условие $\epsilon_{\text{мин}} < \epsilon_p < \epsilon_{\text{макс}}$, где $\epsilon_{\text{мин}}$ падает конкуренцией со стороны β -распада ($\epsilon_{\text{мин}} \approx 0.1-1$ с), а $\epsilon_{\text{макс}}$ — быстродействием измерит. методики. Интервал ϵ_p растёт с Z , что делает предпочтительным поиск β в области $Z > 50$.

Впервые слабая протонная активность с $\epsilon_p = 0.83 \pm 0.05$ МэВ и $T_{1/2} = (1.4 \pm 0.8)$ с наблюдалась при облучении ^{90}Ru пучком ^{32}S (ОИИ, 1972). Она была объяснена распадом ^{121}Pr из основного состояния [реакция $^{90}\text{Ru}(^{32}\text{S}, p, 6n)^{121}\text{Pr}$]. В 1981 С. Хофманн (S. Hofmann) и др. (ФРГ) в реакции $^{88}\text{Ru}(^{68}\text{Ni}, p, 2n)$ получили ядра ^{111}Lu , k -рые с периодом $T_{1/2} = (85 \pm 10)$ мс испускают протоны с $\epsilon_p = 1.23$ МэВ. Сечение этой реакции в 700 раз больше, т. к. из-за использования пучка ^{68}Ni необходимый нейтронный дефицит достигается за счёт испарения только трёх нуклонов. В дальнейшем с помощью пучков ^{68}Ni открыто ещё 5 нуклидов, испытывающих распад из основного состояния (рис. 4). Время жизни определяется туннелированием протонов сквозь кулоновский и центробежный барьеры. Длина туннелирования для $\epsilon_p \approx 1$ МэВ составляет примерно 80 Фм.

4. При ϵ_p более значительно нейтронном дефиците для чётных по Z ядер за счёт спаривания протонов теоретически возможен вылет протонной пары (при устойчивости ядра к испусканию одного протона). Пока это явление не обнаружено, однако открыта т. н. бета-задержанная двухпротонная радиоактивность трёх излучателей на пучке ^{20}Ne : ^{22}Al (0.07 с), ^{26}P (0.02 с), ^{28}Si (0.05 с). Эти ядра испытывают т. н. сверхзарядный β -распад, после чего происходит последовательное испускание двух протонов.

Лит.: Карнаухов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М., 1981; Particle emission from nuclei, ed. by M. S. Tytcev, D. N. Poenaru, v. 1—3, CRC Press, 1982; В. А. Исраелов.

ПРОТОННЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРТЕЛИ — линейный ускоритель, предназначенный для ускорения тяжёлых верлетивистских частиц (протонов, ионов). Отличается от линейного ускорителя лёгких частиц (электронов, позитронов) частотой ал.-магн. колебаний ускоряющего ВЧ-поля (метровый диапазон вместо дециметрового), устройством ускоряющих структур и существенно большими габаритами. См. *Линейные ускорители*.

ПРОТОННЫЙ СИНХРОТРОН — см. *Синхротрон протонный*.

ПРОТОН-ПРОТОННАЯ ЦЕПЧКА — см. *Водородный цикл*.

ПРОТУБЕРАНЦЫ (от лат. protuberans — выдающийся) — холодные ($T \lesssim 10^4\text{K}$) плотные образования внутри горячей ($T \gtrsim 10^6\text{K}$) разреженной короны Солнца. Они сильно различаются между собой по форме, структуре и времени жизни. Над солнечным лимбом П. наблюдаются в виде похожих на гигантские языки пламени потоков газа, чаще — в виде светящихся аркад, k -рые состоят из множества отд. нитей и движущихся сгустков газа. В проекции на солнечный диск П. видны как тёмные изогнутые ленты сложной структуры, называе-

мые волокнами, соединённые между собой яркими образованиями — каналами волокон. Последние на лимбе проявляются в виде системы струй, соединяющих два или неск. П. Часто встречаются П., представляющие собой сложное переплетение волокон и протоков газа или каналов волокон.

Существует неск. классификаций П. по их топологии и степени динамич. активности. Основным является деление на два класса: спокойные и активные П. К классу спокойных (рис. 1) относятся долгоживущие (время жизни от 1 сут до неск. месяцев), медленно



Рис. 1. Типичный спокойный протуберанец (снимок в линии H_α).

изменяющиеся, наблюдаемые в активных областях П. Более короткоживущие, быстро взмывающиеся, связанные с активными областями и с солнечными пятнами П. относятся к классу активных (рис. 2). Спокойные П. делятся на два типа: расположенные ниже гелиографич. широты $40-45^\circ$ и расположенные выше этой

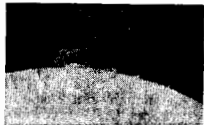


Рис. 2. Типичный активный протуберанец (снимок в линии H_α).

широты (т. н. полярные П.). К классу активных П. относятся, в частности: П., связанные с солнечными вспышками (шестельные П.), П., связанные с солнечными пятнами, аруптивные П.

П. связаны с магн. полями на Солнце. Это используется для изучения солнечных магн. полей, особенно крупномасштабных. Их изменение в ходе цикла *солнечной активности* можно проследить по положениям спокойных П. Как правило, волокна располагаются над фотосферой нейтральной линией — границей раздела полярности вертикальной составляющей фотосферного магн. поля (см. *Вспышка на Солнце*). Магн. поля связывают П. практически со всеми проявлениями солнечной активности, включая вспышки, корональные транзиты (см. *Солнечная корона*), выбросы солнечной плазмы в межпланетную среду.

В спектрах П. наблюдаются линии излучения водорода, гелия, молибдена, кальция и др. металлов. Это позволяет оценить характерные значения параметров плазмы в П.: темп-ру и концентрацию, степень ионизации и возбуждения атомов, скорости гидродинамич. течений (направленных и хаотических), число атомов на луче зрения и многое другое. Кроме эмиссионных линий наблюдается излучение П. в непрерывном спектре. Оно обусловлено в основном рекомбинац. процессами и томоновским рассеянием фотосферного излучения на свободных электронах, что позволяет оценить полное число таких электронов на луче зрения.

Плазма в П. сильно неоднородна по темп-ре и плотности (концентрации частиц $10^{10}-10^{12}$ см $^{-3}$). По-видимому, имеется тенденция к выравниванию газового давления в горячих и холодных компонентах внутри П. Однако остаются небольшие градиенты давления, о чём свидетельствуют значительные хаотич. скорости даже в спокойных П. В П. часто происходит нестационарные явления типа «микровсплесков». Из анализа спектраль-

ных наблюдений следует также, что в плазме П. отсутствует *колованое термодинамическое равновесие*. Электронная темп-ра равна ионной, однако нет равенства между темп-рами возбуждения, ионизации, радиационной темп-ратурой.

Совр. наблюдения Солнца в оптич., радио-, УФ- и рентг. диапазонах не подтверждают существование ранее представления о механизмах формирования П. (в частности, т. н. силовых механизмах). Большое различие характерных времён развития П. наряду с многообразием наблюдаемых форм и структур, по-видимому, исключает возможность образования П. всех типов в результате действия единого механизма. Общим свойством механизмов формирования П. является конденсация корональной плазмы, обусловленная потерями тепловой энергии на излучение в условиях, когда теплопроводность частично подавлена магн. полем. Такой процесс соответствует конденсаци. моде тепловой неустойчивости. Он особенно эффективен в областях взаимодействия магн. потоков, где происходит их перераспределение типа магн. *пересоединения*.

Лит.: Сомов Е. В., Сыроватский С. И., Тепловая неустойчивость внешнего слоя как причина образования коллованых нитей в солнечной короне, «Известия в астрономии», ж., 1980, т. 6, № 9, с. 582; Demoulin P. и др., Fine structures in solar filaments, «Astron. Astrophys.», 1987, v. 183, № 1, p. 142. А. И. Курчатов.

ПРОЦЕССОР (англ. processor, от process — обработать) — устройство и (или) программа обработки информации, функционирующая в составе ЭВМ. Как правило, аппарату П. реализуется в виде одного или неск. микропроцессоров. Аппаратные характеристики П. аналогичны характеристикам микропроцессоров.

По выполняемым ф-циям П. классифицируются на центральные, периферийные, ввода-вывода, коммуникационные и специализированные.

Центральные П. (ЦП) — основная часть ЭВМ, определяемая как совокупность арифметико-логич. устройств (АЛУ), устройств управления и, как правило, оперативного запоминающего устройства (ОЗУ, см. *Датчики устройств*). АЛУ — часть ЦП, реализующая набор основных арифметич. и логич. операций над данными, поступающими на вход АЛУ. Результат выполнения операции подается на выход АЛУ. Устройство управления — часть ЦП, обеспечивающая контроль за передачей и собственно передачу данных между ОЗУ, АЛУ и др. частями компьютера.

Периферийные наз. П., подключаемый к ЭВМ с помощью каналов ввода-вывода. Используются в составе вычислит. системы наряду с ЦП для увеличения её вычислит. производительности и распределение вычислит. ф-ций. Как правило, высокопроизводительные вычислит. системы содержат несколько (10 и более) периферийных П., позволяющих проводить одновременно (параллельную) обработку информации.

П. ввода-вывода предназначены для обслуживания работы устройств ввода-вывода информации. Часто включают наряду с аппаратурой программы обслуживания разл. ф-ций конкретного устройства.

Коммуникационные наз. П. ввода-вывода, используемый для контроля и передачи данных по коммуникац. линиям в соответствии со стандартизованными правилами передачи данных (протоколами). Используются для организации связи между компьютерами и периферийными удалёнными устройствами (в т. ч. и для организации т. н. электронной почты).

Специализированные наз. П., специально сконструированные для решения конкретной задачи, напр. выполнения прямого и обратного преобразования (фурье-процессор). Обычно к специализированным П. относят матем. П. (реализуют аппаратно выполнение арифметич. операций с большой точностью, вычисление стандартных ф-ций и т.п.), П. обработки текстов и изображений. Последние два типа П. наряду с аппаратурой включают, как правило, и мощное программное обеспечение. Иногда программное

обеспечение может полностью выполнять ф-ции аппаратного П. В этом случае оно также наз. П.

Лит.: Майерс Г. Р. Архитектура современных ЭВМ, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1985; Королёв Л. П., Микропроцессоры, микро- и мини-ЭВМ, М., 1988. В. Н. Забон.

ПРОЧНОСТИ ПРЕДЕЛ — напряжения или деформации, соответствующие максимальной (до разрушения образца) значению нагрузки (мера прочности материала). При растяжении цилиндрич. образца из металла разрушению (разрыву) обычно предшествует образование шейки, т. е. местное уменьшение поперечных размеров образца, при этом необходимая для деформации растягивающая сила уменьшается. Отношение наиб. значения растягивающей силы к площади поперечного сечения образца до нагружения наз. условный П. п. или временный сопротивление. Истинный П. п. наз. отношение значения растягивающей силы непосредственно перед разрывом к наименьшей площади поперечного сечения образца в шейке. При одноосном растяжении условный П. п. меньше истинного. В хрупких материалах местное уменьшение поперечных размеров перед разрывом незначительно и поэтому величия условного П. п. и истинного П. п. различаются мало. При продольном сжатии цилиндрич. образца разрушению не предшествует уменьшение сжимающей силы. Условный и истинный П. п. при этом вычисляются как отношения значения сжимающей силы непосредственно перед разрушением к начальной (до сжатия) площади поперечного сечения и к площади сечения при разрушении соответственно. При кручении толстостенного трубчатого образца определяется П. п. при сдвиге как наибольшее касательное напряжение, предшествующее разрушению образца.

В сложном напряжённом состоянии П. п. определяется как значение нек-рой комбинации компонентов тензора напряжений или тензора деформации перед разрушением. При этом, вообще говоря, значение П. п. зависит от процесса деформации, т. е. от порядка приложения нагрузок. В нек-рых материалах разрушение наступает, когда наибольшее растягивающее напряжение достигает предельного значения; в других — когда предельного значения достигает наибольшее касательное напряжение; в третьих — когда предельного значения достигает интенсивность напряжений, и т. н. Выбор П. п. зависит как от свойств материала, так и от требований, предъявляемых к конструкции. Напр., в ряде случаев в конструкции недопустимо возникновение пластич. деформаций. При этом для определения П. п. используются условия пластичности.

Значение П. п. зависит от внеш. условий, напр. от темп-ры, гидростатич. давления, наличия химически агрессивной среды. См. также *Прочность датчиков*.

В. С. Лемский.

ПРОЧНОСТЬ ДЛИТЕЛЬНАЯ — разрушение материала не тотчас после приложения нагрузки, а по истечении нек-рого времени. При этом разрушению предшествует б. или м. заметная деформация *получности материалов* (см. также *Прочность твёрдых тел*). Наличие П. д. позволяет использовать конструкцию в течение ограниченного (может быть, очень короткого, но достаточного для выполнения заданной ф-ции) времени при больших нагрузках, существенно превышающих нагрузки, допустимые при длит. эксплуатации.

П. д. характеризуется временем до разрушения при фиксированном напряжённом состоянии и при заданной темп-ре. Напр., в опытах с растяжением цилиндрич. образца строят кривые П. д., по к-рым определяется время до разрушения при заданном нормальном напряжении в поперечном сечении для разных значений темп-ры испытаний (рис.). Чем больше напряжение σ , тем меньше времени проходит до разрушения. Для конструирования часто важно знать деформацию в момент, непосредственно предшествующий разрушению. Обычно чем больше время до разрушения, тем меньше накопленная деформация ползучести. В слож-



ном напряжённом состоянии кривую П. д. можно строить, напр., как зависимость времени до разрушения от интенсивности напряжений. Для определения характеристик П. д. при изменяющихся во времени нагрузках пользуются теорией, основанной на понятии накопления в материале микроскопич. повреждений.

Исследование П. д. важно для определения времени безопасного функционирования (ресурса) конструкции и решения проблемы наименьшего веса конструкции. См. также *Западмание текучести*. В. С. Ленский.

ПРОЧНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ — в широком смысле способность твёрдых тел сопротивляться разрушению (разделению на части), а также необратимую изменению формы (пластич. деформация) под действием внеш. нагрузок. В узком смысле — сопротивление разрушению.

В зависимости от материала, вида напряжённого состояния (растяжение, сжатие, изгиб и др.) и условий эксплуатации (тем-ра, время действия нагрузки и др.) в технике приняты разл. меры П. т. т. (предел текучести, временное сопротивление, предел усталости и т. д.). Разрушение твёрдого тела — сложный процесс, зависящий от мн. факторов, поэтому величины, определяющие П. т. т., являются условными.

Физическая природа прочности. П. т. т. обусловлена в конечном счёте силами взаимодействия между атомами или молекулами, составляющими тело. Напр., сила взаимодействия двух соседних атомов (если пренебречь влиянием окружающих атомов) зависит лишь от расстояния между ними (рис. 1). При равновесном расстоянии $r_0 \approx 0,1$ нм (1 Å) эта сила равна нулю. При меньших

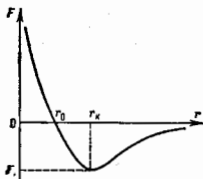


Рис. 1. Зависимость силы взаимодействия двух атомов от расстояния между ними.

расстояниях сила положительна и атомы отталкиваются, при больших — притягиваются. На критич. расстоянии r_k сила притяжения по абс. величине максимальна и равна F_k . Напр., если при растяжении цилиндрич. стержня с поперечным сечением S_0 действующая сила P , направленная вдоль его оси, такова, что приходится на данную пару атомов внеш. сила превосходит макс. силу притяжения F_k , то атомы беспрепятственно удаляются друг от друга. Однако, чтобы тело разрушилось вдоль нек-рой поверхности, необходимо, чтобы все пары атомов, расположенные по обе стороны от рассматриваемой поверхности, испытывали действие силы, превосходящей F_k . Напряжение, отвечающее силе F_k , наз. теоретич. прочностью на разрыв σ_T ($\sigma_T \approx 0,1 E$, где E — модуль Юнга). Однако на практике наблюдается разрушение при нагрузке P^* , к-рой соответствует напряжение $\sigma = P^*/S$ в 100—1000 раз меньше σ_T . Расхождение теоретич. П. т. т. с действительной объясняется неоднородностями структуры тела (границы зёрен в поликристаллич. материале, пограничные включения и др.), из-за к-рых нагрузка P распределяется неравномерно по сечению тела.

Механизм разрушения. Если на участке поверхности малых размеров (во значительно превышающих сече-

ние одного атома) локальное напряжение окажется больше σ_T , вдоль этой площадки произойдёт разрыв. Край разрыва разойдётся на расстояние, большее r_k , на к-ром межатомные силы уже малы, и образуется микротрещина (рис. 2). Зарождению микротрещин при нагружении ниже от способствуют термич. флуктуации.

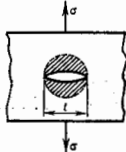


Рис. 2. Трещина Гриффита; заштрихована область, в которой сняты напряжения. Стрелки указывают направление напряжения.

Локальные напряжения особенно велики у края разовавшейся трещины, где происходит концентрация напряжений, причём они тем больше, чем больше её размер. Если этот размер больше нек-рого критич. r_c , на атомы у края трещины действует напряжение, превосходящее σ_T , и трещина растёт дальше по всему сечению тела с большой скоростью — наступает разрушение. Величина r_c определяется из условия, что освобождаясь при росте трещины упругая энергия материала покрывает затраты энергии на образование новой поверхности трещины: $r_c \approx E \mu \sigma^2$ (где μ — энергия единицы поверхности материала). Прежде чем возрастающее внеш. усилие достигнет необходимой для разрушения величины, отд. группы атомов, особенно входящие в состав дефектов в кристаллах, обычно испытывают перестройку, при к-рых локальные напряжения уменьшаются («релаксируют»). В результате происходит необратимое изменение формы тела — пластич. деформация; ей также способствует термич. флуктуация. Разрушению всегда предшествует большая или меньшая пластич. деформация. Потому при оценке r_c в энергию U должна быть включена работа пластич. деформации U^p . Если пластич. деформация велика не только вблизи поверхности разрушения, но и в объёме тела, то разрушение и в к-ое. Разрушение без заметных следов пластич. деформации наз. хрупким и м. Характер разрушения определяется в структуре поверхности излома. В кристаллич. телах хрупкому разрушению отвечает скол по кристаллографич. плоскостям спайности, вязкому — слияние микроступов и скольжение. При низкой тем-ре разрушение протеч. хрупкое, при высокой — вязкое. Тем-ра перехода от вязкого к хрупкому разрушению наз. критич. тем-рой хладноломкости.

Поскольку разрушение есть процесс зарождения и роста трещин и пор, оно характеризуется скоростью или временем τ от момента приложения нагрузки до момента разрыва, т. е. долговечностью материала. Исследованиями кристаллич. и аморфных тел показали, что в широком интервале тем-р T и напряжений σ , применённых к образцу, долговечность при растяжении определяется соотношением

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \sigma V}{kT}\right), \quad (1)$$

где τ_0 прибл. равно периоду тепловых колебаний атомов в твёрдом теле (10^{-12} с), энергия U_0 близка к энергии сублимации материала, актив. объём V составляет обычно неск. тысяч атомных объёмов и зависит от структуры материала, сформировавшейся в процессе предвартельной термич. и механич. обработки и во время нагружения. При низких тем-рах долговечность очень резко падает с ростом напряжения, так что при любых важных для практики значениях τ существует почти постоянное предельное значение напряжения σ_0 , выше к-рого образец разрушается практически мгновенно, а

ниже — живёт неограниченно долго. Это значение σ_0 можно считать *пределом прочности* (табл.).

Некоторые значения предела прочности на растяжение, кгс/мм² (1 кгс/мм² = 10 МН/м²)

	σ_0	σ_0/E
Графит (нитевидный кристалл)	2400	0,024
Сапфир (нитевидный кристалл)	1500	0,028
Железо (нитевидный кристалл)	1300	0,044
Титанов проволока на высокоуглеродистой стали	420	0,02
Титанов проволока из вольфрама	380	0,009
Остеповолонко	360	0,035
Мягкая сталь	60	0,003
Нейлон	50	

Время τ затрачивается на ожидание термофлуктуации зарождения микротрещины и на их рост до критич. размера r_c . Когда к образу прикладывают напряжение σ , он деформируется сначала упруго, затем пластически, причём около структурных неоднородностей, имевших в исходном состоянии или возникших при пластич. деформации, образуются большие локальные напряжения (напр., в кристаллах — в результате скопления дислокаций). В этих местах зарождаются микротрещины. Их концентрация может быть очень большой (напр., в нек-рых ориентиров. полнмерах до 10^{13} трещин в 1 см²). Однако их размеры, определяемые масштабом структурных неоднородностей, значительно меньше r_c . Под пост. напряжением размеры и концентрации трещин растут медленно и тело не разрушается, пока случайно (напр., в результате последоват. снятия близко расположенных соседних трещин) одна из них не достигнет до критич. размера. Поэтому при создании прочных материалов следует заботиться не столько о том, чтобы трещины не зародились, сколько о том, чтобы они не росли.

Случайное распределение структурных неоднородностей по объёму образца, по размерам и по степени прочности и случайный характер тернич. флуктуаций приводит к разбросу значений долговечности (а также предела П. т. т. σ_0) при испытании одинаковых образцов при заданных значениях σ и T . Вероятност. встретиться в образце «слабое» место тем больше, чем больше его объём. Поэтому П. т. т. (разрушающее напряжение) малых образцов (напр., тонких нитей) выше, чем больших на того же материала (т. е. масштабный эффект). Участки с повышенным напряжением, где легче зарождаются микротрещины, встречаются чаще у поверхности (выступы, царапины). Поэтому полровка поверхности и защитные покрытия повышают П. т. т. Напротив, в агрессивных средах П. т. т. понижается.

Лит.: Гуль В. Е., Структура и прочность полимеров, 3 изд. М., 1978; Разрушение, пер. с англ., т. 1, М., 1973; Редель В. Р., Суть и природа И., Томашевич И. Э. Е., Кинематическая природа прочности твёрдых тел, М., 1974.

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — визкотемпературный механизм проводимости в полупроводниках, при к-ром перенос заряда осуществляется путём ивантовых туннельных переходов (прыжков) носителей заряда между разл. локализованными состояниями. Прыжки сопровождаются поглощением или излучением фононов. Наиб. изучена П. п. в слаболегированном кристаллич. полупроводнике, где происходит туннелирование между примесным электронным состоянием, а также в аморфных и стеклообразных полупроводниках, в к-рых носители заряда туннелируют между локализов. состояниями хвоста плотности состояний в квазизапрещённой зоне.

Слаболегированным наз. кристаллич. полупроводник (для определённости л-типа), в к-ром концентрация доноров N_D мала по сравнению с концентрацией, при к-рой происходит переход металл — диэлектрик. В таких случаях перекрытие электронных оболочек соседних доноров мало. Поэтому каждый донор можно рассмат-

ривать как водородоподобный атом, внеш. электрон к-рого находится на расстоянии борновского радиуса $a \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$ см и имеет энергию связи с ядром $\epsilon_{св} \approx 13,6$ эВ. В таких полупроводниках переход к П. п. происходит при низких темп-рах ($T \sim 10$ К), когда вероятность термоактивации электрона донора в зону проводимости (для определённости рассматриваем полупроводник л-типа) становится много меньше вероятности его туннелирования на соседний незанятый донор. На графике зависимости логарифма проводимости δ от $1/T$ этому переходу соответствует излом — энергия активации проводимости меняется от $\epsilon_F - \epsilon_D$ до ϵ_D , равной по порядку величин ширине примесной зоны ϵ_c — дна зоны проводимости).

Т. к. электрон может прыгать только с занятого донора на свободный, необходимым условием П. п. является наличие свободных мест в примесной зоне, к-рые при низких темп-рах может быть обеспечено лишь компенсацией, т. е. введением акцепторной примеси, захватывающей часть электронов с доноров.

Модель сетки сопротивлений. При термодинамич. равновесии частоты Γ_{ij} туннельных переходов электрона с донора i на донор j и обратно (Γ_{ji}) равны между собой и определяются соотношением

$$\Gamma_{ij} = \gamma_0 \exp(-\xi_{ij});$$

$$\xi_{ij} = \frac{2r_{ij}}{a} + \frac{\epsilon_{ij}}{kT}. \quad (1)$$

Здесь $\gamma_0 \approx 10^{12}$ Гц (частота порядка фононов), r_{ij} — расстояние между донорами, a — радиус локализации волновой ф-ции электрона,

$$\epsilon_{ij} = \begin{cases} (\epsilon_i - \epsilon_j) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}} & \text{при } (\epsilon_i - \epsilon_F)(\epsilon_j - \epsilon_F) < 0, \\ \max\{|\epsilon_i - \epsilon_F|, |\epsilon_j - \epsilon_F|\} & \text{при } (\epsilon_i - \epsilon_F)(\epsilon_j - \epsilon_F) > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь ϵ_i, ϵ_j — энергии электрона на донорах, ϵ — диэлектрич. проницаемость. Первое слагаемое в (1) связано с зависимостью от r_{ij} матричного элемента электронно-фононного взаимодействия, второе — с малой вероятностью найти фонон с энергией больше kT , необходимой для перехода.

Внеш. электрич. поле E нарушает баланс между Γ_{ij} и Γ_{ji} по двум причинам: 1) за счёт действия самого поля и за счёт изменения зарядового состояния соседних примесей меняются энергии доноров, а с ними и энергия фонона, необходимого для прыжка; 2) поле, перераспределяя электроны, меняет среднее по времени числа заполнения доноров, что можно описать введением для каждого донора локального квазиуровня Ферми $\epsilon_F^i, \epsilon_F^j$. В результате между донорами возникает электрич. ток, пропорциональный электрич. полю E (линейное приближение):

$$I_{ij} = (U_i - U_j)/R_{ij}, \quad (3)$$

где $U_i = -(E r_i + \epsilon_F^i/e)$ — электрхим. потенциал. Можно показать, что

$$R_{ij} = \frac{kT}{e^2 \gamma_0} \exp \xi_{ij}. \quad (4)$$

Т. о., задача о вычислении прыжковой электропроводности полупроводника сводится к задаче о проводимости эквивалентной сети сопротивлений (сетки Миллера и Абрахамса), узлы к-рой соответствуют локализованным состояниям (донорами), а сопротивления, включённые между узлами, задаются (4).

Важнейшим свойством сетки Миллера и Абрахамса является экспоненциально широкий разброс входящих в неё сопротивлений: для слаболегированного полупроводника значения только первого слагаемого в (1) для доноров, отстоящих на среднем и двух средних расстояниях, отличаются примерно в 10, а соответствую-

щие сопротивления R_{ij} в e^0 (в $2.2 \cdot 10^4$) раз. Поэтому для вычисления проводимости всей сетки необходимо использовать методы протекания теории, к-рые дают выражение для проводимости:

$$\delta \approx \frac{e^2 \tau_h}{kT} \exp(-\xi_c). \quad (5)$$

Здесь ξ_c — т. н. порог протекания по случайным узлам с критерием связности $\xi_{ij} \leq \xi_c$, при к-ром все пары доноров с $\xi_{ij} \leq \xi_c$ образуют бесконечный кластер, пронизывающий весь образец. Длина кластера

$$L \approx r_h \xi_c^{\nu} \quad (6)$$

где r_h — ср. длина прыжка, а ν — критич. индекс, зависящий от размерности решетки: $\nu_2 = 1.33$, $\nu_3 = 0.88$.

Наиб. просто задача о вычислении ξ_c решается для относительно высоких темп-р, когда для типичной пары ближайших доноров с $r_{ij} = N_d^{-1/3}$ первое слагаемое в (4) много больше второго. В этом случае

$$\xi_c = 2r_c e / a + e_0 / kT, \quad (7)$$

где $r_c = 0.865 N_d^{-1/3}$ — т. н. перколяционный радиус, а $e_0 = \langle e_{ij} \rangle$. Ср. энергия $\langle e_{ij} \rangle$ определяется легированием и степенью компенсации образца $K = N_A / N_D$ (N_A — концентрация акцепторов):

$$\langle e_{ij} \rangle = (e^2 N_d^{1/3} / \epsilon) \cdot F(K). \quad (8)$$

Здесь $F(K)$ — безразмерная ф-ция (табулирована).

При $K \rightarrow 0$ величина $F(K) = 0.99$; при росте степени компенсации $F(K)$ сначала убывает, проходит через минимум при $K \approx 0.5$ и возрастает как $(1 - K)^{-1/4}$ при $K \rightarrow 1$. При $K < 1$ ф-ла (7) справедлива при $T < T_{кр} \approx \epsilon e_0 / k \ln(1/K)$, а при $T > T_{кр}$ проводимость зависит от T лишь степенным образом.

Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. При низких темп-рах, когда $e_0 / kT > 2r_c e / a$, значит. вклад в П. п. дают не все локализов. состояния примесной зоны, а только их небольшая часть, попадающая в «оптимальную» энергетич. полосу $\pm \xi_c kT$ вокруг уровня Ферми. При уменьшении T ширина оптим. полосы уменьшается (несмотря на рост ξ_c), а расстояния между попавшими в неё локализов. состояниями растут; П. п. в этом режиме наз. П. п. с переменной длиной прыжка ($VRRH - \text{variable range hopping}$). Если плотность состояний $g(\mathcal{E})$ постоянна внутри полосы, то для ξ_c справедлив закон Мотта:

$$\xi_c = (T_0 / T)^{1/(1+\alpha)}, T_0 = \beta_0 d / (g(\mathcal{E}_F) k a^2), \quad (9)$$

где d — размерность пространства, коэф. $\beta_0 = 13.8$, $\beta_2 = 24.2$.

В слаболегированных полупроводниках, где основной причиной разброса энергетич. уровней является кулоновский потенциал заряженных примесей, плотность состояний на уровне Ферми квадратично обращается в 0 (кулоновская щель). В этом случае

$$\xi_c = (T_0 / T)^{1/(1+\alpha)}, T_0 = \beta_2 e^2 (k e a), \quad (10)$$

где $\beta_2 = 6.2$, $\beta_3 = 2.8$.

Прыжковая проводимость в аморфных полупроводниках практически всегда носит характер $VRRH$ и наблюдается при значительно более высоких темп-рах, чем в слаболегированных кристаллич. полупроводниках, из-за большей плотности состояний. Вид зависимости $\sigma(T)$ определяется структурой $g(\mathcal{E})$ и сильно зависит от материала и способа приготовления образца. У многих аморфных полупроводников наблюдается максимум (10).

Неомические эффекты в П. п. наступают в электрич. полях, когда напряжение eEL , падающее на корреля-

ционной длине бесконечного кластера, становится больше или порядка kT , и для критич. сопротивлений сетки Миллера и Абрахамса оказываются неверным выражение (3), полученное разложением по малому параметру eU/kT . При $T \ll e_0/kT$ и в области $VRRH$ электропроводность $\sigma(E) \approx j(E)/E$ экспоненциально растёт с полем. Для $E > E_c \approx kT/eL$ в пределе $\xi_c \gg 1$

$$\sigma(E) \approx \sigma(0) \exp [C \sqrt{eEL/kT}], \quad (11)$$

где C — численный коэф. Выражение (11) справедливо для $\xi_c > 30$, а при соответствующих эксперименту значениях $\xi_c \approx 10$ –20 зависимость $\ln[\sigma(E)/\sigma(0)]$ от E близка к линейной.

Прыжковая проводимость в переменном электрическом поле связана со смешением носителей лишь на конечные расстояния. Поэтому при частоте поля $\omega > \sigma$ проводимость определяется не бесконечным кластером, а переходами электронов между парами конечных кластеров, состоящих из доноров, связанных сопротивленными с $\xi_{ij} < \xi(\omega) \approx \ln(\nu_0/\omega)$. При больших частотах, когда разница $\xi_c - \xi(\omega)$ становится не мала по сравнению с ξ_c , проводимость определяется поглощением энергии в изолиров. парах локализованных состояний. При относительно малых частотах и высоких темп-рах, когда $\hbar\omega \ll kT$, основным механизмом поглощения являются релаксац. потери, а при $\hbar\omega \gg kT$ — резонансное (бесфоновое) поглощение фотонов.

Лит.: Шкловский В. И., Неомическая прыжковая проводимость, «ФТД», 1978, т. 10, в. 8, с. 1440; Шкловский В. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1978; Нгуен Ван Диев, Шкловский В. И., Эфрос А. Л., Энергия активации примесной проводимости слабо легированных полупроводников, «ФТД», 1978, т. 13, с. 2192; Вятки И. П., Квантовые эффекты в неупорядоченных полупроводниках, М., 1984, с. 107–110. Э. И. Лезин.

ПРЯМОЗОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — полупроводники, в энергетич. спектре к-рых «потоки» валентной зоны \mathcal{E}_v и дна зоны проводимости \mathcal{E}_c соответствуют одному и тому же значению квазиимпульса. Межзонное поглощение эл.-магн. излучения в П. п. сопровождается прямыми (пертикальными) переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости без изменения квазиимпульса, поскольку волновой вектор фотона наперемежку мал по сравнению с вектором обратной решетки. К П. п. относятся GaAs, InSb и др. Э. М. Струтин.

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — процессы, в к-рых входящая в ядро энергия передается преим. одному или небольшой группе нуклонов. П. я. р. вызываются всевозможными налетающими на ядро частицами — от γ -квантов до многозарядных ионов, но всем доступным диапазоном энергий (до неск. ГэВ). Для П. я. р. характерны сильная угл. анизотропия вылета частиц и сравнительно слабая зависимость сечения σ от энергии налетающих частиц \mathcal{E} . Ядро, образующиеся в результате П. я. р., находится, как правило, либо в слабо возбужденном, либо в основном состоянии.

П. я. р. были открыты в нач. 50-х гг. 20 в. Первыми были обнаружены реакции дейтронного срыва (d, p) и (d, n) в α и β ядрах, а также в α ядрах. Образующиеся в этих реакциях протоны и дейтроны вылетают в основном вперёд (в направлении пучка налетающих частиц). Известны П. я. р. в к-рых нуклон или группа нуклонов переходит от одного из сталкивающихся ядер к другому (реакции передачи), реакции квазиуругого рассеяния $(p, 2p)$, процессы с выбиванием из ядра дейтронов, т. е. реакции (p, pd) , и т. д.

Особенности П. я. р. могут быть объяснены, если допустить, что вылетающие из ядра частицы получили энергию и импульс в процессе непосред. взаимодействия с налетающей частицей. Предполагается, что П. я. р. происходят на периферии ядра, где плотность нуклонов мала, вследствие чего частица, получившая достаточную энергию от внеш. агента, имеет

значит, вероятность покинута ядро, Т. к. протяжённость периферийного слоя порядка 10 Ф , а радиус ядра тяжёлых ядер составляет 10 Ф (см. *Ядро атома*), то отсюда вероятность П. я. р. должна быть $\sim 10\%$ (у лёгких ядер несколько больше), что согласуется с экспериментом.

Количество теория П. я. р. была предложена С. Т. Батлером (S. T. Butler) в 50-х гг., впервые применительно к реакциям сыра. Она основывалась на представлении о потенциальном взаимодействии налетающей частицы с нуклонами ядра. В 60-х гг. была сформулирована дисперсионная теория, основанная на использовании методов *квантовой теории поля* (фeyнмановской диаграммой тельки). Она даёт возможность выразить вероятность П. я. р. через константы, характеризующие ядро (напр., эфф. число частиц данного сорта на периферии ядра) и амплитуды вероятности элементарного акта взаимодействия налетающей и внутряядерной частиц.

П. я. р. используются для изучения спектра ядерных уровней, структуры периферии ядра (в частности, периферийных коррелиров, групп нуклонов — кластеров, см. *Нуклонная ассоциативная модель*) и получения данных о взаимодействиях нестабильных элементарных частиц с нуклонами.

Лит.: Ватлер С. Ядерные реакции сыра, пер. с англ., М., 1960; Шапиро И. С., Теория прямых ядерных реакций, М., 1963; его же, Некоторые вопросы теории ядерных реакций при высоких энергиях, «УФН», 1967, т. 92, в. 4, с. 549; Колякин В. В., Давыдов Г. А., Шапиро И. С., Механизм прямых реакций при высоких энергиях, «УФН», 1974, т. 113, в. 2, с. 239.

И. С. Шапиро

ПСЕВДОВЕКТОР — то же, что **аксиальный вектор**.
ПСЕВДОВЕКТОРОВО ПРОСТРАНСТВО — вещественное линейное пространство, снабжённое неположительно определённым скалярным произведением (a, b) . Для П. п. размерности n и индекса r аксиоматически определены скалярного произведения *евклидова пространства* заменяется следующей: существуют n векторов $a_i, i = 1, \dots, n$, таких, что

$$(a_i, a_j) = 0, i \neq j; (a_k, a_k) > 0, k \leq r; (a_k, a_k) < 0, k > r.$$

Пара чётная (p, q) , где $q = n - p$, наз. сигнатурой П. п., обозначаемого $E_{p,q}$ (или $R_{p,q}$). Для физики особенно важно *Минковского пространство — время* $E_{1,3}$, фигурирующее в специальной теории относительности.

В П. п. можно ввести основные операции векторного и тензорного анализа, в частности *инвариантную метрику*. Координаты, в к-рых метрич. тензор g_{ij} имеет вид

$$g_{ij} = 0, i \neq j; g_{kk} = 1, k \leq p; g_{kk} = -1, k > p,$$

наз. псевдоевклидовыми. В них скалярное произведение принимает вид

$$(a, b) = g_{ik} a^i b^k = a^1 b^1 + \dots + a^p b^p - a^{p+1} b^{p+1} - \dots - a^n b^n.$$

Псевдоевклидов квадрат длины вектора в П. п., в отличие от евклидова, может быть отрицательным, а также нулевым (изотропные векторы). Совокупность изотропных векторов образует изотропный конус.

Движения П. п. образуют $(n+1)/2$ -мерную группу (для $E_{1,3}$ — Пуанкаре группа) и в псевдоевклидовых координатах записываются в виде

$$x - x' = \Lambda x + a,$$

где a — вектор трансляции, Λ — $n \times n$ -матрица поворотов, такая, что $(a, b) = (\Lambda a, \Lambda b)$. Метрику П. п. можно получить из метрики евклидова пространства формальной заменой:

$$z^2 = y^2, j \leq p; z^2 = -y^2, j > p.$$

Кривизны тензор П. п. тождественно равен нулю: как и евклидово, оно плоское.

Лит.: Ефимов Н. В., Высшая геометрия, 6 изд., М., 1978; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фомин Г. А., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Новиков С. П., Фомин Г. А., Тензорная дифференциальная геометрия и топология, М., 1987.

А. М. Малюков

ПСЕВДСКАЛАРНАЯ ЧАСТИЦА — элементарная частица, характеризующаяся нулевым спином и отрицательной *внутренней чётностью* (см. *Скалярное поле*).
ПСЕВДСКАЛАРНОЕ ПОЛЕ — см. *Скалярное поле*.
ПСЕВДТЕНЗОР (относительный тензор) в s и ω — многокомпонентная величина P , определяемая в каждой координатной системе x^i ω урядочными компонентами, к-рые при переходе к новой, штрихованной, системе координат преобразуются по закону:

$$P_{i_1 i_2 \dots i_s}^{k_1 k_2 \dots k_r} = \frac{\partial x^{k_1}}{\partial x^{i_1}} \frac{\partial x^{k_2}}{\partial x^{i_2}} \dots \frac{\partial x^{k_r}}{\partial x^{i_r}} \times \times \frac{\partial x^{m_1}}{\partial x^{i_1}} \frac{\partial x^{m_2}}{\partial x^{i_2}} \dots \frac{\partial x^{m_\omega}}{\partial x^{i_\omega}} P_{m_1 m_2 \dots m_\omega} \left[\frac{\partial(x^1, \dots, x^n)}{\partial(x^1, \dots, x^n)} \right]^\omega,$$

где ω — целое число, $\omega \neq 0$ (при $\omega = 0$ величина P есть *тензор тензор*), $\omega \neq 0$ ($\partial(x^1, \dots, x^n)/\partial(x^1, \dots, x^n)$) — якобиан преобразования старых (нестрихованных) координат в новые (штрихованные). (При $\omega = +1$ П. наз. тензорной плотностью ω). Этот П. называется r раз контравариантным и s раз ковариантным. Над П. можно совершать те же алгебраич. действия, что и над тензорами. Сумма двух П. одинакового порядка, вариантиности и веса является П. того же порядка, вариантиности и веса. Внеш. произведением двух П. A и B веса ω_A и ω_B с компонентами $A_{i_1 \dots i_p}^{a_1 \dots a_p}$ и $B_{j_1 \dots j_q}^{b_1 \dots b_q}$ (быть может, различного строения) наз. П. $C = AB$, $(n+p+r)$ раз контравариантный и $(m+q)$ раз ковариантный веса $\omega_A + \omega_B$ с компонентами

$$C_{i_1 \dots i_{p+q}}^{a_1 \dots a_p b_1 \dots b_q} = A_{i_1 \dots i_p}^{a_1 \dots a_p} B_{i_{p+1} \dots i_{p+q}}^{b_1 \dots b_q}.$$

Примерами П. являются *Левы-Числты символы*: $\epsilon_{1 \dots n}$ с весом $\omega = -1$ и $\zeta_{1 \dots n}$ с весом $\omega = 1$. Примеры П. в физике — угл. скорость, вихрь векторного поля.

С. И. Лоанов

ПСИ-ЧАСТИЦЫ (ψ -частицы) — общее наз. группы нейтральных мезонов со спином 1 и отрицательной *внутренней чётностью*, имеющих близкие свойства и значения масс, лежащие в интервале 3–4 ГэВ. П.-ч. — *истинно нейтральные частицы*; их *зарядовая чётность* $C = -1$.

Первая из этой группы частиц (т. е. J/ψ -частица) с массой ок. 3,1 ГэВ открыта в 1974 году почти одновременно двумя коллективами физиков: С. Тингом (S. Ting) с сотрудниками [1] при изучении спектра масс электрон-позитронных пар, образующихся в столкновении $p + p$ при энергии падающих протонов 30 ГэВ; Б. Рихтером (B. Richter) с сотрудниками [2] в экспериментах на астречных электрон-позитронных лучках при исследовании энергетич. зависимости сечения аннигиляции e^+e^- 2,4–4,8 ГэВ. В обоих случаях чётко проявилось существование тяжёлого мезона со спином 1, распадающегося в канал e^+e^- : в первом эксперименте — по наличию пика в спектре масс e^+e^- -пар, во втором — по наличию резонанса в энергетич. зависимости сечения при $s_{e^+e^-} = 3,1$ ГэВ. (Обозначения J и ψ в скобках соответствуют 1-й и 2-й группам экспериментаторов, с чем и связано двойное название частицы.) Во втором эксперименте практически сразу была открыта и ψ' -частица с массой 3,685 ГэВ. Несколько позже в экспериментах на астречных электрон-позитронных лучках были обнаружены и др. П.-ч. Их совр. характеристики приведены в табл.

Открытие J/ψ -частицы исторически сыграло очень важную роль в становлении кварковой теории строения адронов. J/ψ была первым изученным тяжёлым мезоном, имеющим удивительно малую распадную ширину (всего 63 кэВ при типичных ширинах для

мезонов такой массы ≈ 200 МэВ; см. *Время жизни*).
 Еднство: последоват. объяснение этому парадоксу можно было дать на основе предположения, что J/ψ является связанным состоянием ещё не известных к тому моменту тяжёлых кварка и антикварка, несущих новое квантовое число, названное очарованием. Быстрый распад такой системы из очарованных кварка и антикварка возможен только на два мезона, каждый из к-рых имеет в своём составе, по крайней мере, один очарованный кварк (с-кварк) или один антикварк. Существование таких мезонов, названных D-мезонами, сначала было постулировано, а в 1976 они были обнаружены (см. *Очарованные частицы*). Масса D-мезона оказалась равной 1864 МэВ. В силу того, что суммарная масса двух D-мезонов ($2m_D = 3728$ МэВ) превышает массу J/ψ и ψ' -частиц, их распад на пару $D + \bar{D}$ невозможен (что и было исходно предположено). Распады же на др. мезоны идут с заметно меньшей вероятностью. Это объясняет малые ширины J/ψ и ψ' -частиц и существование больших (десятки МэВ) ширины других П.-ч.

Эксперим. открытие D-мезонов — носителей нового квантового числа — явилось убедит. доводом в пользу правильности трактовки физ. природы П.-ч. и решающим образом подтвердило всю концепцию кваркового строения адронов.

Т. о., по совр. представлениям, П.-ч. — связанные системы из с-кварка и анти-с-кварка: $\psi = (c\bar{c})$ (см. *Кварк-модель*). J/ψ -частица — наименее возможное состояние этой системы при параллельных спинах и $L = 0$. ψ' — первое радиальное возбуждение этой системы. Следующие П.-ч. являются либо орбитальными ($L = 2$), либо радиальными возбуждениями осн. состояния с ещё большим главным квантовым числом (табл.).

Лит.: 1) А. Берт и др., Experimental observation of heavy particle J/ψ , Phys. Rev. Lett., 1974, т. 33, р. 1404; 2) А. Глэшоу и др., Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation, там же, р. 1406; 3) Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, пер. с англ., «ВФН», 1976, т. 119, в. 4, с. 715.

А. А. Кожар.

ПУАЗ (П, Р) — единица динамики вязкости в СГС системе единиц. Назв. в честь Ж. Л. Пуазейля (J. L. Poiseuille). $1 \text{ П} = 0,1 \text{ Па} \cdot \text{с}$.

ПУАЗЕЙЛЯ ЗАКОН (Хагена — Пуазейля закон) — закон установившегося течения вязкой несжимаемой жидкости в тонкой цилиндрич. трубке круглого сечения. Сформулирован впервые Ж. Хагеном (G. Hagen) в 1839 а вскоре повторно выведен Ж. Л. Пуазейлем (J. L. Poiseuille) в 1840—41. Согласно П. з., секундный объёмный расход жидкости пропорционален перепаду давления на единицу длины трубки:

$$Q = k \frac{p - p_0}{l} d^4 = \frac{\pi}{128} \frac{p - p_0}{\mu} \frac{d^4}{l}$$

где Q — объём жидкости, протекающей за 1 с через сечение трубки, p и p_0 — давление в двух сечениях трубки, d — диаметр трубки, l — расстояние между сечениями, μ — коэф. вязкости. Связь коэф. k с коэф. вязкости μ установлена в 1845 Дж. Стоксом (G. Stokes): $k = \mu/128\pi$.

П. з. применим только при ламинарном течении жидкости и при условии, что длина трубки превышает т. н. длину вач. участка, необходимую для развития ламинарного течения в трубке. Течение, подчиняющееся П. з., наз. течением Пуазейля; оно характеризуется параболич. распределением скорости по радиусу трубки R : $u = u_{\text{макс}} (1 - r^2/R^2)$, где u — скорость на расстоя-

нии r от оси, $u_{\text{макс}}$ — скорость на оси трубки. В ламинарном течении, подчиняющемся П. з., в каждом поперечном сечении трубки ср. скорость $u = Q/\pi R^2$ вдвое меньше макс. скорости $u_{\text{макс}}$ в этом сечении. П. з. применяется для определения коэф. вязкости разл. жидкостей при разл. темп-рах посредством капиллярных вискозиметров. С. М. Висецинский.

ПУАЗЕЙЛЯ ТЕЧЕНИЕ — ламинарное течение жидкости через тонкие цилиндрич. трубки. Описывается Пуазейля законом.

ПУАНКАРЕ ГРУППА (неоднородная группа Лоренца) — группа всех вещественных преобразований 4-векторов $x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$ пространства Минковского M_4 вида $x'^\alpha = \Lambda^\alpha_\beta x^\beta + a^\alpha$, где Λ — преобразование из Лоренца группы, а a^α — 4-вектор смещения (трансляции). Элемент П. г. обычно обозначается $\{a, \Lambda\}$, а закон композиции имеет вид $\{a_1, \Lambda_1\} \{a_2, \Lambda_2\} = \{a_1 + \Lambda_{a_2}, \Lambda_1 \Lambda_2\}$. П. г. играет чрезвычайно важную роль в релятивистской физике, являясь группой её глобальной симметрии. Она была введена в 1905 А. Пуанкаре (H. Poincaré). Как и группа Лоренца, П. г. имеет четыре компонента связности, различные значениями $\det \Lambda$ и знаком Λ^0_0 , а именно: \mathcal{S}^\pm , \mathcal{P}^\pm , \mathcal{S}^\pm и \mathcal{P}^\pm . Это — небелева, некомпактная группа Ли. Навб.ковой является компонента \mathcal{S}^\pm , представляющая собой множество преобразований $\{a, \Lambda\}$ с $\Lambda \in L^\pm$, содержащая единичное преобразование. В дальнейшем речь будет идти именно об этой группе.

Группа \mathcal{S}^\pm — 10-параметрическая; к шести генераторам $M_{\alpha\beta}$ группы Лоренца добавляются четыре генератора P_α трансляций. Ли алгебра П. г. определяется переставочными соотношениями для генераторов:

$$[M_{\alpha\beta}, M_{\gamma\delta}] = i(\delta_{\alpha\gamma} M_{\beta\delta} - \delta_{\alpha\delta} M_{\beta\gamma} - \delta_{\beta\gamma} M_{\alpha\delta} + \delta_{\beta\delta} M_{\alpha\gamma}),$$

$$[P_\alpha, P_\beta] = 0, [M_{\alpha\beta}, P_\gamma] = i(g_{\alpha\gamma} P_\beta - g_{\beta\gamma} P_\alpha),$$

где $g_{\alpha\beta}$ — метрич. тензор. 10 генераторов П. г. являются осн. динамич. величинами в релятивистской механике. Величину P_α наз. вектором энергии-импульса или 4-импульсом; 3-вектор $\mathbf{M} = (M_{23}, M_{31}, M_{12})$ есть угл. момент. В квантовой теории поля для любого оператора $A(x)$

$$[A(x), P_\alpha] = i\partial A(x)/\partial x^\alpha.$$

В частности, эволюция во времени определяется оператором P_0 , или гамильтонианом системы.

Для П. г. имеется два Кэшира оператора, коммутирующих со всеми её генераторами и, следовательно, релятивистски инвариантных. Это $P^2 = P_\alpha P^\alpha$ и $W = \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} P_\alpha M_{\beta\gamma}$, где $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — тензор Леви-Чивиты, а $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} = \pm 1$ — полностью антисимметричный тензор.

При $P^2 \neq 0$ имеется ещё одна дискретная инвариантная характеристика — знак энергии: $\epsilon = P_0/|P_0|$ с собств. значениями ± 1 .

Как и в случае группы Лоренца, представление П. г. строят с помощью односвязной группы \mathcal{S}_0 — универсальной накрывающей для группы \mathcal{S}^\pm (см. Группа). Для квантовой теории поля важны унитарные неприводимые представления \mathcal{S}^\pm (см. Представление группы). Согласно требованию релятивистской инвариантности, векторам состояния отвечают т. н. проективные представления, задаваемые с точностью до фазового множителя. Имеет место теорема Вигнера — Баргмана, утверждающая, что любое проективное представление группы \mathcal{S}^\pm порождается обычным однозначным унитарным представлением группы \mathcal{S}_0 . Изучение важных для физики унитарных представлений группы \mathcal{S}_0 сводится к классификации её неприводимых унитарных представлений, т. к. хотя \mathcal{S}_0 и некомпактна, любое её унитарное представление может

быть разложено в прямую сумму (или интеграл) неприводимых представлений.

Группа \mathcal{S}_0 локально изоморфна группе \mathcal{S}_1^+ и имеет те же генераторы и те же операторы Каазимира, что и \mathcal{S}_1^+ . В зависимости от значений оператора P^3 представления группы \mathcal{S}_0 могут быть разделены на следующие классы:

- 1) $P^3 = m^2 > 0$.
 4) $\epsilon = 1$ (т. е. $P_0 > 0$). Соответствующие представления описывают трансформ. свойства реальных частиц с массой покоя m .
- 16) $\epsilon = -1$ (т. е. $P_0 < 0$). Эти представления комплексно сопряжены с представлениями класса 1а.
- 2) $P^3 = 0, P \neq 0$.
 2а) $\epsilon = 1$ ($P_0 > 0$). Соответствующие представления описывают частицы с нулевой массой покоя (нейтрино и фотоны).
- 2б) $\epsilon = -1$ ($P_0 < 0$). Представления этого класса комплексно сопряжены с представлениями класса 2а.
- 3) $P^3 = -m^2 < 0$ (т. е. вектор P пространственно подобен). Согласно осн. принципам релятивистской механики, частицы с таким импульсом не могут реально существовать. Однако представления класса 3 также встречаются в квантовой теории поля, напр. при описании трансформ. свойств взаимодействующих полей.
- 4) $P = 0$. Все состояния с таким P трансляционно инвариантны. Все унитарные представления этого класса, кроме единичного, бесконечномерны. Единичное представление соответствует вакууму, инвариантно относительно всех преобразований из П. г.

Физ. смысл инварианта m^2 выявляется просто при $m^2 > 0, P_0 > 0$. В этом случае величина $-m^2/m^2$ равна квадрату угл. момента M^2 в состоянии покоя, т. е. квадрату спина.

Т. о., неприводимое унитарное представление П. г. характеризуется значениями массы m , спина S и знака энергии (при $m^2 > 0$).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы алгебраического подхода в квантовой теории поля, М., 1989; Новиков Ю. В., Введенко в теории элементарных частиц, М., 1972; Мишель Л., Шаф Ф. М., Симметрия в квантовой физике, пер. с англ., М., 1974; Барут А., Ротман Р., Теория представлений групп и ее приложения, пер. с англ., т. 1—2, М., 1980; Эддингтон Дж., Дюбер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983. С. И. Азаков.

ПУАНКАРЕ ТЕОРЕМА о возвращении — одна из осн. теорем, характеризующих поведение динамической системы с инвариантной мерой. Примером такой системы является гамильтонова система, эволюция x -рой описывается решениями Гамильтона уравнений $q_i = \partial H / \partial p_i, \dot{p}_i = -\partial H / \partial q_i$ (q_i и p_i — канонич. координаты и импульсы; $i = 1, \dots, n$; $H = H(p, q)$ — Гамильтона функция; точкой обозначено дифференцирование по времени t). Инвариантной (сохраняющейся при эволюции) мерой служит объем $\int_{A=1} \prod dp_i dq_i$ области

A в фазовом пространстве M , сохраняющийся в соответствии с *Лиувилля теоремой*. Согласно П. т., через любую окрестность U любой точки $x = (p_i, q_i)$, принадлежащей инвариантному множеству конечной положительной меры μ в M , проходит траектория, x -рая возвращается в U . П. т. доказана А. Пуанкаре в 1890.

Общая динамич. система описывается однопараметрич. группой отображений f^t фазового пространства на себя: для точки x из M $f^t(x) = x(t)$, причём $f^{t_1+t_2}(x) = f^{t_1}(f^{t_2}(x))$, $f^0(x) = x$. В общем случае M — некое пространство с мерой μ , инвариантность x -рой означает, что $\mu(f^t(A)) = \mu(A)$ для любой области A из M . Напр., если $f^t(x)$ — решение системы дифференц. ур-ий $\dot{x} = X(x)$ с нач. условием $f^0(x) = x_0$, то инва-

риантная мера $\mu(A) = \int_A \rho(x) dx$, где $\rho(x)$ — неотрицат.

решение *Лиувилля уравнения* $\text{div}(\rho(x)X(x)) = 0$. Если функция Гамильтона H не зависит от времени явно, она сохраняется, а траектории не покидают поверхность уровня $M_c: H(p, q) = c$ в M . При $\text{grad} H \neq 0$ на M_c инвариантная мера на поверхности уровня задается соотношением $d\mu = d\sigma / |\text{grad} H|$, где $d\sigma$ — элемент объёма на M_c .

В общем случае П. т. утверждает, что у динамич. системы с конечной инвариантной мерой для почти всех точек $x \in A$ при $\mu(A) > 0$ траектория $f^t(x)$ возвращается в A : найдётся такое $t > 1$, что $f^t(x) \in A$. При некоторых предположениях относительно M П. т. усиливается: траектории возвращаются в A бесконечное число раз, т. е. устойчивы по Пуассону.

Примеры в гамильтоновой системе ур-ий $\dot{x} = y, \dot{y} = x - x^3$ все траектории, кроме траекторий, лежащих на уровне $H = 0, H = (y^2 - x^2 + x^4)/2$, являются периодическими, поэтому возвращаются в любую свою окрестность. Отображение f тора T^2 с координатами $(\varphi, \psi) \pmod{2\pi}$, задаваемое соотношением $(\varphi, \psi) \rightarrow (2\varphi + \psi, \varphi + \psi)$, сохраняет площадь. Здесь периодических точек счётное множество, а через множество полной меры проходит траектория, не являющаяся периодической, но устойчивая по Пуассону.

Пусть F — любая непрерывная ф-ция на фазовом пространстве M динамич. системы f^t , удовлетворяющей условиям П. т. Тогда для почти всякой точки $x \in M$ и любого, сколь угодно малого $\epsilon > 0$ найдётся последовательность значений $t_n \rightarrow \infty$, для x -рой $|F(x) - F(f^{t_n}(x))| < \epsilon$, т. е. значение $F(x)$ при движении вдоль траектории повторяется с любой заданной точностью. На это утверждение опирается известный парадокс классич. статич. механики (парадокс возврата Пуанкаре — Чермелло), однако, строго говоря, ни одна из используемых для построения этого парадокса ф-ций (авторства и т. д.) не является ф-цией на фазовом пространстве.

Лит.: Немыцкий В. В., Степанов В. В., Качественная теория дифференциальных уравнений, 2 изд., М. — Л., 1948; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Л. М. Лерман. Явление выхода в возвращение точек области A в заданное с определ. точностью микроскопич. состояние — слипком регуляриный процесс, чтобы его можно было оценить одним характерным временем, называемым временем возвращения Пуанкаре. Ср. время возвращения (цикл Пуанкаре)

$$Q^* = \tau / \mu(A),$$

где τ — промежуток между измерениями; инвариантная мера $\mu(A) = \int |\text{grad} H(p, q)|^{-1} d\sigma$, где интегрирование проводится по изоэнергетич. поверхности $H(p, q) = \text{const}$.

П. т. не даёт конструктивного построения самого возвращения и нуждается в его реализации с помощью некоего случайного процесса. Ср. время возвращения удалось оценить М. Смолуховскому (М. Smoluchowski, 1915) с помощью случайного процесса, моделирующего броуновское движение. Он показал, что цикл Пуанкаре значительно больше вероятного времени возвращения наблюдаемого макроскопич. состояния в исходное равновесное состояние.

П. т. рассматривает динамич. системы со строго фиксиров. энергией E . В статистич. физике им соответствуют системы, описываемые микроканонич. распределением Гиббса (см. *Гиббса распределение*). Энергия этих систем задана с точностью $\Delta \epsilon \ll \epsilon$ ($\Delta \epsilon$ можно принять равной ср. флуктуации энергии). Число состояний, находящихся в слое $\Delta \epsilon$ (определяемое статистич. весом $M(\epsilon, V, N)$, где N — число частиц, V — объём), чрезвычайно велико. Аналогичное рассмотрение возможно и для др. ансамблей Гиббса.

Реальное время возвращения системы из неравновесного состояния к статич. равновесию может быть оценено на основании *Омсагера гипотезы*, предполагаю-

щей, что затухание больших флуктуаций происходит по законам термодинамики неравновесных процессов. Хотя большие флуктуации очень редки, все следствия гипотезы Онегера хорошо подтверждаются экспериментально и позволяют установить связь между *квантовыми коэффициентами* и равновесными флуктуациями потоков (см. Грина — Кубо формулы).

Лит.: Смолаховский М. Молекулярно-теоретические исследования по вопросу об обращении термодинамически необратимых процессов и о возврате аномальных состояний, в сб.: Эйнштейн А., Смолуховский И. М., Броуновское движение, пер. с нем., М., 1936, с. 273; Квант. М., Вероятность и смежные вопросы в физике, пер. с англ., М., 1965.

Д. Н. Зубарев.

ПУАССОНА КОЭФФИЦИЕНТ — см. Модули упрямости.

ПУАССОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — распределение случайной величины X , принимающей целые неотрицательные значения r :

$$P(X=r) = \frac{\mu^r \exp(-\mu)}{r!},$$

где $\mu > 0$ — параметр. Ср. значение $M(X) = \mu$, дисперсия $D(X) = \mu$, производящая функция $G(z) = \exp\{\mu(z-1)\}$. П. р. определяет вероятность наблюдения r событий в данный интервал времени t , если эти события независимы и возникают с пост. скоростью ν ($\mu = \nu t$). П. р. подчиняется, напр., числу радиоакт. распадов x в течение заданного времени t :

$$P(x=r) = (\nu t)^r \exp(-\nu t) / r!,$$

где ν — ср. скорость распадов. При $\mu \rightarrow \infty$ П. р. приближается к Гаусса распределению.

Лит.: Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 3 изд., М., 1987. В. П. Жигунов.

ПУАССОНА СКОБКИ — важное понятие аналитической механики, введенное С. Пуассоном (S. Poisson) в 1809 и получившее дальнейшее развитие в гамильтоновой механике (см. Гамильтоновы формулы). П. с. могут быть обобщены на случай квантовой механики, а также величин f и g нек-рой гамильтоновой системы называются выражение

$$\{f, g\} = \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial p_k} \frac{\partial g}{\partial q_k} - \frac{\partial f}{\partial q_k} \frac{\partial g}{\partial p_k} \right), \quad (1)$$

где $f(q, p, t)$ и $g(q, p, t)$ — нек-рые ф-ции т. н. гамильтоновых (канонических) переменных q_1, \dots, p_n (n — число степеней свободы системы). Встречается определителем (-1) . Для обозначения П. с. могут использоваться также круглые (f, g) или квадратные $[f, g]$ скобки. Иногда термин употребляется в единств. числе — скобка Пуассона. Из определения (1) следуют свойства П. с.:

$$\{g, f\} = -\{f, g\} \quad (I);$$

$$\{\alpha f + \beta g, h\} = \alpha \{f, h\} + \beta \{g, h\} \quad (II)$$

(где α, β — нек-рые константы);

$$\{fg, h\} = \{f, h\}g + f\{g, h\} \quad (III);$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{f, g\} = \left\{ \frac{\partial f}{\partial t}, g \right\} + \left\{ f, \frac{\partial g}{\partial t} \right\} \quad (IV);$$

$$\{f, \{g, h\}\} + \{h, \{f, g\}\} + \{g, \{h, f\}\} = 0 \quad (V)$$

(тождество В. — т. е. тождество Якоби). Важным свойством П. с. является их инвариантность относительно канонич. преобразований (инвариантность относительно перехода к др. набору канонич. переменных Q_1, \dots, P_n):

$$\{f, g\} = \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial P_k} \frac{\partial g}{\partial Q_k} - \frac{\partial f}{\partial Q_k} \frac{\partial g}{\partial P_k} \right), \quad (1^*)$$

причем оба набора переменных удовлетворяют Гамильтонову уравнению. Если одна из ф-ций f или g совпадает с обобщенной координатой q_i или обобщенным импульсом p_k , то

$$\{f, q_i\} = \frac{\partial f}{\partial p_i}; \quad \{p_k, g\} = \frac{\partial g}{\partial q_k}. \quad (2)$$

Если и вторая ф-ция заменена на координату или импульс, то

$$\{q_i, q_k\} = 0; \quad \{p_i, p_k\} = 0; \quad \{p_i, q_k\} = \delta_{ik}. \quad (3)$$

Выполнение условия (3) для к-л. набора переменных q_1, \dots, p_n есть критерий каноничности этого набора. Замена f на гамильтоновы системы H , а g — на q_i или p_k даёт

$$\{H, q_i\} = -\dot{q}_i; \quad \{H, p_k\} = \dot{p}_k, \quad (4)$$

т. е. соотношения, совпадающие с ур-ниями Гамильтона. Однако наиб. полно проявляется важность понятия П. с. при рассмотрении полной производной по времени от нек-рой величины. величина $F(q, p, t)$:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \{H, F\}. \quad (5)$$

При выводе (5) использованы ур-ния Гамильтона и определение П. с. (1). Для сохраняющейся со временем величины F (т. е. интеграла движения) имеет место равенство

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \{H, F\} = 0, \quad (6)$$

принимавшее в случае F , не зависящего явно от времени, вид

$$\{H, F\} = 0. \quad (7)$$

Из (5), (6) и свойств П. с. вытекает Пуассона теорема — П. с. двух интегралов движения F и G есть также интеграл движения:

$$\frac{d}{dt} \{F, G\} = 0. \quad (8)$$

В квантовой механике, в к-рой роль классич. динамич. величин играют эрмитовские операторы, аналог (1) являются т. н. квантовые П. с.

$$\{\hat{f}, \hat{g}\}_{\text{кв}} = \frac{i}{\hbar} [\hat{f}, \hat{g}] \equiv \frac{i}{\hbar} (\hat{f}\hat{g} - \hat{g}\hat{f}). \quad (9)$$

[Определение этих скобок иногда также отличается от (9) множителем $(-i)$.] Квантовые П. с. обладают теми же свойствами $(I - V)$, что и классические, причем доказательство справедливости тождества Якоби является в квантовом случае более простым. Сохраняют свой вид соотношения (3), и тем самым коммутат. соотношение Борна — Йордана

$$[\hat{p}_x, \hat{x}] = -i\hbar$$

представляет собой аналог соответствующей классич. ф-лы, что впервые использовано П. Дираком (P. Dirac) в построении формального матем. аппарата квантовой механики. Через квантовые П. с. выражается оператор, отвечающий производной по времени нек-рой физ. величин A :

$$\frac{d\hat{A}}{dt} = \frac{\partial \hat{A}}{\partial t} + \{H, \hat{A}\}_{\text{кв}} \equiv \frac{\partial \hat{A}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{A}]. \quad (10)$$

Наконец, сохраняет свой вид теорема Пуассона: умноженный на i/\hbar коммутатор двух интегралов движения есть также интеграл движения. В квантовом случае теореме Пуассона может быть придана групповая интерпретация, если интегралы движения обусловлены той

як иной группой симметрии задачи (посредством *Н* теоремы). В таком случае интегралы движения совпадают (с точностью до множителя) с генераторами группы симметрии квантовой системы $\hat{\Lambda}_\alpha$. Коммутатор к.-л. пары генераторов (являющийся в силу теоремы Пуассона интегралом движения) должен к.-л. образом выражаться через все эти генераторы. Обычно эта связь линейна:

$$[\hat{\Lambda}_\alpha, \hat{\Lambda}_\beta] = iC_{\alpha\beta}^{\gamma} \hat{\Lambda}_\gamma, \quad (11)$$

(по индексу γ подразумевается суммирование). Ф-лы (11) фактически совпадают с соотношениями, определяющими Ли алгебру соответствующей группы симметрии квантовой системы, где $C_{\alpha\beta}^{\gamma}$ — т. в. с т р у к т у р н ы е к о н с т а н т ы. Следует иметь в виду, что в ф-м. лит-ре генераторы, как правило, являются эрмитовскими операторами, тогда как в матем. лит-ре — антиэрмитовскими. По этой причине в правой части соотношения (11) возникает мнимая единица i , и возможно появление множителя (-1) .

В ряде случаев складывается, в известном смысле, обратная ситуация, если не все из имеющихся в данной задаче интегралов движения связаны с иной (следующей на геом. соображений) группой симметрии. Если коммутатор любой пары интегралов движения линейно выражается через все интегралы движения

$$[\hat{M}_\alpha, \hat{M}_\beta] = iD_{\alpha\beta}^{\gamma} \hat{M}_\gamma, \quad (12)$$

можно попытаться найти группу, алгебра Ли которой описывается соотношениями (12). Если такая группа существует, то о ней говорят как о группе «скрытой» симметрии задачи (при этом числа $D_{\alpha\beta}^{\gamma}$ являются структурными константами этой группы). Следующие примеры иллюстрируют изложенное.

1. Свободная частица массы m с импульсом p : $\hat{H} = \hat{p}^2/2m$. Группа симметрии — группа движений трёхмерного пространства (совокупность трёхмерных вращений и произвольных трансляций). Имеющиеся в данной задаче интегралы движения — компоненты импульса \hat{p} и момента импульса $\hat{L} = [r, \hat{p}]$, действующие на \hat{L} представляют собой набор генераторов упомянутой группы.

2. Частица в трёхмерном центр. поле: $\hat{H} = \hat{p}^2/2m + U(r)$. Группа симметрии задачи — группа трёхмерных вращений $O(3)$. Компоненты момента импульса \hat{L} (в единицах \hbar) являются генераторами группы $O(3)$.

3. Трёхмерный изотропный осциллятор: $\hat{H} = \hat{p}^2/2m + m\omega^2 r^2/2$. Явная (геометрическая) симметрия задачи — $O(3)$. Кроме момента импульса \hat{L} имеется ещё три очевидных интеграла движения

$$\hat{H}k = \frac{\hat{p}_k^2}{2m} + \frac{m\omega^2 x_k^2}{2},$$

$k = 1, 2, 3$ — сохраняющиеся энергии трёх независимых осцилляторов, отвечающих колебаниям вдоль трёх декартовых осей. Они взаимно перестановочны. Коммутаторы вида $[\hat{H}k, \hat{L}_l]$ порождают интегралы движения

$$K_l = \frac{p_l p_r}{m} + m\omega^2 x_l x_r$$

и т. п. Удобно перейти к следующим операторам:

$$\hat{\lambda}_k^+ = \hat{a}_k^+ + \hat{a}_l^+; \hat{a}_l^+ = \frac{m\omega\hat{x}_l + i\hat{p}_l}{\sqrt{2m\hbar\omega}}; \hat{a}_k^+ = \frac{m\omega\hat{x}_k - i\hat{p}_k}{\sqrt{2m\hbar\omega}},$$

через к-рые исходные интегралы движения выражаются в виде линейных комбинаций

$$\hat{H}_1 = \hbar\omega \left(\hat{A}_1^+ + \frac{1}{2} \right), \dots,$$

$$\hat{K}_l = \hbar\omega \left(\hat{A}_3^+ + \hat{A}_2^+ \right), \hat{L}_l = i\hbar \left(\hat{A}_2^+ - \hat{A}_3^+ \right)$$

и т. п.

Алгебра Ли, связанная с операторами \hat{A}_i^+ , описывается соотношениями

$$[\hat{A}_i^+, \hat{A}_k^+] = \delta_i^j \hat{A}_k^+ - \delta_k^j \hat{A}_i^+,$$

представляющими собой канонич. форму алгебры Ли группы трёхмерных унитарных преобразований $U(3)$ — группы «скрытой» симметрии трёхмерного изотропного осциллятора. Отсутствие множителя i в правой части предыдущего соотношения обусловлено неэрмитовостью (вообще говоря) инфинитезимальных операторов \hat{A}_i^+ .

4. Атом водорода. В атомных единицах ($e = \hbar = m = 1$) гамильтониан задачи имеет вид $\hat{H} = \hat{p}^2/2 - 1/r$. Кроме момента импульса \hat{L} (безразмерного в используемых единицах) задача обладает специфич. векторным интегралом движения, т. н. вектором Рунге — Леша:

$$\hat{A} = \frac{r}{r} + \frac{1}{2} [\hat{L}, \hat{p}] - \frac{1}{2} [\hat{p}, \hat{L}].$$

Удобно ввести «нормированный» вектор Рунге — Леша, имея в виду отрицательность энергии в связанных состояниях атома водорода:

$$\hat{N} = \frac{1}{V - 2\hat{H}} \hat{A}.$$

Коммутат. соотношения между операторами \hat{L}_α и \hat{N}_β имеют вид

$$[\hat{L}_\alpha, \hat{L}_\beta] = i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \hat{L}_\gamma; [\hat{L}_\alpha, \hat{N}_\beta] = i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \hat{N}_\gamma;$$

$$[\hat{N}_\alpha, \hat{N}_\beta] = i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \hat{L}_\gamma;$$

$\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный единичный псевдотензор в пространстве трёх измерений. Последние соотношения представляют собой алгебру Ли группы вращений четырёхмерного евклидова пространства $O(4)$ — группу «скрытой» симметрии атома водорода.

Аналог П. с. может быть получен в классич. теории поля, если описание этого поля допускает применение гамильтонова формализма. Для двух динамич. величин F и G , характеризующих поле как целое, т. е. являющихся интегральными характеристиками поля и тем самым функционалами гамильтоновых переменных $\xi(r, t)$ и $\pi(r, t)$ (играющих роль обобщённых координат и импульсов гамильтоновой системы с конечным числом степеней свободы), П. с. определяются соотношением

$$\{F, G\} \text{ на поле} = \iiint_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\delta F}{\delta \pi} \frac{\delta G}{\delta \xi} - \frac{\delta F}{\delta \xi} \frac{\delta G}{\delta \pi} \right) d^3r, \quad (13)$$

где $\delta/\delta\pi$, $\delta/\delta\xi$ — т. н. функциональные производные, имеющие в простейшем случае скалярного поля (и лагранжиана 1-го порядка) вид

$$\frac{\delta F}{\delta \pi} = \frac{\delta F}{\delta \pi}; \quad \frac{\delta G}{\delta \xi} = \frac{\delta G}{\delta \xi} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\delta G}{\delta \nabla \xi} \right),$$

f и g — плотности величин F и G :

$$F = \iiint f(\xi(r, t), \pi(r, t), t) d^3r,$$

G — определяется аналогичным образом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; и х же, Механика, 4 изд., М., 1988; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1989; Г в я т м х е р Ф. Р., Лекции по аналитической механике, 2 изд., М., 1986; Л а н ц о з К., Вариационные принципы механики, пер. с англ., М., 1985; Х а а р Д. т е р, Основы гамильтоновой механики, пер. с англ., М., 1974; Д ж е м е р М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985. С. П. Давыдов.

ПУАССОНА УРАВНЕНИЕ — неоднородное дифференциальное уравнение в частных производных

$$\Delta u(x) = -f(x),$$

где Δ — Лапласа оператор, $x = (x_1, \dots, x_n)$. Краевые задачи для П. у. сводятся к соответствующим задачам Лапласа уравнения подстановкой

$$u = v + V,$$

где v удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta v = 0$, а V — функция, решение П. у. в области G :

$$V(x) = (2\pi)^{-n} \int_G d\mu \ln |x - y|^{-n} / |y|, \quad n \geq 2$$

(логарифмич. потенциал);

$$V(x) = -\frac{1}{(n-2)\pi_n} \int_G d\mu |x - y|^{2-n} / |y|, \quad n \geq 3$$

(ньютонов потенциал). Здесь $\pi_n = 2\pi^{n/2} \Gamma(n/2)$ — площадь поверхности единичной сферы в n -мерном евклидовом пространстве, Γ — гамма-функция (см. Эйлеры интегралы).

П. у. фигурирует в обширном круге физ. задач. Ему удовлетворяют: потенциалы ньютоновых (кулоновых) сил, порожденных массами (зарядами), распределенными в области G с плотностью $\rho(x) = f(x)/4\pi$; потенциал скорости идеальной несжимаемой жидкости; характеристики стационарных процессов теплопроводности и диффузии. П. у. возникает также в стационарных задачах теории упругости.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 4 изд., М., 1988; и х же, Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; и х же, Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Трихонов А. Н., Сажинский В. А., А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988. В. П. Павлов.

ПУАССОНА ФОРМУЛА — формула, представляющая единство, классиф. решение $\mu(x, t)$ Коши задачи для волнового уравнения

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} f(x, t),$$

$$\mu(x, 0) = \varphi(x), \quad \frac{\partial \mu(x, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = \psi(x)$$

в трёхмерном пространстве-времени,

$$\begin{aligned} \mu(x, t) = & \frac{1}{2\pi c} \int_{|y-x|^2 \leq c^2 t^2} \frac{\pi(y) dy}{(c^2 t^2 - |y-x|^2)^{1/2}} + \\ & + \frac{1}{2\pi c} \int_{|y-x|^2 < c^2 t^2} \frac{\varphi(y) dy}{(c^2 t^2 - |y-x|^2)^{1/2}} + \\ & + \frac{1}{2\pi c} \int_0^t d\tau \int_{|(c-t)^2 - |y-x|^2| \leq c^2 \tau^2} \frac{f(y, \tau) dy}{|(c-t)^2 - |y-x|^2|^{1/2}} \end{aligned}$$

где $x = (x_1, x_2)$, $y \in R^3$; c — скорость распространения сигнала; в случае, если начальные данные $\varphi(x)$, $\psi(x)$ — соответственно трижды и дважды непрерывно дифференцируемые ф-ции, а $f(x, t)$ — дважды непрерывно дифференцируемая ф-ция.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988. В. П. Павлов.

ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА — прибор для регистрации следов (треков) заряд. частиц, действие к-рого основано на вскипании перегретой жидкости вдоль траектории частицы.

Историческая справка. Д. А. Глейзер (D. A. Glaser) в 1952 в поисках трекового детектора заряд. частиц, более эффективного, чем применявшиеся в то время (ядерные фотографические эмульсии, Вильсона камера и диффузионная камера), обратил внимание на работы К. Я. Висмара и др. (1922—24). Дистилловый эфир (в нормальных условиях кипящий при темп-ре $T = 34,6^\circ\text{C}$, нагретый под давлением 20 атм до $+130^\circ\text{C}$, расширился до 1 атм. При этом он не кипел часами. После доведения темп-ры до 140°C он закипал через произвольные промежутки времени. Глейзер установил, что частота закипания соответствует частоте прохождения космич. частиц на уровне моря. Он повторил эксперимент, расположив над и под колбой с эфиром счётчики Гейгера. Вскипания было мгновенным в присутствии радиоакт. источника. Скоростная киносъёмка установила, что закипание начинается вдоль траектории заряд. частицы.

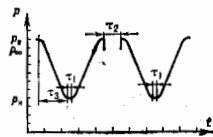
Первая П. к. (1954) представляла собой металлич. камеру со стеклянными окнами для освещения и фотографирования, заполненную жидким водородом. В дальнейшем П. к. создавались и совершенствовались во всех лабораториях мира, оснащённых ускорителями заряд. частиц. Начиная от колбочки объёмом в 3 см³, размер П. к. достиг неск. м³, напр. камера СКАТ (ИФВЭ, СССР) 8 м³, «Мирабель» (Франция — СССР) 12 м³, большая Европейская П. к. (ЦЕРН) более 30 м³, П. к. FNAL (Батавия, США) св. 40 м³. Большинство П. к. имеют объём ~ 1 м³. (За изобретение П. к. Глейзеру в 1960 присуждена Нобелевская премия.)

Образование пузырьков. Быстрая заряд. частица выбивает на своём пути в веществе электроны разных энергий (σ -электроны). Электроны достаточно больших энергий, удаляясь от траектории, в свою очередь, выбивают вторичные σ -электроны в т. д. В результате многократных столкновений с атомами жидкости σ -электроны тормозятся вблизи траектории и вызывают доплот. нагрев жидкости в области радиусом r . Это приводит к образованию центров кипения — зародышей. Образовавшийся зародыш пузырька радиусом r больше некоего критич. $r_{кр}$ будет расти за счёт испарения окружающей его жидкости во внутр. полости пузырька. Величина $r_{кр}$ определяется соотношением

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{(\rho_{\infty} - \rho_0)(1 - V_{кр}/V_0)}, \quad (1)$$

Здесь σ — поверхностное натяжение жидкости на границе жидкост. — пар при темп-ре T ; ρ_{∞} — равновесное давление пара над бесконечно плоской поверхностью жидкост.; ρ_0 — давление, при к-ром находится перегретая жидкост.; V_0 , $V_{кр}$ — уд. объёмы жидкост. и пара. Разность давлений, называемая перегревом жидкост., осуществляется изменением объёма на величину $\Delta V/V = (0,5-2)\%$ для разных камер. Время расширения τ_1 , т. е. время изменения давления от верх. значения p_0 , к-рое на 1,5—2 атм и более превышает p_{∞} , до p_0 , равно 5—20 мс (рис. 1).

Рис. 1. Схема рабочих циклов пузырьковой камеры: τ_1 — задержка вспышки света на рост пузырька; τ_2 — время между рабочими циклами; τ_3 — время расширения.

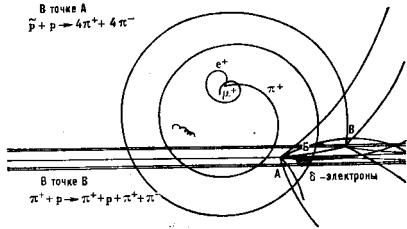


Экспериментально установлена зависимость числа пузырьков n на единице длины трека (плотность пузырьков) для однозарядной быстрой частоты от её скорости v : $n = A/\beta^2$, $\beta = v/c$. Число δ -электронов n_δ , выбиваемых частицей и способных создать пузырьки, равно

$$n_\delta = A \frac{Z^2}{\beta^2}; A = \frac{2\pi e^4 N Z_0 \mu c^2}{\mu} \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона, m — его масса, ρ — плотность жидкости, N — число Авогадро, Z_0 — число электронов молекулы жидкости, Z — заряд частицы, μ — мол. вес, μ — энергия δ -электрона, способного создать зародыш одного пузырька. Электроны больших энергий, удаляясь от траектории частицы и выбивая δ -электроны, образуют след на цепочки пузырьков (рис. 2, 3). Электроны малых энергий не создают пузырьков критич. размера; мин. энергия ϕ , требующаяся для создания зародка пузырька критич. размера в

В точке А
 $\bar{p} + \bar{p} = 4\pi^+ + 4\pi^-$



В точке В
 $\pi^+ + \bar{p} = \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$

Рис. 2. Фотография следов частиц, полученные на водородной камере ОИИИ «Людмила»; $H = 2,6$ Тл; облучение антинейтроном $22,4$ ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. В точке А происходит взаимодействие $\bar{p} + \bar{p} \rightarrow 4\pi^+ + 4\pi^-$. Быстрый π^+ взаимодействует вторично в точке В: $\pi^+ + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$, по пути образуя в точке В энергичный δ -электрон; π^+ , образовавшийся в точке В, закручиваясь магн. полем в спираль, тормозится до останков и распадается по схеме $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+$.

пропане, равна 390 эВ, в водороде — 165 эВ. При этом в пропане $n_\delta = 100$ см $^{-1}$, в водороде — 58 см $^{-1}$. В большинстве экспериментов получают на 1 см трека 15 пузырьков. Это означает, что $n \neq n_\delta$, т. е. что не каждый δ -электрон, способный создать зародышевый пузырек, создаёт его и что не каждый зародыш вырастает до размеров пузырька, видимого при обычном фотографировании. В процессе формирования и роста пузырьков происходит их «схлопывание» увеличивающимся из-за закипания давлением, а также слияние

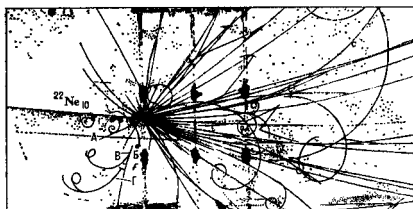


Рис. 3. Фотография следов частиц, полученные на пропановой камере (ОИИИ); $H = 1,55$ Тл; облучение релятивистскими ядрами на синхрофазотроне (ОИИИ). Ядро ^{22}Ne с импульсом $32,4$ ГэВ/с в точке А взаимодействует с мишенью из Та (теплые доплерские полусферы-пластины Та), образуя св. 50 вторичных частиц. Плотные следы принадлежат останавливающимся протонам. Излучаемый γ -квант (от А до В) в точке В конвертируется в $e^- - e^+$ -пару; в точке В излучается π -квант, давший в точке Г композитный электрон.

близлежащих пузырьков. Фотографирование прецизионной оптикой или голографич. метод регистрации (см. Голография) на ранней стадии формирования пузырьков даёт n , близкие к n_δ . Плотность пузырьков растёт с увеличением T и Δp , т. к. при этом для образования зародыша требуется меньшая энергия δ -электронов.

Рабочие жидкости. Наиб. широкое применение получили: жидкие водород, дейтерий, гелий и смесь водорода с неонем (криогенные П. к.); пропан, фреоны, ксеноны и их смеси (тяжеложидкостные П. к.). Для изучения взаимодействий с протонами применяется жидкий водород (рис. 2), с нейтронами — дейтерий. Для изучения процессов, сопровождающихся образованием электронно-фотонных линий, удобны Xe, пропан и др. тяжёлые жидкости (рис. 3). Смесь водорода с Ne — также хороший детектор γ -квантов (см. Гамма-излучение). Нек-рые характеристики рабочих жидкостей даны в табл.

Характеристики жидкостей, наиболее часто используемых в пузырьковых камерах

Жидкость	$T, ^\circ\text{C}$	$P_{\text{оо}}, \text{атм}$	$\rho, \text{г/см}^3$	Радиационная длина $x_0, \text{см}$	Вероятность конверсии γ -квантов с $E_\gamma > 500$ МэВ на длине 50 см, %
H_2	-246	4,7	0,06	1047	4,6
D_2	80	21,5	0,43	108	36
C_2F_6	30	18	1,5	11,8	89
Xe	-19	26	2,3	3,5	100

Измерения импульсов и определение знака заряда быстрых частиц осуществляются по кривизне траектории в пост. магн. поле H (рис. 2, 3). Радиус кривизны R определяется соотношением

$$p = \frac{300HR}{\cos\theta} \quad (3)$$

Здесь p — импульс частицы в МэВ/с; H — магн. поле, в Тл; θ — угол между направлением импульса p и плоскостью, перпендикулярной H (угол погужения).

При движении в жидкости частица испытывает многократное кулоновское рассеяние и торможение (потери энергии на ионизацию), что искажает её траекторию (при больших энергиях, когда $\beta \rightarrow 1$, ионизаци. потери можно пренебречь). Ошибка в определении импульса из-за кулоновского рассеяния тем больше, чем меньше радиац. длина x_0 :

$$(\Delta p/p)_{\text{кул}} = \frac{5,7 \cdot 10^3}{\beta H V x_0} (\%); l \text{ в см.}$$

В тяжёлых жидкостях x_0 мало (табл.) п кулоновское рассеяние существенно:

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right) = \left[\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{изм}}^2 + \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{кул}}^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

Поэтому ксеноновые П. к. работают без магн. поля (рис. 4). Потери на ионизацию и выбивание электронов уменьшают импульс, в результате след заряд. частицы скручивается в спираль (рис. 2). Импульсы малоэнергичных, останавливающихся частиц определяют по длине пробега (следы протонов на рис. 3), что даёт более высокую точность.

Особенности криогенных и тяжеложидкостных пузырьковых камер проявляются в их конструкциях и системах освещения. В криогенных П. к. расширение осуществляется норпием, к-рый находится в контакте с рабочей жидкостью. Для снижения давления от тепл. к холодной части П. к. служат шток из материала с малой теплопроводностью (неражающая сталь). В тяжеложидкостных П. к. применяются гибкие мемб-

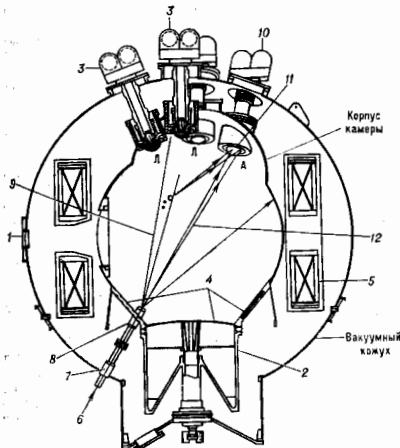


Рис. 4. Схематическое изображение криогенной пузырьковой камеры: 1 — входное окно для луча частиц; 2 — поршень расширения; 3 — фотокамера, объективы которых окружены люминесцентными лампами; 4 — поверхность, покрытая «скотчлайтом»; 5 — сверхпроводящий магнет и криостат; 6 — лазерный пучок; 7 — окно вакуумного кожуха; 8 — окно в корпус камеры и расширяющая линза; 9 — освещающий корпус; 10 — голографическая фотокамера; 11 — голографическая фотопленка; 12 — опорный пучок лазера.

рваны, отделяющие жидкость от газа, с помощью к-рого производится расширение и сжатие.

Др. особенность состоит в соотношении показателей преломления жидкости и пара. У криогенных П. к. они близки. Это обуславливает узкую направленность света, рассеянного пузырьком. Фотографирование производится во встречном световом потоке. Широкие пучки света, освещающие рабочий объём П. к., сходятся в фокусе, смещённом в сторону от фотогр. объективов. Для формирования встречных пучков используются линзы, растры, толстые сферич. зеркала, зеркала с чередующимися тёмными полосами (для ташения мнимых изображений), отражат. системы из мелких стеклянных шариков («скотчлайт»).

У тяжёлых жидкостей различие в показателях преломления велико и световой пучок рассеивается на большие углы. Источник света при этом может располагаться под углом 90° к оси фотографирования.

Регистрация треков. Для стереофотографирования следов частиц в больших П. к. применяются неск. фотокамер и раал. оптич. системы, напр. объективы типа «рыбий глаз» (рис. 4). Передняя сферич. линза объектива выполняет ф-цию окна, выдерживающего давление жидкости. Вокруг объектива размещают кольцевую импульсную лампу. «Скотчлайт» наклеивается на донную часть корпуса камеры и головку поршня. После вспышки импульсной лампы свет отражается «скотчлайтом» обратно к источнику. Свет, рассеянный пузырьком, падает нормально на сферич. линзу объектива без преломления на границе жидкость — стекло. Для получения изображения пузырька, образованвшегося в ниж. части фотографируемого объёма, он должен вырасти до диаметра $\sim 0,5$ мм. У водородных камер размер пузырьков изменяется во времени: $r = 0,1Vt$ (t в мс, r в мм). Высокая скорость

роста пузырьков по сравнению со скоростью их вспышки исключает искажение треков.

Ошибки измерения пространственных координат пузырька для большинства П. к.: Δz и Δr равны 0,1 мм, $\Delta z = 0,3-1,5$ мм. П. к. с малой глубиной фотографирования и небольшим уменьшением изображения пузырькового следа позволяют фотографировать пузырьки диаметром < 100 мкм. Такие системы реализуются в быстроциклирующих П. к., используемых в гибридных установках, как мишень и детектор вершин распада короткоживущих частиц вблизи точки взаимодействия. Импульсы и др. характеристики частиц определяются магн. спектрометром (см. *Комбинированные системы детекторов*). В большой водородной П. к. FNAL ранняя стадия начала роста пузырьков осуществляется голографич. методом с помощью лазерного пучка через ≈ 1 мс после прохождения частиц. Это обеспечивает регистрацию пузырьков с $r \sim 100$ мкм. Далее, через 10 мс, когда пузырьки вырастают до диаметра $\sim 0,5$ мм, производится обычное фотографирование.

При обработке обычных фотографий с этой камеры, когда возникает потребность в обзоре области вблизи точки взаимодействия с целью поиска короткоживущих частиц, привлекается голография.

Пространственное разрешение П. к. определяется масштабом фотографирования, разрешающей способностью объективов и плёнки, откосит. отверстием объективов (при фотографировании больших глубин с малого расстояния), мощностью источника света и его монохроматичностью, стереоскопич. углом, определяемым базой (расстоянием между оптич. осями фотографирования) и высотой. Требуется знание оптич. констант П. к., т. к. фотографирование производится через неск. раал. оптич. сред (стекло, жидкость, воздух). Голографич. метод регистрации позволяет получить изображение пузырьков в толстых слоях жидкости при их размерах 10 мкм. Пространственное разрешение П. к. приближается к разрешению в ядерных фотоэмульсиях.

Обработка результатов. Применение. Измерение координат точек на следах отобранных событий осуществляется с помощью микроскопов, полуавтоматич. или автоматич. измерит. устройств. По спец. программам на ЭВМ вычисляются геом. характеристики треков: углы вылета частиц, длины пробегов, импульсы, ошибки этих величин и т. д.

П. к. используются преимущественно в экспериментах на выведенных пучках заряженных и нейтральных частиц, получаемых на ускорителях. В исследованных космич. излучениях не применяются из-за отсутствия «памяти» [невозможность запуска рабочего цикла от проходящей частицы (см. *Координатные детекторы*)]. Нейтральные частицы регистрируются либо по продуктам взаимодействия с веществом в камере, либо по распадам на заряд. частицы.

Исследования, выполненные с помощью П. к., дали существ. вклад в изучение сильных и слабых взаимодействий. Были открыты антисигма-минус-гиперон (1960, Дубна), омега-минус-гиперон (1964, США), нейтральные токи (1973, ЦЕРН) и др. Обнаружены и изучены многочисл. частицы — *резонансы* и т. д.

С появлением ускорителей на всё более высокие энергии, с реализацией экспериментов на встречных пучках П. к. уступают место др. координатным детекторам. Однако небольшие быстрые П. к. (10—100 расширений в 1 с) используются в качестве мишени и детектора «вершин» событий, связанных с короткоживущими частицами. При этом информацию о характеристиках частиц получают с помощью магн. спектрометров электронными методами.

Лит.: Glasser D. A. Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids, *Phys. Rev.*, 1952, v. 87, p. 665; е же ж. The bubble chamber, *Handbuch der Phys.*, 1958, Bd 45, S. 314; Злин и др. Г. А., Крестникова Ю. С., Дюжинов М. Ф. Измерения возмущающей способности частиц в пузырьковой камере, *ЖЭТФ*, 1956, т. 31, с. 762; Пу-

зрьюные камеры, под ред. Н. Б. Делоне, М., 1963; Сун К., Пузырьковая камера. Измерение и обработка данных, пер. с англ., М., 1970; H a r i g e l G. G., Holography in the Fermilab, 15-foot bubble chamber, «Nucl. Instr. and Methods», 1967, т. А25, р. 814.

ПУЛЬСАРЫ — космич. радионотечники, излучение к-рых представляет собой периоды последовательности импульсов. Первые П. открыты в кон. 1967 группой радиостроиторов Кембриджского ун-та (Великобритания) под руководством Э. Хьювша (А. Hewish).

Данные наблюдений. Известно более 500 П. Периоды P следования импульсов излучения наблюдаемых П. заключены в интервале от $\approx 1,6$ мс до $\approx 4,3$ с.

Обозначение П. состоит из букв PSR (от англ. pulsar) и его экваториальных координат (см. *Координаты астрономических*) — прямого восхождения α в часах (h) и минутах (m) и склонения δ в градусах. Напр., PSR 1919 + 21 обозначает П. с координатами $\alpha = 19^h, 19^m, \delta = +21^\circ$.

Периоды П. чрезвычайно стабильны. Напр., период первого открытого PSR 1919 + 21 равен $1,337301100468 \pm 7 \cdot 10^{-13}$ с. Однако достаточно длительные наблюдения (векны и месяцы) показали, что периоды П. медленно увеличиваются со временем. Характерное время удвоения периода $\sim 10^8$ лет для самого молодого П. и $\sim 10^6$ лет для набр. старых П. Иногда у нек-рых П. наблюдаются реакне (на времена меньше суток) скачки периода. Впервые скачки периода зарегистрированы у двух самых молодых П. Относит. изменение периодов ($\Delta P/P$) составляло $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ (PSR 0531 + 21 — П. в Крабовидной туманности) и $2 \cdot 10^{-8}$ (PSR 0833—45 — П. в созвездии Парусов). У PSR 0833—45 скачки наблюдались примерно раз в 2 года и имели $\Delta P \approx P_1 - P_2 < 0$ (т. е. периоды до и после скачка). У PSR 0531 + 21 скачки происходили в неск. раз чаще и имели как положительную, так и отрицат. величину ΔP . Впоследствии скачки периодов зарегистрированы и у старых П., причём у одного из них величина $\Delta P/P$ оказалась в ~ 100 раз больше, чем у PSR 0531 + 21.

Отд. импульсы радиоизлучения данного П. совершенно непохожи друг на друга. Однако форма усреднённого импульса, полученная усреднением неск. сотен импульсов, весьма стабильна. Для подавляющего большинства П. ширина (длительность) Δt усреднённого импульса на уровне половины макс. интенсивности заключена в интервале $(0,01—0,1)P$ и в ср. равна $0,04 P$. Однако у неск. П. величина Δt сильно отличается от ср. значения. Так, напр., излучение PSR 1544 + 09 длится почти половиной его периода, у PSR 0826 — 34 — в течение всего периода. Отношение $\Delta t/P$ зависит от частоты, на к-рой ведётся наблюдение.

У ряда П. профиль усреднённого импульса резко меняется, принимая на нек-рое время другую стабильную форму, затем также резко восстанавливает свою первонач. форму. Это явление наз. сменой моды излучения П. Длительность пребывания П. в той или иной моде обычно составляет от неск. минут до неск. часов. Иногда радиоизлучение П. резко пропадает, а затем сначала возвращается к нормальному значению. Интенсивность радиоизлучения П. при таком его замкании падает более чем в 100 раз. Характерная длительность замканий от 1P (отсутствует лишь один импульс) до неск. десятков P.

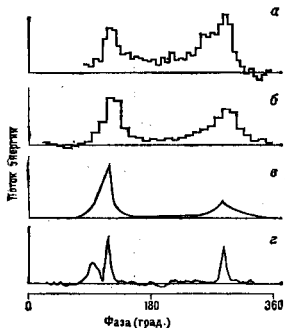
Импульсы радиоизлучения П. состоят из одного или более субимпульсов. У большинства П. субимпульсы появляются хаотически в пределах усреднённого импульса. Однако у нек-рых П. субимпульсы в последоват. импульсах систематически дрейфуют через профиль усреднённого импульса. Скорость дрейфа субимпульсов такова, что через время $\sim (2—20)P$ расположение субимпульсов периодически повторяется. Субимпульсы также имеют сложную временную структуру и состоят из отд. микроимпульсов. Так, напр., потоки радиоизлучения PSR 0950 + 08 и PSR 1133 + 16 яв-

ляются сильно переменными на временах вплоть до предела разрешения $\sim 10^{-4}$ с.

Излучение П., как правило, сильно поляризовано. Степень линейной поляризации радиоизлучения нек-рых П. (напр., PSR 0833—45) близка 100%. У ряда П. наблюдается также круговая поляризация радиоизлучения, достигающая 30—50%.

Радиоизлучение П. исследовалось в диапазоне частот от неск. десятков МГц до ~ 10 ГГц. Хотя для реал. П. спектры сильно отличаются, они обладают рядом общих свойств, а именно: на частотах ниже ~ 100 МГц и выше неск. ГГц наблюдается, как правило, сильное уменьшение плотности потока радиоизлучения, т. е. имеет место т. н. завал спектра; внутри же данного интервала частот спектр излучения степенной, со спектральным индексом от 0,6 до ≈ 3 .

От неск. П. наблюдается не только радио-, но и более высокочастотное излучение. Среди них особое место занимает молодой PSR 0531 + 21 (возраст $\sim 10^3$ лет, от к-рого зарегистрировано импульсное излучение практически во всем доступном для наблюдений диапазоне: от ДВ-радиоизлучения (частота $\nu \sim 30$ МГц) до сверхжесткого γ -излучения ($\nu \sim 10^{27}$ Гц, $h\nu \sim 10^{12}$ эВ). В этом диапазоне частот фазы максимумов импульсов излучения совпадают (рис.). Мощность излучения PSR 0531 + 21 ок. 10^{30} эрг/с в радиодиапазоне, $\sim 10^{38}$ эрг/с в оптич. диапазоне, 10^{38} эрг/с в рентг. диапазоне и 10^{44} эрг/с в γ -диапазоне. Т. о., осн. излучение



Профили усреднённых импульсов излучения PSR 0531 + 21 в гамма (а), рентгеновском (б), оптическом (в) и радиодиапазонах (г).

этого П. сосредоточено в рентг. и гамма-диапазонах, в радиодиапазоне испускается лишь ничтожная ($\sim 10^{-4}$) доля излучения. Аналогичная ситуация имеет место и для остальных П., от к-рых наблюдается ВЧ-излучение.

Оказалось, что молодые П., возраст к-рых не превосходит существенно 10^4 лет, расположены внутри остатков вспышек сверхновых (связь с остатками сверхновых надёжно установлена для восьми П.). Следовательно, все П. либо значит. часть их образуются при вспышках сверхновых звезд. Отсутствие оболочек вокруг подавляющего большинства П. связано с тем, что за время их жизни ($\sim 10^6—10^7$ лет) окружающие П. оболочки уже рассеялись.

Ок. 4% П. входят в двойные системы. В 1986 обнаружено излучение звезд, являющихся компаньонами PSR 0655 + 64 и PSR 0820 + 02. Обе звезды оказались белыми карликами. Тот факт, что один из этих белых карликов очень старый (его возраст превосходит $2 \cdot 10^8$ лет), радикально повлиял на совр. представление об

эволюции П. Ранее считалось, что П. по истечении времени $\sim 2_0$ выключаются как радиосточия $[I_0 \approx \pi (2-3) \cdot 10^8 \text{ лет} - \text{ср. возраст П.}]$. Согласно теории *теплой двойной звезд*, П. должны образоваться раньше, чем белый карлик. Следовательно, PSR 0655 + 64, входящий в двойную систему со старым белым карликом, должен иметь возраст $\geq 2 \cdot 10^8 \text{ лет}$, т. е. более чем в 100 раз больше ср. возраста П.

П. концентрируются к плоскости Галактики. Пространственная плотность П. р изменяется с расстоянием от галактик. плоскости по закону: $\rho(r) = \rho_0 \exp(-|z|/230)$. Здесь z в кп, ρ_0 — плотность П. в плоскости Галактики.

Одним из заметн. свойств П., отличающих их от остальных астр. объектов, является чрезвычайно высокая *яркостная температура* T_0 их радиоизлучения. Действительно, размер l области излучения не превышает величину $\Delta t \sim 3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9 \text{ см}$ ($\Delta t = 10^{-4} - 10^{-2} \text{ с}$ — длительность импульса), т. е. меньше диаметра Земли. При радиосветимости П. $\sim 10^{28} - 10^{30} \text{ эрг/с}$ это соответствует яркостной темп-ре $10^{28} - 10^{31} \text{ К}$. У объектов, известных до открытия П., величина T_0 не превосходила $10^{15} - 10^{16} \text{ К}$. Во время коротких всплесков радиоизлучения П. их яркостная темп-ра достигает значений $10^{30} - 10^{31} \text{ К}$. Столь высокая яркостная темп-ра указывает на то, что радиоизлучение П. генерируется за счёт какого-то когерентного механизма.

Теория пульсаров. Сразу после открытия П. было высказано предположение о том, что они являются вращающимися *нейтронными звездами* с магн. полем на их поверхности $\sim 10^{12} \text{ Гс}$. Данная модель П. общепризнана. Согласно этой модели, излучение П. сильно анизотропно и испускается в малом телесном угле. При вращении нейтронной звезды наблюдатель, попадающий в диаграмму направленности излучения П., видит импульсы излучения, повторяющиеся с периодом, равным периоду вращения звезды. Высокой стабильности периода вращения нейтронной звезды и объясняется высокая стабильность периода повторения импульсов излучения П. Медленное увеличение периода П. обусловлено потерей энергии вращения нейтронной звездой:

$$L = d\mathcal{E}_{\text{кин}}/dt = -I\Omega d\Omega/dt,$$

где $\mathcal{E}_{\text{кин}} = I\Omega^2/2$ — кинетич. энергия вращения нейтронной звезды с моментом инерции I ($\sim 10^{48} \text{ г} \cdot \text{см}^2$), вращающейся с угл. скоростью $\Omega = 2\pi/P$. Эта энергия трансформируется в энергию итеплого излучения П. в следующей последовательности процессов: вращение нейтронной звезды; возникновение вследствие *униполярной индукции* сильного электрч. поля в окрестности нейтронной звезды; ускорение частиц в электрч. поле до ультрарелятивистских энергий; генерация γ -излучения при движении ультрарелятивистских частиц вдоль искривлённых магн. силовых линий (см. *Иггбное излучение*); поглощение γ -квантов в сильном магн. поле и рождение электрон-позитронных пар; развитие плазменных неустойчивостей в сильнопеременной ультрарелятивистской электрон-позитронной плазме; генерация итеплого излучения П. Концентрация мекрон-позитронной плазмы вблизи поверхности П. $\sim 10^{13} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и убывает при удалении от П. пропорционально напряжённости его магн. поля. Энергия мектронов и позитронов плазмы от 10 мэВ до 10^4 мэВ . Ультрарелятивистская плазма пронизывается либо мектронными, либо позитронным пучком частиц с энергией $(10^6 - 10^7) \text{ мэВ}$ и концентрацией в $10^8 - 10^4$ раз меньше, чем концентрация плазмы. В сильном магн. поле П. электроны и позитроны плазмы и пучка из-за потерь на синхротронное излучение практически мгновенно теряют перпендикулярную магн. полю составляющую импульса и истекают из окрестностей нейтронной звезды, двигаясь почти вдоль магн. силовых линий. Т. о., электроны и позитроны имеют сильноперевосные одномерные ф-ция распределения по импуль-

сам. В такой плазме могут, в принципе, развиваться двухполюсов. циклотронная, филаментационная, дрейфовая и др. *неустойчивости плазмы*. Пока неясно, какие неустойчивости равняются в действительности и приводят к генерации радиоизлучения.

Наблюдения П. используются для решения большого числа актуальных проблем физики и астрофизики. Напр., при наблюдении PSR 1913 + 16, входящего в тесную двойную систему, впервые было получено косвенное подтверждение генерации *гравитационных волн*. Вследствие потерь энергии двойной системой на гравитач. излучение происходит сближение PSR 1913 + 16 и его звезды-компаньона. При этом орбитальный период системы уменьшается. Это уменьшение происходит в соответствии с общей теорией относительности, чем и подтверждается применимостью данной теории для описания процесса генерации гравитач. волн. Из анализа времени прихода импульсов опич. излучения PSR 0531 + 21 на разных частотах был получен верх. предел на изменение скорости света с изменением частоты: $\Delta c/c \leq 10^{-18}$. Этот предел на неск. порядков ниже полученного в лаб. условиях. По запаздыванию импульсов радиоизлучения PSR 0531 + 21 на разных частотах получено также ограничение на массу покоя реального фотона: $m_\gamma \leq 10^{-44} \text{ г}$. Данное ограничение более слабое, чем полученное в анализе земного магн. поля, однако анализ земного магнетизма даёт ограничение на массу виртуальных фотонов. Благодаря ширкополосности, сильной линейной поляризации и импульсному характеру излучения П. являются идеальными зондами для исследования межзвёздной среды, самой природой разбрасываемы по объёму Галактики. С помощью наблюдений П. было найдено, напр., что ср. концентрация электронов в межзвёздной среде равна $0,03 \pm 0,1 \text{ см}^{-3}$. Было установлено также, что галактич. магн. поле однородно в масштабах $> 1 \text{ кп}$ и в ср. составляет $(2,2 \pm 0,4) \cdot 10^{12} \text{ Гс}$.

Лит.: М. Я. Ч е с т е р е в, Т. Я. Л о р д, Пульсары, пер. с англ. М., 1980; Т. Я. Л о р д, H. S. S t i n e b e r g, D. H. R e s s e l, progress in the understanding of pulsars, «Ann. Rev. Astr. Astroph.», 1988, v. 24, p. 285. В. В. С о с.

ПУЛЬСАЦИИ ЗВЕЗД — собственные колебания звезд, проявляющиеся в их периодич. расширении и сжатии. Простейший вид собств. колебаний звезды — радиальные сферически-симметричные пульсации. В общем случае нерадиальных колебаний меняется и форма звезды, напр. звезда периодически принимает форму то вытянутого, то сплюснутого эллипсоида. Пульсации обуславливают переменность цефеид, звезд типа RV Тельца, RR Лирь, δ Цента, β Цефея, ZZ Кита и нек-рых др. типов физ. *переменных звезд*.

Большинство звезд обладает значит. концентрацией массы к центру: плотность вещества в центре на неск. порядков превышает ср. плотность звезды. Как следствие, П. а. негомолочичен: относит. амплитуда колебаний в центре намного меньше, чем на поверхности.

Период P собств. колебаний звезды определяется в основном ср. плотностью вещества звезды ρ . Теоретич. соотношение имеет вид $P \sqrt{\rho} = \text{const}$, где постоянная различна для разных мод и немного зависит от распределения вещества внутри звезды. Периоды большинства на перем. звезд согласуются с гипотезой радиальных колебаний в осн. моде (это колебание не имеет узлов вдоль радиуса), но у нек-рых звезд наблюдаются пульсации в оборотах или даже в неск. модах, в т. ч. нерадиальных. Для звезд конкретного типа первоначально, напр. типа RR Лирь, подобных друг другу по структуре, соотношение период — ср. плотность выполняется хорошо.

В пульсирующей звезде, за исключением её самых внеш. областей, колебания происходят почти адiabатически, в том смысле, что в течение цикла колебаний любой выделенный в звезде слой никак не изменяет проходящий через него поток излучения и пульсирует

как бы в условиях полной теплоизоляции, без теплообмена с окружающими слоями. Анализ адиабатич. П. а. не может дать информации о пульсат. устойчивости звезд, т. е. о нарастании или затухании малых колебаний с течением времени. Однако такой анализ обычно даёт хорошее описание механич. свойств звезд, в частности весьма точные значения периодов и правильное представление о распределении амплитуд пульсаций вдоль радиуса.

Возбуждение пульсаций звезд. Хотя неадиабатич. эффекты малы, они приводят к медленному изменению амплитуды П. а. Если в момент наб. сжатия выделенный в звезде слой получает нек-рое кол-во теплоты, то последующее расширение будет происходить при большем давлении, чем сжатие. В результате работа, совершённая слоем за цикл колебаний, будет положительной, т. е., как и в любой тепловой машине, будет иметь место превращение тепловой энергии в механическую. Такой слой будет вносить вклад в возбуждение (раскачку) колебаний. Если же в момент наб. сжатия слой теряет теплоту, то он вносит вклад в затухание колебаний. Если суммарная работа всех слоев в звезде за цикл колебаний положительна, то звезда пульсационно неустойчива (колебания нарастают), в противном случае — устойчива (колебания затухают).

Накопление или потеря теплоты выделенным слоем звездного вещества (если в слое нет источников энергии) зависит от того, какое изменение претерпевает идущий через слой поток излучения. В большинстве звезд поток излучения в момент наб. сжатия возрастает в направлении от центра к поверхности, т. е. через внеш. границу выделенного слоя выходит больше теплоты, чем поступает в слой через внутр. границу. Каждый слой в момент наб. сжатия теряет теплоту и способствует затуханию колебаний (звезда устойчива). Такое поведение потока излучения обусловлено в осн. изменениями коэф. непрозрачности звездного вещества $\kappa \times (\alpha, \rho)$, где α — *поглощющая коэффициент*. Обычно при сжатии κ уменьшается, причём из-за негомологичности колебаний уменьшение на внеш. границе выделенного слоя будет большим, чем на внутренней, и поэтому слой будет терять теплоту. Нек-рый отток тепла на слой при сжатии может иметь место и при постоянном κ .

Существование большого числа длительно пульсирующих звезд указывает на то, что в пульсирующей звезде должен постоянно действовать механизм раскачки колебаний. Для классич. переменных звезд (шведфид, переменных типа RR Лир и др. звезд в полосе нестабильности, см. Герцшпрунга — Расселла диаграмму) самым эффективным оказывается действие зон частичной ионизации водорода и гелия, особенно зоны второй ионизации гелия. Раскачивающее действие этих зон основано на том, что при сжатии они способны не только задерживать проходящий через них поток излучения, а при расширении — наоборот, усиленно терять энергию, отдавая её внеш. слоям. Действительно, в зоне ионизации энергии, выделяющейся при сжатии, идёт не только на нагрев газа, но и на его ионизацию. Относит. изменения плотности $\delta\rho/\rho$ связаны с относит. изменениями темп-ры $\delta T/T$ соотношением: $\delta T/T \approx (\gamma - 1)\delta\rho/\rho$. В зоне второй ионизации гелия $\gamma \approx 1,2 - 1,3$ вместо обычного значения $\gamma = 5/3 \approx 1,67$ для идеального одноатомного газа, т. е. при сжатии повышение темп-ры в зоне ионизации оказывается меньшим, чем в прилегающих более глубоких слоях. Для заданного коэф. непрозрачности поток излучения $\sim T^4$, поэтому при сжатии в зоне ионизации произойдёт задержка потока излучения, идущего изнутри. Данный эффект, связанный с прямым влиянием темп-ры на поток излучения, наз. γ -механизмом. Значительную, если не основную, роль играют и изменения непрозрачности. Коэф. непрозрачности зависит от T и ρ по закону $\kappa \sim \rho^m T^{-n}$ ($m \approx 0,8 - 1,0$; $n \approx 3 - 4$). Из-за малых вариаций темп-ры в зоне ионизации при П. а. измене-

ния κ определяются в осн. изменениями плотности, т. е. при сжатии κ увеличивается (в др. областях звезд κ уменьшается из-за сильного понижения темп-ры). Поток излучения обратно пропорционален κ , поэтому из-за увеличения κ в зоне ионизации при сжатии также произойдёт задержка потока излучения. Этот эффект, наз. κ -механизмом. Рассматриваемые механизмы не являются независимыми, их разделение довольно искусственно.

Эффекты изменений темп-ры и непрозрачности сами по себе ещё недостаточны для обеспечения раскачки П. а. Во внутр. частях зоны ионизации, где κ уменьшается в направлении от центра (достига минимума около середины зоны), происходит задержка потока излучения при сжатии; во внешних же частях этой зоны, где κ увеличивается в направлении от центра, при сжатии может произойти усиленный отток тепла, т. е. будет вклад в затухание П. а. Суммарный раскачивающий эффект зоны ионизации может оказаться малым или вообще отсутствовать. Из-за очень высокой плотности самых внеш. слоев их пульсации характеризуются сильным теплообменом между отд. слоями, и оказывается, что такие разреженные слои не способны эффективно задерживать проходящий через них поток излучения: в любой момент времени выделенный слой теряет через свою внеш. границу столько же энергии, сколько получает изнутри. Т. о., самые внеш. слои не вносят никакого вклада в возбуждение или затухание П. а.

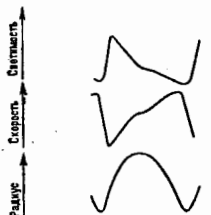
Следовательно, для создания заметного раскачивающего эффекта зона ионизации должна располагаться на нек-рой оптм. глубине под поверхностью звезды, так, чтобы в её внутр. части происходило сильное возбуждение пульсаций и в то же время во внеш. части и выше неё благодаря неадиабатич. эффектам практически отсутствовало затухание. Именно такая ситуация, по-видимому, реализуется в зоне He II \approx He III переменных звезд. Вторая ионизация гелия происходит при темп-ре ок. $4 \cdot 10^4$ К (в середине зоны). Поэтому в звездах с разной *эффективной температурой* T_0 зона ионизации расположена на разл. глубине под поверхностью. Если она слишком близка к поверхности (T_0 слишком велика), то колебания всей зоны характеризуются сильной неадиабатичностью и зона не вносит вклада в возбуждение П. а. Если же зона лежит слишком глубоко (T_0 слишком мала), неадиабатич. эффекты малы по всей зоне, и поэтому раскачивающее действие внутр. части компенсируется затуханием во внеш. части. Т. о., должен существовать довольно узкий диапазон значений T_0 , для к-рого возможно возбуждение пульсаций в зоне второй ионизации гелия. Существование на диаграмме Герцшпрунга — Расселла узкой, почти вертикальной полосы нестабильности, наследственной переменными звездами, служит доказательством эфф. действия рассмотренного иониз. механизма в классич. переменных звездах.

Аналогично зоне второй ионизации гелия могут действовать зоны ионизации водорода и первой ионизации гелия, особенно в относительно холодных звездах. Однако в оболочках холодных звезд перенос энергии осуществляется преим. конвекцией, к-рая, по-видимому, препятствует возбуждению П. а. Почти несомненно, что именно появление эфф. конвекции во внеш. слоях звезд и определяет положение низкотемпературной границы полосы нестабильности на диаграмме Герцшпрунга — Расселла.

Неявные пульсации звезд. Анализ пульсат. устойчивости звезд относительно малых возмущений (линейный анализ устойчивости) не даёт представления об амплитуде установившихся П. а., а также о форме кривых блеска (зависимостей блеска от времени) и лучевой скорости. Зависимость эффективности механизмов возбуждения и затухания от амплитуд колебаний исследуется в нелинейной теории П. а. Из-за конечной поглощат. способности зон частичной иониза-

длина нарастание амплитуды колебаний не будет происходить неограниченно, при определ. амплитуде достигается баланс между раскачивающим действием зоны ионизации и затуханием в более глубоких областях, и в дальнейшем колебания происходят с пост. амплитудой. Рассчитанные амплитуды установившихся пульсаций цефеид и звезд типа RR Лирь согласуются с наблюдаемыми значениями. Для моделей звезд типа В Шута раскачивающий эффект зон ионизации при амплитудах, близких к наблюдаемым, ещё далёк от насыщения, и предлагают, что ограничение амплитуды пульсаций этих звезд связано с взаимодействием разл. мод колебаний, в данном случае с перекачкой энергии от неустойчивых мод к устойчивым.

Типичное для классич. цефеид и звезд типа RR Лирь поведение поверхностных характеристик при установившихся нелинейных пульсациях показано на рис. Вариации светимости или блеска определяются в осн. изменениями эфф. темп-ры, достигающими для этих звезд ок. 1500 К. Кривая лучевой (радиальной) скорости является приблизительно зеркальным отражением



Изменение поверхностных характеристик модели звезды в Цефеид при установившихся пульсациях (по результатам нелинейных расчетов). Амплитуда изменений блеска составляет 1,2 абсолютной величины, лучевой скорости — 90 км/с, радиуса — 13% (нормализованная амплитуда). Плавные кривые и огибающие амплитуды качественно согласуются с наблюдаемыми.

лучевой блеска. Поэтому звезда оказывается наиб. яркой не в момент наиб. сжатия, как можно было бы ожидать из простейших соображений, а при прохождении равновесного состояния во время последующего расширения. Данный эффект, называемый фазовым запаздыванием, связан с быстрым перемещением зоны ионизации водорода по звездному веществу в фазе макс. сжатия, благодаря чему эта зона примерно через четверть периода наиб. близко подходит к поверхности. Из теории лучистого переноса в звездных атмосферах следует, что светимость звезды тем больше, чем меньше масса слоя, лежащего над областью ионизации водорода. Из-за асимметрии кривых типичное фазовое запаздывание составляет не четверть, а 0,4—0,2 периода. Теория радиальных колебаний, возбуждаемых ионизацией, механизмами, хорошо объясняет осн. особенности П. э. в полосу неустойчивости: периоды и амплитуды пульсаций, характер изменений блеска и лучевой скорости и их взаимосвязь, положение и наклон самой полосы неустойчивости. Анализ нелинейного взаимодействия мод вследствие простого или параметрич. резонанса позволяет выявлять такие эффекты, как модуляция амплитуды колебаний, двухпериодич. пульсации нек-рых цефеид и др. Пульсации долгопериодич., доуправляемых и неправильных переменных изучены значительно хуже из-за трудностей, связанных со сложным взаимодействием пульсаций и конвекции, а сильными нелинейными эффектами, приводящими к образованию ударных волн и пульсаций, потере массы, с проблемами переноса излучения в холодных протяженных атмосферах, с высокой степенью неадиабатичности пульсаций вследствие соизмеримых динамической и тепловой шкал времени для этих звезд (см. *Волочуца и др.*). Нелинейные эффекты могут приводить также и трансформации правильных колебаний в хаотические, напр. через последоват. удвоение периода.

Нерадиальные пульсации звезд. Переменность белых карликов, др. горячих вырожденных звезд, нек-рых переменных типа β Цефеид, звезд *спектрального класса В* с перем. профилями спектральных линий, нек-рых магн. звезд с аномальными хим. состава вызвана, вероятно, их нерадиальными колебаниями. Наряду с негравитационной геом. формой нерадиальные колебания звезды отличаются от радиальных ещё рядом особенностей. Нерадиальный аналог радиальных пульсаций — акустические, или p -моды, обусловленные эффектами сжимаемости вещества. Для этих мод систематика периодов (в частности, увеличение собств. частоты с возрастанием порядка обертона) и распределение амплитуды вдоль радиуса (характер негомологичности колебаний, расположенное узлов) подобны радиальным пульсациям. Др. ветвь частотного спектра нерадиальных колебаний — гравитационные, или g -моды, аналогичные внутр. гравит. волнам в океане и земной атмосфере и обусловленные эффектами плавуучести. Их периоды больше периодов радиальных и нерадиальных акустич. мод и растут с увеличением порядка моды. Относит. амплитуды колебаний в недрах, как правило, больше, чем во внеш. слоях; в недрах же локализованы узлы и лучности обертонов. Типичные периоды наблюдаемых осциллирующих белых карликов составляют 100—4000 с, их можно объяснить только гравитат. колебаниями, т. к. периоды радиальных пульсаций этих звезд не превышают неск. секунд. На нерадиальный характер пульсаций др. звезд указывают, в частности, выявленные из наблюдений и предсказываемые теорией закономерности частотного спектра мультипериодич. пульсаций, напр. эквидистантность частот высоких акустич. обертонов.

Наряду с классич. ионизат. механизмами возбуждения П. э. определ. роль может играть возбуждение посредством термоядерных реакций, сильно чувствительных к темп-ре; предложен также ряд механизмов, обусловленных конвекцией и магн. полем.

Солнце также является своеобразной пульсирующей звездой, испытывающей разл. виды радиальных и нерадиальных колебаний с периодами от неск. минут до неск. часов. Общее число уверенно идентифицированных собств. колебаний составляет более тысячи. В силу того, что частоты разл. мод по-разному чувствительны к распределению вещества вдоль радиуса, наблюдаемая совокупность колебаний позволяет проводить всеобщее исследование эволюции солнечных недр (см. *Солнечная сейсмология*).

Лит.: Жеванкин С. А., Теория звездных пульсаций, в кн.: Пульсирующие звезды, М., 1979; Nonradial oscillations of stars, Tokyo, 1979; Коке Д. и др., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983; Северный Я. А. В., Некоторые проблемы физики Солнца, М., 1988.

ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — одна из наиб. распространенных неустойчивостей в плазме, обусловленная резонансным взаимодействием пучка заряд. частиц, движущегося в плазме, с возбуждаемыми им волнами. П. н. предсказана А. И. Ахмезером, Л. Б. Файнбергом (1949), а также независимо Д. Бомом (D. Bohm), Е. Гроссом (E. Gross, 1949) и экспериментально обнаружена И. Ф. Харченко, Я. Б. Файнбергом, Е. А. Коржиковым, А. К. Березиным и др. (1957—1958).

П. н. заключается в том, что при первоначально невозмущенном движении пучка с пост. плотностью и скоростью через плазму существующие в нём и в плазме флуктуации плотности заряда и порождаемые ими эл.-статич. или эл.-магн. поля самопроизвольно нарастают и распространяются в виде волн с экспоненциально увеличивающейся амплитудой. Экспоненц. рост имеет место только на начальной, линейной стадии развития П. н., в дальнейшем ряд нелинейных процессов ограничивает этот рост. Возникновение неустойчивости в системе плазма — пучок оказывается возможным, т. к. она неравновесна; неравновесность создаётся пучком, на к-рого черпается энергия воз-

буждаемых волн. П. н. приводит к возникновению турбулентности и ограничению предельных токов в системе плазма — пучок. П. н. используется: для возбуждения в плазме очень интенсивного когерентного излучения от радиодиапазона до субмиллиметрового и даже, возможно, светового; для ускорения заряж. частиц волнами, возбуждаемыми пучками в плазме; в неравновесной плазме ω_p и т. п. П. н. можно управлять, что позволяет даже отриц. эффекты превратить в полезные. Напр., использовать эффект турбулентности плазмы для пучковой и турбулентного нагрева до термодермных темп-р.

Условия возникновения пучковой неустойчивости. П. н. возникает, если имеет место к-л. элементарный механизм резонансного взаимодействия волны с частицами пучка, приводящий к излучению волн отд. частицей, такой как, напр., эффект Черенкова, нормальных и аномальных эффекты Доплера и т. п. Чтобы спонтанное излучение отд. частицы превратилось в индуцированное или когерентное индуцированное излучение, необходима группировка частиц пучка в области тормозящих фаз волны, где они отдают энергию ал.-магн. полю. В большинстве случаев группировка происходит автоматически, т. е. имеет место автомодуляция. Если в системе плазма — пучок наряду с процессами излучения есть и процессы поглощения, то для развития П. н. необходимо, чтобы число частиц пучка со скоростями $v > v_0$ (v_0 — фазовая скорость волны) превысило число частиц с $v < v_0$, т. е. $\partial f_0/\partial v > 0$, где f_0 — ф-ция распределения электронов пучка. Если $\partial f_0/\partial v < 0$, преобладают процессы поглощения, т. е. имеет место *Ландау затухание*. С квантовой точки зрения возникновение П. н. означает, что благодаря преимуществ. заселению верх. уровней энергии (частиц пучка) происходит больше актов индукции, испускания, чем индукции, поглощения. Наиб. полное описание П. н. достигается с помощью самосогласов. систем ур-ний, состоящих на кинетич. ур-ния Власова для плазмы и пучка и ур-ний Максвелла. Однако при рассмотрении ряда разновидностей П. н. достаточно ограничиться гидродинамич. рассмотрением. В частности, это относится к П. н., возникающей при взаимодействии моноэнергетич. пучка (или пучка с очень малым разбросом по скоростям) с холодной плазмой (см. *Плазменно-пучковый разряд*, *Плазменная электроника*). В этом случае шкрямент неустойчивости $\delta = \Gamma \omega$ имеет макс. значение $\delta_{\text{макс}} \sim \omega_p (n_b/n_p)^{1/2}$. Малый разброс по скоростям пучка означает, что $\Delta v \ll \delta/k$, т. е. $\Delta v/v \ll (n_b/n_p)^{1/2}$, и весь пучок как целое находится в резонансе с неустойчивыми волнами (здесь n_b — плотность пучка, n_p — плотность плазмы, k — волновое число, ω_p — плазменная частота). Если разброс по скоростям не мал, $\Delta v \gg \delta/k$, то для исследования П. н. используются кинетич. рассмотрение. Существует большое разнообразие П. н., напр. неустойчивости при взаимодействии новых пучков с плазмой, неустойчивости относительно движения электронов и новых пучков (неустойчивость Буккера — Буемана), целый набор П. н. при наличии внеш. пост. магн. поля.

Нелинейное взаимодействие. С ростом амплитуды возбуждаемых волн возникает нелинейные эффекты, ограничивающие амплитуду волн и приводящие к изменению параметров системы плазма — пучок благодаря обратному воздействию возбуждаемых волн. При возбуждении широких волновых пакетов, фазовые скорости к-рых плотно заполняют область изменения фазовых скоростей, области захвата частиц пучка соседними волнами перекрываются. При этом благодаря случайному характеру фаз волн движение частицы аналогично броуновскому и происходит диффузия резонансных частиц в пространстве скоростей. Для описания процессов взаимодействия пучка с плазмой в этом случае возможен статистич. подход.

Система ур-ний *квазилинейной теории плазмы* описывает диффузию частиц в пространстве скоростей, обрат-

ное влияние возбуждаемых волн, увеличение разброса по скоростям в пучках и нагрев плазмы, но не учитывает др. нелинейные эффекты, напр. нелинейное взаимодействие волн между собой. Как следует из квазилинейной теории, около трети энергии пучка переходит в энергию возбуждаемых волн. Спектр сильно возбуждаемых волн уширяется, и значительно увеличивается длина релаксации пучка.

При взаимодействии с плазмой моноэнергетич. пучки вначале возбуждаются очень узкий пакет волн с макс. инкрементом от $k_0 = \omega_p/v$ и с полушириной волнового пакета $\Delta k_0 = (n_b/n_p)^{1/2}/k_0$. При возрастании амплитуды волн в m раз ширина спектра уменьшается в \sqrt{m} раз, т. е. волновой пакет сильно сужается, и возбуждаемому волну можно считать монохроматической. С дальнейшим ростом амплитуды волн происходит захват частиц пучка в потенциальную яму волн. При осциллирующих в потенциальной яме густоты, на к-рые разбивается электронный пучок, попеременно смещаются в область тормозящих фаз волны и отдают энергию, а затем — в область ускоряющих фаз и получают энергию от волны, так что в среднем обмен энергией между электронами пучка и волной уже не происходит. Решение на ЭВМ систем ур-ний, описывающих возбуждение монохроматич. волны на величнейей стадии, представляет собой монохроматич. волну с осциллирующей во времени и в пространстве амплитудой.

Пучковая неустойчивость в релятивистских пучках. Инкремент П. н., возбуждаемой релятивистским пучком, меньше из-за релятивистского возрастания продольной и поперечной масс электронов пучка (см. *Плазменная электроника*). Однако инкремент не является единств. характеристикой эффективности плазменно-пучкового взаимодействия. Важны доля энергии пучка, передаваемая им на возбуждение волн, макс. амплитуда этих волн, а также время передачи энергии плазме, т. е. время релаксации пучка. Особенностью взаимодействия релятивистского пучка с плазмой является то, что обратное влияние возбуждаемых пучком волн, даже при значит. энергетич. разбросе, не приводит к большому разбросу по скоростям, поэтому взаимодействие продолжается дольше и доля энергии, передаваемая пучком плазме, значительно больше, чем в нерелятивистском случае ($\sim 0,35$ энергии пучка). Максимально достижимая напряженность электрич. поля также значительно больше, чем в нерелятивистском случае.

Оси. механизмом, ограничивающим П. н. в слабо-турбулентной плазме, является индукция. рассеяние ленгмювских волн на ионах, к-рое приводит к перекачке колебаний из резонансной с пучком области в область больших фазовых скоростей. В сильнотурбулентной плазме существ. влияние на развитие П. н. оказывает *модуляционная неустойчивость*, к-рая возникает при достаточно высоком уровне энергии возбуждаемых волн и приводит к перекачке энергии возбуждаемых волн в область малых фазовых скоростей, где происходит их диссипация в результате затухания Ландау. Откачка колебаний из резонансной области может либо вообще сорвать П. н., либо существенно снизить уровень энергии возбуждаемых волн.

Т. к. П. н. возникают в результате резонансного взаимодействия волн с частицами пучка, сводящегося к неск. элементарным эффектам, а также к фазировке и группировке частиц, то устранить или ослабить неустойчивость можно созданием условий, при к-рых отсутствует элементарные процессы, фазировка и группировка невозможны. Напр., если на вход системы плазма — пучок задать сигнал с амплитудой, превышающей флуантуационную, или промодулировать пучок на входе системы, то группировка и фазировка создаются только для возбуждения волны заданной частоты, а возбуждение всех остальных волн невозможно. Нарушить условия резонанса, необходимые для развития П. н., можно изменением фазовой скорости волны, напр. из-за

ведородности плотности плазмы или скоростей бунка в результате его торможения. Условия возникновения резонансов могут нарушаться также из-за величинных эффектов в движении отд. частиц, а также величинных эффектов, обусловленных коллективными взаимодействиями. Эти и др. способы управления П. и. были теоретически исследованы и экспериментально доказаны.

Лит.: Фангбергер Я. В., Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой, «Атом. энергия», 1961, т. 11, в. 4, с. 312. Велдман М. А., Рогов Л. Д., Квазилинейные эффекты в потоковых неустойчивостях, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 6, М., 1972. Электродинамика плазмы, под ред. А. И. Ахвердиева, М., 1974; Папирев В. А., Шелестовский В. И., Взаимодействие волна-частица в неравновесных средах, «Изв. вузов. Радиофизика», 1976, т. 19, в. 5-6, с. 787; Александров А. Ф., Богданевич Л. С., Рудаков А. А., Основы электродинамики плазмы, 2 изд., М., 1984; Невзлин М. В., Электронные пучки в плазме, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 5, М., 1984. См. также лит. при ст. Плазменная электротроника.

П. Фунда. СЕРИЯ — спектральная серия в спектре атома водорода.

ЧЕТНОСТЬ (пространственная четность) — характеризует поведение волновой функции при пространственной инверсии (отражении пространственных координат $r \rightarrow -r$). См. Внутренняя четность. Четность.

ПЬЕЗА (от греч. *πίεσις* — давлению (πν, πρ) — единица давления и механич. напряжения в МТС системе единиц. $1 \text{ пв} = 1 \text{ сН/м}^2 = 10^9 \text{ Па} = 10^4 \text{ дин/см}^2 = 0,10102 \text{ кгс/см}^2 = 9,87 \cdot 10^8 \text{ атм} = 7,50 \text{ мм рт. ст.}$

ПЬЕЗОКЕРАМИКА — поликристаллич. светозвуков. материалы, обладающие после их поляризации в электрич. поле устойчивыми и хорошо выраженными пьезоэлектрич. свойствами. Способ изготовления П., её механич. свойства и структура аналогичны обычной керамике. По структуре неполиаризов. П. представляет собой совокупность зёрен со случайной ориентацией кристаллографич. осей, причём каждый кристаллит имеет сложную доменную структуру, а полная спонтанная поляризация $P = 0$. Зёрна имеют размеры 2—100 мкм. Размеры зёрен влияют на свойства П. (важна П. с мелкими зёрнами).

В процессе поляризации в пост. электрич. поле дипольные моменты доменов всех зёрен ориентируются вдоль поля. После выключения поля эта ориентация сохраняется и керамика приобретает пьезирующую аннотропию, т. е. переводится в класс пьезоэлектриков с симметрией C_{6v} (см. Пьезоэлектрики).

Большинство составов П. основано на хим. соединениях с ф-лой ABO_3 (напр., $BaTiO_3$, $PbTiO_3$) с кристаллич. структурой типа перовскита и рвальных твёрдых растворов на их основе (напр., системы $BaTiO_3 - CaTiO_3$; $BaTiO_3 - CaTiO_3 - CoCo_3$; $NaNbO_3 - KNbO_3$). Особенно широко используются в качестве пьезоэлектриков составы системы $PbTiO_3 - PbZrO_3$ (т. н. система PZT или ЦТС). Практич. интерес представляет также ряд соединений с ф-лой AB_2O_6 , напр. $PbNb_2O_6$, имеющих весьма высокую темп-ру (570°C), что позволяет работать при высоких темп-рах. П. является наиб. широко применяемым пьезоэлектрич. материалом.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. 4, М., 1964; Глозман И. А., Пьезоэлектрики, 2 изд., М., 1972; Яффе Б., Кук У., Яффе Г., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1974; Казаки И. К., Технология керамических диэлектриков, пер. с япон., 1976. Р. Е. Мазокин.

ПЬЕЗОМАГНЕТИЗМ (пьезомагнитный эффект) — возникновение в веществе спонтанного магнитного момента при наложении упругих напряжений. П. может существовать только в антиферромагнетиках и ферромагнетиках и принципиально невозможен в пара- и диамагнетиках.

Термодинамич. рассмотрение вопроса о П. основывается на выделении и изучении в разложении термодинамического потенциала Φ членов, линейных по магн. полю H_i и по одной из компонент тензора упругих напряжений σ_{jk} :

$$\Phi = \Phi_0 - \sum_{ijk} \Lambda_{ijk} H_i \sigma_{jk} \quad (*)$$

Если все преобразования магн. симметрии данного кристалла оставляют инвариантным хотя бы один член в этом выражении, то соответствующий коэф. Λ_{ijk} (модуль П.) будет отличен от нуля и в кристалле будет возникать пьезомагн. момент $m_i = -\partial\Phi/\partial H_i = \sum_{ijk} \Lambda_{ijk} \sigma_{jk}$, зависящий от приложенного напряжения σ_{jk} . Эта идея впервые была высказана В. Фойтом [1]. Однако он ошибочно считал, что достаточно учитывать только кристаллографич. симметрию.

Пара- или диамагнитный кристалл не может быть пьезомагнетиком, поскольку в группу магн. симметрии такого кристалла самостоятельно входит элемент инверсии времени R , к-рый изменит знаки магн. полей и моментов на обратные (см. Магнитная симметрия). Поэтому для пара- и диамагнетиков все компоненты пьезомагн. тензора Λ_{ijk} тождественно равны нулю. В веществах, обладающих упорядоченной магн. структурой (в ферромагнетиках и антиферромагнетиках), R встречается только в комбинациях с др. элементами симметрии. Поэтому в принципе такие вещества могут быть пьезомагнетиками [2]. Симметричный анализ позволил установить все классы магн. симметрии, к-рые допускают П. Их оказалось 66, и для всех найден вид тензоров Λ_{ijk} . Благодаря симметрии тензора σ_{jk} пьезомагн. тензоры могут быть представлены в виде матриц 3×6 , и число таких матриц равно 46 [3].

Пьезомагн. момент сравнительно мал. Поэтому практически наблюдать его можно только в антиферромагнетиках, к-рые в нормальных условиях не обладают спонтанным магн. моментом. Теоретич. исследование магн. симметрии известных антиферромагнетиков позволило И. Е. Дзьялониному [4] (ещё до того, как были найдены все магн. классы, допускающие П.) найти среди них ряд веществ (Fe_2O_3 , $FeCO_3$, MnF_2 , CoF_2 , FeF_2), а к-рых должен наблюдаться П.

П. в антиферромагнетиках тесно связан с явлением слабого ферромагнетизма. Так же, как и магн. момент слабых ферромагнетиков, пьезомагн. момент может быть направлен перпендикулярно к направлению спонтанной намагниченности магнитных подрешёток или параллельно ему. В первом случае возникает скос векторов подрешёток, приводящий к возникновению пьезомагн. момента. Продольный П. связан с изменением намагниченности подрешёток.

Экспериментально П. обнаружен в 1959 в антиферромагн. кристаллах MnF_2 и CoF_2 [5]. В этих кристаллах в соответствии с соображениями симметрии отличен от нуля только один компонент пьезомагн. тензора: $\Lambda_{xyz} = \Lambda_{xyz}$ и Λ_{xzy} . Для CoF_2 пьезомагн. модули при темп-ре $20,4 \text{ K}$ имеют следующие значения: $\Lambda_{xyz} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Гс-см}^2/\text{кг}$ и $\Lambda_{xzy} = 0,8 \cdot 10^{-9} \text{ Гс-см}^2/\text{кг}$. На примере антиферромагн. фторидов легко понять микроскопич. природу продольного пьезомагн. эффекта.



На рис. 1 показана схема расположения ионов в деформированной тетрагональной решётке, когда кристаллографически эквивалентные узлы 1 и 2 после сдвиговой деформации плоскости xy превращаются в эквивалентными. При этом расстояние d_1 до ближайших ионов фтора для магн. ионов в подрешётке 1 увеличивается, а для ионов в подрешётке 2 — уменьшается.

Очевидно, что при этом изменения величины намагниченности подрешёток должны быть противоположными и их равенство будет нарушаться [6]. Из рис. 2 видно,

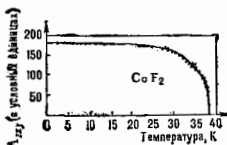


Рис. 2. Температурная зависимость модуля пьезомагнитизма ΔL_{xy} у CoF_2 (точки — данные эксперимента).

что температурная зависимость пьезомагн. модуля аналогична температурной зависимости намагниченности подрешёток.

П. существенно зависит от доменной структуры антиферромагнетика. 180-градусные домены отличаются знаком антиферромагн. вектора $L = M_1 - M_2$ (M_1 и M_2 — намагниченности подрешёток), а компоненты тензора П. линейно зависят от компонент вектора L . В многодоменном антиферромагн. образце П. может быть сильно ослаблен. Поэтому П. в чистом виде наблюдается в однодоменных образцах. При перемативании однодоменного образца, обладающего пьезомагн. моментом, происходит переворот домена и соответственно векторы намагниченности подрешёток поворачиваются на 180°. Используя П., легко получать однодоменные антиферромагн. кристаллы, охлаждая их из парамагн. состояния в магн. поле при соответствующей деформации. Это было подтверждено методами нейтрографии.

П. наблюдался также в FeSO_4 и в низкотемпературной модификации $\alpha = \text{Fe}_2\text{O}_3$. Магн. симметрия обоих веществ одинакова, и в них наблюдаются следующие отличные от нуля компоненты тензора П.: $\Delta L_{xx} = -\Delta L_{yy} = -(\frac{1}{2})\Delta L_{zz}$ и $\Delta L_{yz} = \Delta L_{zy}$. Их величина примерно на порядок меньше, чем у CoF_2 . В высокотемпературной модификации $\alpha = \text{Fe}_2\text{O}_3$ удалось измерить только один модуль П. — ΔL_{yy} , величина к-рого тоже на порядок меньше, чем у CoF_2 .

Из фл-ы (*) видно, что наряду с П. должен существовать обратный эффект — линейная магнитострикция, при к-рой компоненты тензора деформаций u_{jk} линейно связаны с магн. полем: $u_{jk} = -\partial\Phi/\partial\sigma_{jk} = \Delta L_{jk} H_i$. Знак линейной магнитострикции, как и в случае П., зависит от знака вектора L , характеризующего образовавшееся доменное состояние образца. Линейная магнитострикция наблюдалась в CoF_2 и $\alpha = \text{Fe}_2\text{O}_3$ (в обеих антиферромагн. модификациях). В ходе исследования линейной магнитострикции в этих веществах было обнаружено, что в сильных магн. полях знак магнитострикции может скачком изменяться, что указывает на индуцированное полем скачкообразное изменение доменной структуры антиферромагнетика (поворот вектора антиферромагнетизма L на 180°).

Линейная магнитострикция наблюдалась также при спин-переворотах, переходах в ортоферритах (YFeO_3 и DyFeO_3) и ортохромитах (YCrO_3) (см. *Магнитный фазовый переход*). В этих соединениях в орвелд. интервале значений температур направление антиферромагн. вектора L плавно изменяется от одного кристаллограф. направления к другому. При этом, как показывает симметричный анализ, должна наблюдаться линейная магнитострикция, приводящая к моноклинному искажению орторомбич. решётки. Направление вектора L антиферромагн. домена и в этом случае определяет знак магнитострикции. Линейная магнитострикция даёт значит. вклад в магнитоупругие свойства антиферромагнетиков вблизи *Неелы точки* T_N .

Симметричным аналогом линейной магнитострикции является эффект линейного но магн. полю магн. двулучепреломления. В отличие от обычного квадратного

по полю Коттона—Мутона эффекта, линейное двулучепреломление наблюдается в одноосных антиферромагнетиках при приложении магн. поля вдоль оси антиферромагнетизма [7].

Лит.: 1) Volz G. W., Lehrbuch der Kristallphysik, 3 Aufl., Leipzig — В. 1928; 2) Виллгардт В. М. и Яцен В. М.: О магнитной симметрии кристаллов, «ЖТФ», 1956, т. 30, с. 564; 3) Диллон Р. Р., Symmetry and magnetism, Amst., 1964; 4) Диллон Р. Р. и Кенни И. Е., К вопросу о пьезомагнитизме, «ЖТФ», 1957, т. 33, с. 807; 5) Боревич И. Р. и Романов И. С.: Пьезомагнитизм в антиферромагнитных фторидах никобата и марганца, «ЖТФ», 1960, т. 38, с. 1088; 6) Могила Т. Р.: Pseudomagnitism in CoF_2 , Izv. Phys. Chem. Solids, 1959, v. 11, p. 75; 7) Харченко Н. Ф., Еремеевко В. В., Бельман Д. Л.: Индуцированное продольным магнитным полем понижение оптического класса антиферромагнитного кристалла, «Письма в ЖТФ», 1978, т. 28, с. 351. А. С. Боревич-Романов.

ПЬЕЗОМЕТР (от греч. *piezo* — давить и *metreo* — измерю) — прибор для определения изменения объёма вещества, находящегося под гидростатич. давлением (при практически пост. темп-ре). Конструкция П. определяется диапазоном применяемых давлений P и темп-р T , агрегатным состоянием вещества, его сжимаемостью. В разл. типах П. с изменением p может меняться либо объём V вещества, либо его масса m (при пост. V). Пьезометрич. измерения используют для получения данных о сжимаемости вещества, для исследования *диаграмм состояния, фазовых переходов* и др. физико-хим. процессов.

Для определения сжимаемости жидкостей и твёрдых тел при $p \sim 10^6$ — 10^{10} Н/м² применяют П. плавучего или поршневое типа (см. рис. 1 (а) в ст. *Давление высокое*). В процессе сжатия определяются V (по смещению поршня) и p . Передающей давление средой часто служит само исследуемое вещество. При $p \sim 10^6$ — 10^{10} Н/м² сжимаемость определяют также др. методами, напр. рентгенографическими (см. *Рентгенография материалов*). Изменение линейных размеров тел под гидростатич. давлением измеряют линейными П. (т. н. dilatометрами).

П. наз. также толстоствольные сосуды в установках высокого давления с цилиндром, каналом, не предназначенные для измерения сжимаемости. В зарубежной лит-ре П., кроме того, наз. приборы для измерения давления в проточных системах, давления воды в морских глубинах, газов в канале ствола орудия.

Лит. см. при ст. *Давление высокое*. Л. Д. Липицкая.

ПЬЕЗОТИПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ (фотоупругость, эластооптический эффект) — возникновение оптич. анизотропии в первоначально изотропных твёрдых телах (в т. ч. полимерах) под действием механич. напряжений. П. э. открыт Т. И. Зеебеком (Т. J. Seebeck) в 1813 и Д. Брюстером (D. Brewster) в 1816. П. э. — следствие зависимости диэлектрич. проницаемости от деформации; проявляется в виде *двойного лучепреломления и дихроизма*, возникающих под действием механич. нагрузок. При одноосном растяжении или сжатии прозрачное изотропное тело приобретает свойства оптически одноосного кристалла с оптич. осью, параллельной оси растяжения или сжатия. При более сложных деформациях, напр. при двустороннем растяжении, образец становится оптически двуосным.

П. э. обусловлен деформацией электронных оболочек атомов и молекул по ориентации оптически анизотропных молекул либо их частей, а в полимерах — раскручиванием и ориентацией полимерных цепей. Для малых одноосных растяжений и сжатий выполняется соотношение Брюстера $\Delta n = Kp$, где Δn — величина двойного лучепреломления (разность показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн), P — напряжение, K — упругооптич. постоянная (постоянная Брюстера). Для стёкол $K = 10^{-13}$ — 10^{-12} см²/дин (10^{-12} — 10^{-11} м²/Н).

П. э. используется при исследовании напряжений в механич. моделях (см. *Пolarизационно-оптический метод исследования*).

Лит.: Ландберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Фокс Х. М., Волноупругие пер. в анал. т. 1—2, М.—Л., 1948—50; Бир Г. Л., Иглицкий В. Е., Симметрия и деформа-

Пьезоэлектрические коэффициенты и полупроводниковые характеристики пьезотрипловых полупроводников

Кристалл	Группа симметрии	ϵ_{ij} , Кл/м ²					ϵ_{ij} , Кл/м ²					ϵ/ϵ_0^{**}	K_c^* , %	K_i^* , %
		ϵ_{11}	ϵ_{22}	ϵ_{33}	ϵ_{44}	ϵ_{55}	ϵ_{11}	ϵ_{22}	ϵ_{33}	ϵ_{44}	ϵ_{55}			
Te	32	0,38	0,5	0,72	0	0	0	0	0	0	$\epsilon_1=33; \epsilon_2=53$	35	53	
GaAs	43 m	1,43	0	-0,18	0	0	0	0	0	0	12	2	7	
GaP	—	2,49	0	-0,14	0	0	0	0	0	8,5	—	11	—	
InSb	—	0,18	0	0,08	0	0	0	0	0	16	3	4	—	
InP	—	3,8	0	0,14	0	0	0	0	0	8,3	—	—	—	
β -ZnS	—	3,6	0	0	0	0	0	0	0	—	—	—	—	
α -ZnS	6 mm	3,4	0	0	-0,07	-0,61	1,14	1,14	1,14	$\epsilon_1=8,3; \epsilon_2=8,8$	28	32	—	
GdS	—	2,4	0	0	-0,21	-0,24	0,44	0,44	0,44	$\epsilon_1=9,0; \epsilon_2=9,5$	15	19	—	
Si-SiC	—	3,0	0	0	0,08	0	0,2	0,2	0,2	$\epsilon_1=9,7; \epsilon_2=10$	2,8	2	—	
Bi_2GeO_9	23	3,2	0	0,99	0	0	0	0	0	38	19	50	—	

* K_c, K_i — коэф. эл.-механич. связи для продольных и поперечных упругих волн, распространяющихся в кристалле; ** $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; для величин указывают на анизотропию.

ционные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Физическая акустика, под ред. У. Мавона, Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 5.

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИК — пьезоэлектрические материалы, обладающие полупроводниковыми свойствами. К П. относятся полупроводники, деформируемые к-рых сопровождается возникновением электрич. поля (электрич. поляризации), пропорционального величине деформации (прямой пьезоэлектрич. эффект). Под действием электрич. поля в П. возникают внутр. механ. напряжения, пропорциональные электрич. полю E (обратный пьезоэлектрич. эффект) (см. Пьезоэлектрики).

П. являются представители разл. групп полупроводниковых материалов. К ним относятся элементарные полупроводники (Te, Se), соединения группы IIIIV (GaAs, GaP, InSb и др.), группы AIV BVI (GdS, ZnO, ZnS и др.). Пьезоэлектрич. свойствами обладают SIC, соединения группы AIVBVI (GeTe, SnTe и др.), к-рые одновременно характеризуются и сегнетоэлектрич. свойствами (см. Сегнетоэлектрики). К П. могут быть отнесены также высокоомные пьезоэлектрич. материалы с примесной проводимостью, напр. группа германосилликатов ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$). Кристаллы этой группы обладают собств. фотопроводимостью, могут быть легированы разл. примесями; их примесная проводимость $\sigma \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ Ом⁻¹·см⁻¹.

В табл. для нек-рых П. приведены пьезоэлектрич. коэф. (пьезомодули) $\epsilon_{11}, \epsilon_{12}, \epsilon_{13}, \epsilon_{22}, \epsilon_{23}$, ширина запрещенной зоны E_g и диэлектрич. проницаемость ϵ . Важной характеристикой П. является коэф. эл.-механич. связи K . Величина K^2 показывает, какая доля энергии упругой деформации (электрич. энергии) может превратиться в электрич. энергию (энергию упругой деформации) за счёт пьезоэлектрич. взаимодействия. Коэф. эл.-механич. связи зависит от направления электрич. поля, от возбуждаемой упругой моды и сильно меняются от кристалла к кристаллу.

Распространение акустич. волн в П. сопровождается возникновением электрич. полей, с к-рыми могут взаимодействовать свободные носители заряда. Это имеет место как для тепловых фононов, так и для когерентных УЗ-волн, вводимых в кристалл на входе. В последнем случае наблюдаются эффекты, обусловленные акустоэлектронным взаимодействием. К наиб. важным из них относятся акустоэлектрический эффект и усиление УЗ-волн дрейфом свободных носителей заряда. Акустоэлектрич. эффект представляет собой возникновение пост. электрич. тока или эдс в П. при распространении в нём бегущей УЗ-волны. Этот эффект связан с пространств. группировкой свободных электронов (дырок) в электрич. полях УЗ-волны, с увеличением их волной s и передачей импульса от волны к электронам (см. Усиление электронов фононами). Плотность акустоэлектрич. тока $j = \alpha n / \nu$, где α — коэф. электронного поглощения, n — плотность электронов, ν — интенсивность УЗ-волны; ν_s — скорость звука. В равновкутой цепи возникает акустоэдс $U = j/\sigma$ (σ — электропроводность П.). В П.

с большой константой эл.-механич. связи акустоэдс при $l \sim 1$ Вт/см² может достигать неск. единиц В/см. Если к П. приложено пост. электрич. поле E , в к-ром скорость дрейфа электронов $v_{др} = \mu E > v_s$, то происходит усиление УЗ-волны. Коэф. усиления пропорционален K^2 и зависит от соотношения частоты УЗ, т. е. максимальной частоты $\omega_s = v_s/l$ и диффузионной частоты $\omega_d = s^2/D$, где D — коэф. диффузии. В области частот $\omega/d = 100 - 500$ МГц коэф. усиления может достигать 100 дБ/см.

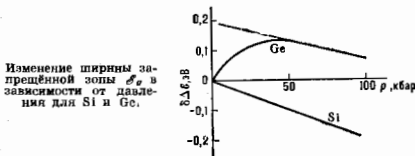
Высокоомные П. применяются в качестве пьезоэлектрических преобразователей для генерации и приёма УЗ, в ультразвуковой дефектоскопии, в акустических линиях задержки, акустооптич. устройствах (см. Акустооптика). Использование акустоэлектронного взаимодействия в П. позволяет создавать усилители УЗ-волн, фазовращатели и преобразователи частоты, устройства аналоговой обработки радиосигналов (фильтры свёртки, корреляции и др.).

Лит.: Гуревич В. Л., Теория акустических свойств пьезоэлектрических полупроводников, ФТЛП, 1968, т. 2, в. 11, с. 1557; Усатов В. И., Взаимодействие аэлектронных потоков с упругими волнами решетки, УФН, 1969, т. 97, в. 2, с. 257; Тае в е р Д. Ж., Р е й н о л д с В. Л., Т е й л о р в е Ф. М., Г у р е в и ч В. Л., Акустоэлектроника полупроводников и металлов, М., 1978. В. В. Леманов.

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ — электроакустич. преобразователи, действие к-рых основано на свойствах обеднённого носителями заряда тонкого слоя пьезополюпроводника. Обычно П. п. являются вибраторами, работающими на резонансной частоте (в диапазоне частот от 10 МГц до 75 ГГц). Используются пьезополюпроводники Cds, ZnO, CdSe, GaAs, AlN, GaP, ZnS и Se. Кристалл пьезополюпроводника, в к-ром формируют обеднённый слой, служит акусопроводом. Благодаря тому, что изменение электропроводности обеднённого полупроводника не вызывает заметного изменения его акустич. параметров, создаётся возможность получения интегральной структуры, объединяющей тонкий высокоомный обеднённый слой пьезополюпроводника и низкоомный звукопровод. Электрич. ВЧ-напряжение, приложенное к такой структуре, почти полностью падает на высокоомном слое, а сам слой работает как пьезопластика (см. Пьезоэлектрические преобразователи). Обеднённый слой может быть создан разл. способами (диффузией примеси, нанесением плёнок, образованием запорного слоя).

П. п. характеризуются большой шириной частотной полосы пропускания, превышающей в отд. случаях 100% от резонансной частоты. Эффективность работы П. п. определяется в осн. электрич. потерями, связанными с наличием электрич. проводимости пьезополюпроводников, и потерями, обусловленными отражением волновых полей от П. п. Используются П. п. и в пассивных и активных УЗ-линиях задержки, в пьезоэлектрич. усилителях, фидлтрах, а также при исследовании распространения *электронной* звуковой волны в веществе, в частности в исследовании электрон-фононного взаимодействия.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, Ч. Б. М., 1967; Пьезоупругие свойства преобразователи и их применение, М., 1973. Е. И. Грыцко. **ПЬЕЗОСПЕКТРОСКОПИЯ** — прецизионный метод исследования зависимости свойств твёрдых тел от внеш. давления методами оптич. спектроскопии. Особенно эффективна П. для изучения электронных свойств полупроводников, зависящих от их зонной структуры, в частности от ширины запрещённой зоны ϵ_g . Т. к. ϵ_g зависит от межатомиого расстояния (межатомной связи), то с увеличением давления p можно было бы ожидать роста ϵ_g . Оказалось, что в *прямоугольных полупроводниках* ϵ_g действительно обычно растёт (исключение — Те и халькогениды Pb). В кристаллах с нек. минимумами ф-ции $\epsilon(p)$ в зоне проводимости (ϵ^- — энергия электрона, p^- — его импульс) для одних минимумов ϵ_g растёт, для других — убывает. Напр., при увеличении давления ϵ_g в Ge увеличивается с градиентом $7,5 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар (в InSb и GaAs — $12 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар), но при $p \geq 50$ кбар X-минимум зоны проводимости становится ниже L-минимума, что означает уменьшение ϵ_g с ростом давления (рис.). Т. о.,



Изменение ширины запрещённой зоны ϵ_g в зависимости от давления для Si и Ge.

отрицат. значение $\Delta \epsilon_g$ означает, что величину ϵ_g начинают определять др. минимум, чем при нормальном давлении.

Теория, описывающая влияние давления на электронный спектр, построена для ковалентных и ионных кристаллов. Отражение и поглощение света в полупроводнике (а также *фотопроводимости*) определяются зависимостью диэлектрич. проницаемости от частоты ω (см. *Диэлектрики*). Действительная ϵ' и мнимая ϵ'' части ф-ции $\epsilon(\omega)$ связаны с коэф. поглощения α и преломления n следующими соотношениями

$$\alpha^2 = \mu[-\epsilon'' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{1/2}] / 2,$$

$$n^2 = \mu[\epsilon' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{1/2}] / 2$$

(μ — магн. проницаемость). Зависимость $\epsilon(\omega)$ определяется электронами и ионами кристалла. Электронная часть диэлектрич. проницаемости $\epsilon_0(\omega) = \epsilon_0^{\infty}(\omega) + i\epsilon_0''(\omega)$. В случае, когда энергия светового кванта $\hbar\omega$ превышает ширину запрещённой зоны ϵ_g полупроводника, $\epsilon_0^{\infty}(\omega)$, определяемое Крамерса—Кронига соотношением, меняется с давлением незначительно, а изменения ϵ_0'' даются ф-лой

$$\epsilon_0''(\omega) = \frac{2^2 \pi^2 e^2}{m^2 \omega^2} |\mathbf{e} \cdot \mathbf{P}|^2 \frac{(M_1 M_2 M_3)^{1/2}}{n} (\hbar\omega - \epsilon_g)^{-1/2}.$$

Здесь m — масса электрона, M_1, M_2, M_3 — гл. компоненты тензора приведённой массы $\mathbf{M} = (m_0^{-1} + m_{\alpha}^{-1})^{-1}$, m_0, m_{α} — гл. компоненты тензора *эффективной массы* электрона и дырки, e — заряд электрона, \mathbf{P} — вектор поляризации света, ϵ — матричные элементы операторов импульса электронов (дырок). Множитель $(\hbar\omega - \epsilon_g)^{-1/2}$ отражает зависимость *плотности состояний* в зоне проводимости (валентной зоне) от энергии кванта. Матричные элементы ϵ слабо зависят от давления (как и постоянная решётки). Незначительно меняются и эфф. массы носителей, т. е. M . Осн. влияние давления связано со сдвигом электронных уровней, определяющих плотность состояний. Давление позволяет не только сдвигать электронные уровни, но и изменять электронный спектр.

По спектральной зависимости коэф. поглощения света $\alpha_0(\omega) \sim \epsilon''(\omega)$ можно определить ϵ_g в исходном и деформированном кристаллах; ϵ_g изменяется с ростом давления примерно на $\pm 10^{-3} - 10^{-2}$ эВ/кбар.

Выход ионов в ф-цию $\epsilon(\omega)$ слабо зависит от давления. Изменения ϵ_m отражают в осн. изменения фонового спектра с давлением. В случае ковалентных кристаллов частоты оптич. продольных LO- и поперечных TO-колебаний решётки растут с давлением, а частоты акустич. LA- и TA-колебаний падают (см. *Колесания кристаллической решётки*). Изменение межатомиого расстояния под действием давления меняет конфигурацию электронной оболочки ковалентных атомов, поэтому меняется и эфф. заряд ионов (знак замещения возможен любой).

Все вышперечисленные эффекты проявляются при однородном гидростатич. давлении. В то время как оно не меняет симметрию решётки, одноосное напряжение понижает симметрию системы и поэтому приводит к расщеплению первоначально вырожденных уровней. Новый тип симметрии кристалла зависит от направления, в к-ром приложено напряжение.

Одноосное напряжение изменяет симметрию зоны Бриллюэна. Поскольку нек-рые точки k в зоне становятся при этом неэквивалентными, приложении одноосного напряжения приводит к дополнит. расщеплению уровней. Это детально проверено при исследовании пьезопоглощения света у края межзонаного перехода и визоотражения в др. критич. точках. Имевто так была подтверждена интерпретация края поглощения в Ge и Si, где минимум зоны проводимости расположен в точке L и на осн Δ .

Метод П. эффективен при изучении симметрии примесных и экзитонных состояний. В случае мелких примесей или слабосвязанных экзитонов прежде всего существенно влияние напряжения на структуру энергетич. зон. Затем устанавливаются, как это сказывается на связанных состояниях, происходящих от разл. критич. точек. У глубоких примесей энергия связи зависит больше от конфигурации ближайших атомов и ионов, чем от сдвигов зон. Поэтому влияние одноосного напряжения на примесные уровни тем сильнее, чем глубже потенциал примеси и чем больше локализованы волновые ф-ции.

Лит.: Анселем А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Martin G. G. Optical properties of semiconductors under pressure, в кн.: Handbook of semiconductors, т. 2 — Optical properties of solids, Amst.—[a. o.], 1980; Sharma H. P., Shanker J., Verma M. P. Effect of hydrostatic pressure on the electronic dielectric constant of ionic crystals, «Phil. Mag.», 1976, в. 34, р. 183; Welford H., Martin R. M. Charge density and structural properties of covalent semiconductors, «Phys. Rev. Lett.», 1978, в. 40, р. 950. C. E. Eucumov.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКИ — вещества, в к-рых при определенных упругих деформациях (напряжениях) возникает электрич. поляризация даже в отсутствие электрич. поля (прямой пьезоэффект). Следствием прямого пьезоэффекта является обратный пьезоэффект — появление механич. деформаций под действием электрич. поля. Проявления прямого и обратного пьезоэффектов могут быть различными, черным может выразаться, напр., в появлении при деформации электрич. поля в отсутствие поляризации, второй — в возникновении при наложении электрич. поля упругих напряжений в отсутствие деформаций. В общем виде речь идет о линейной связи между механич. и электрич. переменными (первые — деформация ϵ , напряжение σ ; вторые — поляризация P ,

Полупроводник	ϵ_g , эВ/бар
Si	5,2
Ge	13
GaSb	14,7
GaAs	15,5
InSb	10
InAs	10
ZnS, ZnSe	6,9
CdS	6
CdSe	—2
GaSe	—5
InSe	—3,5

электрич. поле E , электрич. индукция D ; см. *Диэлектрики*). Первое подробное исследование пьезоэффектов проведено Ж. и П. Кюри (J. et P. Curie) (1880) на кристалле кварца. В дальнейшем пьезоэлектрич. свойства были обнаружены более чем у 1500 веществ.

Пьезоэффекты наблюдаются только в кристаллах, не имеющих центра симметрии. (В кристаллах, обладающих центром симметрии, пьезоэффект невозможен.) Наличие др. элементов симметрии (оси, плоскости симметрии; см. *Симметрия кристаллов*) может запрещать появление поляризации в некоторых направлениях или при деформациях, т. е. также ограничивает число кристаллов — П. В результате П. могут принадлежать лишь к 20 точечным группам симметрии (из 32): 1, 2, 3, 4, 6, m , $2m$, $3m$, $4mm$, $6mm$, 222 , 4 , 422 , $42m$, $6, 622$, $6m2$, 32 , 23 , $m3$. Кристаллы первых 10 классов — *пьезоэлектрики*, т. е. обладают поляризацией в отсутствие внеш. воздействий. В этих кристаллах пьезоэффект проявляется, в частности, в изменении величины спонтанной поляризации при механич. деформации. Пьезоэлектрич. свойства можно создавать в некристаллических диэлектриках за счёт образования в них т. н. пьезоэлектрич. текстур, напр. поляризации в электрич. поле (пьеоокерамика), механич. обработкой (древесина) и др. (см. *Пьезоэлектрические материалы*).

Количеств. характеристикой пьезоэффектов в кристалле является совокупность пьезокоэффициентов (пьезомодулей) — коэф. пропорциональности между электрич. и механич. величинами. При этом одна электрич. величина (напр., E) зависит как от др. электрич. величин (напр., E), так и от механич. величин (или от σ). Напр.: поляризация, возникающая в П. под действием деформации (σ) $P = \epsilon$, где ϵ — пьезомодуль. Полная поляризация с учётом электрич. поля E выражается соотношением

$$P = \epsilon u + \chi^* E.$$

Величина χ^* имеет смысл *диэлектрической восприимчивости* при постоянной деформации. Т. к. механич. деформации могут быть представлены как совокупность 6 независимых величин (сжатия и растяжения вдоль 3 осей, а также сдвиги в плоскостях, перпендикулярных осям), а вектор поляризации P имеет 3 компонента, то в наём. симметричных кристаллах может быть 18 разных пьезокоэффициентов.

Симметрия кристалла ограничивает число независимых пьезомодулей, напр. кристалл точечной группы симметрии 422 имеет только одну независимую пьезокоэффициент. Пьезокоэффициентами являются также величины d , a , b , λ , s в соотношениях

$$P = da + \chi E, \quad \sigma = -aP + \lambda u, \quad u = -bP + \alpha \epsilon$$

и т. п. Все пьезокоэффициенты связаны друг с другом, так что при описании пьезоэлектрич. свойств можно ограничиться только одной совокупностью констант, напр. e .

Величины пьезокоэффициентов различаются для кристаллов разных типов. Для *ионных кристаллов* порядок величины пьезокоэффициентов можно оценить след. образом: пусть при деформации закороченного кристалла ($E = 0$) изменение постоянной решётки (l) равно Δl , так что деформация $\epsilon = l + \Delta l/l$. Разномённые ионы сдвигаются друг относительно друга на величину $\sim \Delta l$, а поляризация $P \propto q \Delta l/l^3$, где q — заряд иона (можно считать равным заряду электрона). Т. о., порядок пьезоэлектрич. константы такой же, как и у атомного электрич. поля $E_0 \sim 10^7$ единиц ГСЭС. Существование больших величин может достигать пьезокоэффициенты у *сенсезоэлектриков*, т. к. их поляризация может быть связана с перестройкой доменной структуры при механич. деформации.

Наличие пьезоэффектов сказывается на характере разл. акустич. явлений. Так, одна из объёмных упру-

гих волн становится поперечной (Гуляева — Блюштейна волна). Отражение и пропускание упругой волны на границе П. и др. среды могут определяться не только соотношением модулей упругости сред, но и тем, является ли др. среда диэлектриком или проводником. Коэф. усиления звука за счёт дрейфа носителей заряда в полупроводнике имеет разную зависимость от частоты звука в П. и в центросимметричных кристаллах.

П. используются в технике в качестве преобразователей механич. колебаний в электрические и электрических — в механические. Они являются осн. материалами *акустозлектроники*.

Лит.: Глазков Д. П., Диффиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Найдя Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Сиروتни Ю. И., Шасюльска Я. М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1978; Таганцев А. К., Пропр., пьезо-, флюксостриктрический и термополяризационный эффекты в ионных кристаллах, «УФН», 1987, т. 152, в. 3, с. 423.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ — вещества (диэлектрики, полупроводники), обладающие хорошо выраженными пьезоэлектрич. свойствами (см. *Пьезоэлектрики*).

Пьезоэлектрич. кристаллы распространены в природе в виде естеств. минералов (кварц, турмалин, цинковая обманка и др.), большинство практически важных П. м. синтезируют (сегнетова соль, ниобат лития, пьезоокерамика, пьезополимеры).

П. м. используются для изготовления *пьезоэлектрических преобразователей* разл. назначения: в гидролокации, УЗ-технике (см. *Ультразвук*), *акустозлектронике*, точной механике и др. Для изготовления пьезоэлемента выбирают П. м., сопоставляя их параметры и характеристики, к-рые определяют эффективность и стабильность работы пьезоэлектрич. преобразователя с учётом его назначения и условий эксплуатации. П. м. характеризуются след. величинами (табл.): матрицами пьезомодулей d и относительной диэлектрич. проницаемостью ϵ^* , коэф. упругой податливости SE , скоростью распространения звуковых волн c , тангенсом угла диэлектрич. потерь $\text{tg} \delta$, механич. добротностью Q_m , плотностью ρ , предельно допустимой темп-рой θ (темп-ра Кюри для сегнетоэлектриков). Во мн. случаях оценивать П. м. удобнее след. параметрами: 1) коэф. ал.-механич. связи K_{ik} (для квазиизотроп. режима, когда длина звуковой волны существенно превосходит размеры пьезоэлемента):

$$K_{ik} = \frac{d_{ik}}{\sqrt{\epsilon_{ii}^* \epsilon_0 S_{kk}'}}$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрич. постоянная вакуума; 2) величиной $(d_{ik}/S_{kk}')^2$, важной для излучателей звука; 3) величиной $K_{ik}^2/\text{tg} \delta$, к-рая входит в выражение ал.-механич. кид преобразователей; 4) отношением d_{ik}/e_{ii}^* , характеризующим чувствительность *приёмника звука* в режиме холостого хода; 5) величиной $d_{ik}/\sqrt{\epsilon_{ii}^*}$, определяющей мин. сигнал, к-рый может быть принят приёмником на фоне электрич. шумов схемы; 6) механич. добротностью Q_m , определяющей акустомеханич. кид излучателя при заданной нагрузке, полосу частот пропускания ал.-механич. фильтров, качество линий задержки.

Большое значение для мощных излучателей звука имеют предельно допустимое механич. напряжение, к-рое зависит от механич. прочности материала, стабильность свойств относительно разогрева, а также нелинейность свойств, при к-рой происходит перекачка энергии в высшие гармоника и уменьшение эффективности (кид) на осн. частоте (рис. 1 и 2).

Кристаллы кварца, несмотря на их сравнительно слабые пьезоэлектрич. свойства, применяются в тех

Основные характеристики пьезоэлектрических материалов

Пьезоэлектрик	Плотность ρ , 10^3 кг/м ³	Скорость звука c_{11} , 10^3 м/с	Диэлектрич. проницаемость, ϵ	S , 10^{-12} м ² /Н	Пьезомодуль d_{31} , 10^{-12} Кл/Н	tgd , 10^3	Механическая добротность, Q_m	Коэффициент элентрорезонансной связи, K_{12}	Примечание
Кварц	2,6	5,47 ⁽¹¹⁾	4,5 ⁽¹¹⁾	12,77 ⁽¹¹⁾	2,31 ⁽¹¹⁾	<0,5	>10 ⁴	0,095	Срез 0° к оси X Срез 45° к оси Z
Дигидрофосфат аммония	1,8	3,25 ⁽²²⁾	15,3	52,6 ⁽²²⁾	24,0 ⁽²²⁾	<1	>10 ³	0,28	
Сульфат лития	2,05	4,7 ⁽²²⁾	19,3 ⁽²²⁾	22,5 ⁽²²⁾	16,3 ⁽²²⁾	<1	>10 ²	0,30	Срез 0° к оси Y Срез 45° к оси X; при T=55°C расширяется на химическое составление
Сегнетова соль	1,77	3,1 ⁽²²⁾	350 ⁽¹¹⁾	37 ⁽²²⁾	275	>5	—	0,65	
Сульфид лития	5,2	1,5 ⁽²²⁾	2200 ⁽²²⁾	86 ⁽²²⁾	150 ⁽²²⁾	5-10	50	0,8 ⁽²²⁾	Поляризован по оси Z $d_{31}=500 \cdot 10^{-12}$ Кл/м
ХГС-2	5,3	1,8	900	9,2 ⁽²²⁾	1300 ⁽²²⁾ 80 ⁽²²⁾	5	20	0,7 ⁽²²⁾	
Ниобат лития	4,64	5,8 ⁽²²⁾	28,6 ⁽²²⁾	5,0 ⁽²²⁾	600 ⁽²²⁾ 18,2 ⁽²²⁾	—	<10 ⁴	0,24 ⁽²²⁾	
				84,6 ⁽²²⁾	5,83 ⁽²²⁾			17,1 ⁽²²⁾	
Пьезокерамика									
Титанат бария ТВ-1	5,3	4,6	1500	8,9	45	2	400	0,2	Пьезоэлементы поляризованы вдоль оси Z (оси 3)
Титанат бария-налция ТВК-3	5,4	4,2	1180	10,7	100	1,3	450	0,5	
		4,7		9,5	113			0,17	
Группа титаната-ниобата свинца на PZT (ЦТС) ЦТС-19	7,45	3,6	1725	10,4	100	3,5	50	0,24	
ЦТБС-3	7,2	3,0	2325	14,9	200	1,2	350	0,44	
		3,5		11,5	158			0,33	
ЦТСНВ-1	7,3	3,2	2325	13,8	>350	1,9	70	0,84	
		2,9		16,3	205			0,27	
PZT-8	7,6	2,6	1000	20,9	>445	0,4	1000	0,69	
		3,4		11,4	93			0,3	
PZT-5Н	7,5	3,1	3400	13,7	218	2,0	65	0,64	
		2,8		17,0	274			0,39	
PZT-4	7,5	2,5	1300	21,3	593	0,5	500	0,75	
		3,3		12,3	123			0,33	
		2,9		15,4	289			0,70	
Пьезополимерная плёнка									
ПВДФ	1,8	1,4-1,9	12	280	20 25	1	—	10	$d_{31}=10 \cdot 10^{-12}$ Кл/м
Пьезокомпозит									
30% PbTiO ₃	3,0	1,8	20	90	—	5	—	—	$d_{31}=12 \cdot 10^{-12}$ Кл/м

Примечание. Значения всех констант даны для темп-ры 18-20° С. Цифры в скобках у монокристаллов определяют индексы соответствующих тензорных характеристик, напр. (11) означает c_{11} , ϵ_{11} , d_{31} , (36/2)- $1/2d_{31}$, и т. д. Для пьезокерамики верх. значения (над чертой) для s и S имеют индексы (11), а для d и K — индексы (31); ниж. значения (под чертой) констант имеют индексы (33). Величины $d_{31} < 0$; $d_{32} > 0$. Значения tgd для кристаллов даны при напряженности поля $E < 0,05$ кВ/см; для пьезокерамики tgd даны в интервале $0,05 < E < 2$ кВ/см; d_V — объёмный пьезомодуль.

случаях, когда требуются высокая механич. добротность и стабильность по отношению к изменению темп-ры (напр., в эл.-механич. фильтрах и различных стабилизирующих устройствах). Кристаллы АРР, сульфата лития и сегнетовой соли, как П. м. для излучателей и приёмников звука, вытеснены пьезокерамикой ввиду её высокой пьезоэлектрич. эффективности.

стабильности и технологичности. Сегнетополупроводники сульфонид лития и выполненный на его основе материал ХГС-2 перспективны для гидроакустич. приёмников звука.

Свойства пьезокерамики, особенно у составов типа ЦТС, с изменением темп-ры варьируют незначительно. Изменение резонаншной частоты в интервале темп-

Рис. 1. Зависимость тангенса диэлектрических потерь tgd от эффективного значения возбуждающего электрического поля для различных типов пьезокерамики.

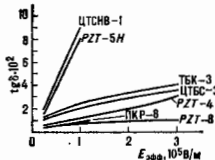
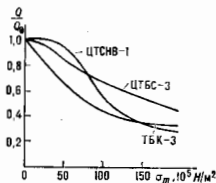


Рис. 2. Зависимость механической добротности Q_m (относительной) от амплитуды механического напряжения для различных типов пьезокерамики.



30–40°C достигает 1,5–2,0% (у сегнетовой соли до 46%), пьезомодуля и диэлектрич. проницаемости — 10–20%. Зависимость параметров пьезокерамики от эсоторного сжатия слаба, однако при действии одностороннего сжатия (10^8 Н/м²) вдоль оси спонтанной поляризации изменение (уменьшение) пьезомодулей может достигать 30–70%, а увеличение диэлектрич. проницаемости от 5 до 60%.

Кристаллы нобата лития, тавталата лития, германата свинца применяются в УЗ-технике в области СВЧ-диапазона (плотность до ГГц) и в акустоэлектронике благодаря чрезвычайно малому затуханию в плх акустич. волн, как объёмных и сдвиговых, так и поверхностных.

Они используются в акустооптике. Для пьезопроводниковых преобразователей в микшх *задержки* и др. устройствах акустоэлектроники используются сульфид кадмия, оксид цинка, арсенид галлия и др. пьезопроводников.

Пьезополимерам относят как поливинилпидефторид (ПВДФ) и сополимеры на его основе, так и пьезоэлектрич. *композиционные материалы* (пьезокомпозиты). Материалы на основе ПВДФ выпускаются в виде плёнок толщиной от 10 мкм до 1 мм и более, металлizadosных и полиаризованных по толщине. Пьезокомпозит может иметь структуру в виде пористого *каркаса* пьезокерамики, пропитанного полимером, или *чаще* в виде частич пьезокерамики (порошка, тонких стержней), распределённых в полимере. П. м. на основе полимеров обладают высокой пьезоэлектрич. эффективностью, эластичностью и рядом техолог. преимуществ.

Пьезоэффект в полимерах возникает в результате неупорядоченого распределения зарядов, при статич. электризации, полимеризации и др. (тип I), а также вследствие ориентации диполей в полярных полимерах при механич. деформировании (тип II), в биополимерах (тип III), при поляризации в электрич. поле (тип IV, электрецы), в результате спонтанной поляризации в таких высокополяриых поликристаллич. полимерах (тип V), как, напр., ПВДФ, полиамиды, сегнетоэлектрич. стёкла и др.

В полимерах типа I и II пьезоэлектрич. коэф. *d* обычно невелики [$d_{33} = (0,1–0,5) \cdot 10^{-12}$ Кл·Н⁻¹]; в материалах типа III и IV они достигают более высоких значений [до $d_{33} = (1–2) \cdot 10^{-12}$ Кл·Н⁻¹]; в материалах типа V — [до $d_{33} = 40 \cdot 10^{-12}$ Кл·Н⁻¹].

Среди пьезокомпозитов наиб. распространены материалы на основе порошка титаната свинца, распределённого в полимере, т.з-за значит. величины объёмного пьезомодуля ($d_V = 30 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н) при достаточно простой технологии изготовления.

Лит.: Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1964; Смирнов С. И., Ф. Г. Фельдман Н. Б., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1971; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; И. Ф. Ф. Е. К. у. У. И. Ф. Ф. Г. Пьезоэлектрические керамики, пер. с англ., М., 1974; Н. С. И. П. Л. Е. и др. Connectivity and piezoelectric—pyroelectric composites, «Mat. Res. Bull.», 1978, v. 13, № 5, p. 525; Powers J. M., An emerging hydrophone technology, «IEEE Trans. Acoust. Speech, 1979, v. 27, № 7, p. 714; R. U., Evaluation of new piezoelectric composites for hydrophone, «Ferroelectrics», 1986, v. 87; Монюге Д.-Л., Blum J. B., Safari A., Sol-gel derived P(VDF) — polymer piezoelectric composites, «Ferroelectrics. Lett. section», 1986, v. 5, p. 93.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ — электромеханич. или *электроакустический преобразователь*, действие к-рого основано на пьезоэлектрич. эффекте (см. Пьезоэлектрики). Осн. часть П. п. состоит из отдельных или объединённых в группы, электрически и механически связанных друг с другом пьезоэлементов, т. е. изготовленных из пьезоэлектрика деталей простой геом. формы (стержень, пластина, диск и т. п.) с нанесёнными на их поверхности электродами.

П. п. применяются в разл. областях техники (УЗ-технологии и дефектоскопии, гидроакустики, радиовещания, виброметрии, акустоэлектронике) в качестве излучателей и приёмников УЗ, элементов *гидроакусти-*

ческих антенн, микрофонов и гидрофонов, пьезоэлектрич. трансформаторов, резонаторов, фильтров и др. Соответственно этому весьма широк диапазон рабочих частот П. п. — от единиц Гц в сейсмич. исследованиях до ГГц в акустоэлектронике. В зависимости от назначения и диапазона рабочих частот в П. п. используются разл. пьезоэлектрики. Наиб. широкое распространение в УЗ-технике и гидроакустике получили П. п. из пьезокерамики, в акустоэлектронике — пьезоэлектрич. и пьезополупроводниковые монокристаллы, П. п. Пьезоэлектрич. преобразователи — излучатели, вибраторы, пьезорезонаторы — используются в узком диапазоне частот вблизи резонанса их механич. системы, а П. п. — приёмники — как на резонанс, так и в широком диапазоне частот вне резонанса. В зависимости от диапазона частот, назначения и условий работы применяются П. п. разл. типов. В области высоких частот (> 100 кГц) преим. используют П. п. в виде облобочек и пластин, совершающих колебания по толщине, на частотах выше 10 МГц и в диапазоне ГГц — стержни, П. п. в виде тонких пластин или плёнок из пьезополупроводников, при резонансных рабочих частотах 40–100 кГц — стержни, совершающие продольные колебания. В качестве излучателей и приёмников звука часто применяют П. п. в виде пьезокерамич. цилиндров с использованием поперечного и продольного пьезоэффекта. В области частот ниже 5–10 кГц используют П. п. в виде биморфных пластин, совершающих поперечные изгибные или крутильные колебания. Свойства таких П. п. существенно зависят от условий закрепления пластин. П. п. в виде полых пьезокерамич. сфер применяются как широкополосные, ненаправленные гидрофоны. Используются также т. н. пьезокомпозиты и пьезополимеры (гл. обр. для приёмников звука).

Расчёт П. п. имеет целью установить связь между величинами электрическими (напряжение на электродах *U*, ток через преобразователь *I*) и механическими (приложенная к механич. системе сила *F*, смещение ξ или колеб. скорость v_m). При расчётах П. п. может быть замещён эл.-механич. схемой, эквивалентной ему с точки зрения расчёта соотношения между эл.электрич. и механич. (акустич.) величинами.

Кид П. п. существенно зависит от величины сопротивления нагрузки r_n , на к-рую работает излучающий преобразователь, и от величины механического r_m и электрического *R* сопротивлений преобразователя. Кид П. п. может достигать 40–70%. Макс. мощность, к-рую может развивать П. п., ограничивается величинами допустимых напряжённостей электрич. поля и механич. динамич. напряжений в П. п., а также его разогревом.

Лит.: Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; Г. у. т. и Л. Я., Изобр. труды, Л., 1977; Справочник по гидроакустике, Л., 1982.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР — пьезоэлектрический преобразователь с ярко выраженными резонансными свойствами вблизи собств. частот колебаний механич. системы (см. также Резонанс). Представление П. р. в виде эквивалентной схемы с сосредоточенными параметрами см. на рис. 1. При внеш.

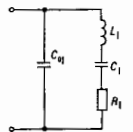


Рис. 1. Эквивалентная схема пьезоэлектрического резонатора.

возбуждающей частоте $f = f_p$ наступает механич. резонанс и ток в электрич. цепи П. р. достигает макс. значения. При повышении частоты до $f_a > f_p$, называе-

мой частотой антирезонанса, impedance П. р. становится максимальным, а ток в его цепи — минимальным (резонанс токов). Величину $\Delta f = f_a - f_p$ называют резонансным промежуток. Качество П. р. определяется остротой его частотной характеристики (рис. 2) и величиной кид. Значение частот f_p и f_a позволяет определить ряд важных характеристик П. р.,

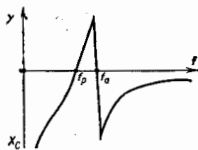


Рис. 2. Зависимость реактивного сопротивления пьезоэлектрического резонатора от частоты колебания.

и в первую очередь коэф. эл.-механич. связи $K \approx \sqrt{2\Delta f/f_p}$. Экспериментально параметры П. р. определяются методами резонанса — антирезонанса, переменной электрич. нагрузки, круговых диаграмм и др.

П. р. широко используются в радиотехнике, электронике, электроакустике и др. в качестве фильтров, резонаторов, в задающих генераторах, резонансных пьезообразователей и пьезотрансформаторов. Пьезоэлектриком в П. р. служит кристалл кварца или пьезокерамика с малыми потерями. Кварцевые резонаторы применяются в качестве резонансных контуров генераторов электрич. ВЧ-колебаний. Высокая добротность ($10^4 - 10^6$) кварцевого резонатора определяет малый уход частоты генератора от её номинального значения [$10^{-3} - 10^{-5}\%$] при изменении окружающей темп-ры, давления и влажности. Разработаны микроинантарные кварцевые резонаторы на частоты колебаний 30 кГц — 8,4 МГц, нашедшие применение в электронных часах, системах автентронного зажигания двигателей внутр. сгорания и др. П. р. на основе кварца используются в акустоэлектронных устройствах фильтрации и обработки сигналов: монолитных пьезоэлектрич. фильтрах, а также фильтрах и резонаторах на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Осн. достоинство резонаторов на ПАВ — возможность использования в устройствах стабилизации частоты и узкополосной фильтрации в диапазоне частот 100—1500 МГц. Пьезоэлектрич. фильтры из пьезокерамики, как правило, многоэлементные, изготавливают на частоты 1 кГц — 10 МГц. При этом на частотах до 3,5 кГц используют биморфные пьезоэлементы, когда П. р. совершает резонансные колебания изгиба по грави; в

Параметры пьезоэлектрического резонатора

Основные параметры	Производные параметры
Емкость П. р., заторможенного по отношению к рассматриваемому резонансу C_{0p}	Емкостное отношение $\gamma = C_{0p}/C_1$
Динамич. ёмкость C_1	Механич. добротность $Q_m = \frac{\omega_0}{R_1} = \frac{1}{\omega_p C_1 R_1}$
Динамич. индуктивность L_1	Коэф. качества $K = \frac{Q_m}{\gamma} = \frac{1}{\omega_p C_0 R_1}$
	Резонансная частота $f_p = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}$
Эквивалентное сопротивление механич. потерь R_1	Частотная постоынная $N = \rho l^3$
	Константа динамич. ёмкости $G_1 = \frac{C_1}{A}$

Примечание. d — резонансный размер; l — расстояние между электродами; A — площадь электродов.

диапазоне 40—200 кГц применяют П. р. с продольными колебаниями по длине, а на частотах 200—800 кГц — П. р. в виде дисков, совершающих радиальные колебания. На частотах св. 1 МГц используют толщинные колебания пьезокерамич. колец. Рассматриваемые фильтры отличаются простотой конструкции, малыми (по сравнению с LC-фильтрами) габаритами и стабильными рабочими характеристиками (табл.).

Лит.: Кэйд и Уэ. Пьезоэлектричество и его практическое применение, пер. с англ., М., 1948; Пьезокерамические проб. резонатели, под ред. С. И. Пугачева, Л., 1984; Интегральные пьезоэлектрические устройства фильтрации и обработки сигналов, под ред. В. Ф. Усольцова, В. В. Дмитриева, М., 1985.

Ф. Ф. Лейва, С. И. Пивов

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСТВО — обратная эл.-механич. связь: электрич. поляризации и механич. деформации, наблюдаемая в виде прямого и обратного пьезоэлектрич. эффектов в кристаллич. средах с определ. симметрией, см. Пьезоэлектрики.



РАБИ МЕТОД — метод исследования энергии структуры атомов и молекул, основанный на явлении резонансного поглощения радиочастотного поля при совпадении частоты поля с частотой *квантового перехода* в этих системах. Разработан И. Раби (I. Rabi) в 1938 для молекулярных и атомных пучков.

При помощи Р. м. впервые наблюдался ядерный магнитный резонанс в нейтральных молекулярных пучках, при этом радиочастотное магн. поле H_1 вызывало резонансную переориентацию магн. моментов молекул. Пучок молекул, выходящий из источника O , отклоняется неоднородным магн. полем (магнит A на рис.), а затем фокусируется на детектор D неоднородным полем с градиентом противоположного знака (магнит B). Поля подбирают так, чтобы молекулы попадали на детектор независимо от их скорости. В азоре магнита C , создающего однородное магн. поле H_0 , помещают проволочную петлю, соединяющую с радиочастотным генератором и создающую поле H_1 . В результате переориентации магн. моментов нарушается условие фокусировки и уменьшается число молекул, попадающих на детектор. Резонанс наблюдают по изменению интенсивности пучка на детекторе при изменении напряженности поля H_0 или частоты генератора ω .

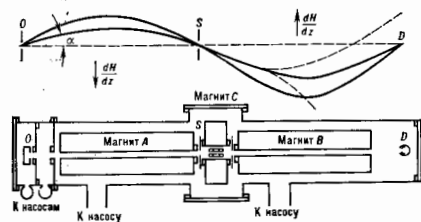
В квантовой теории переориентации магн. моментов описывают как переход между двумя уровнями энергии молекул. Вероятность перехода под действием осциллирующего возмущения за время t равна

$$P(t) = \left(\frac{\Omega}{\omega} \sin \frac{\tilde{\omega} t}{2} \right)^2,$$

где $\Omega = \omega_0 H_1 / H_0$ — частота Раби, $\omega_0 = \gamma H_0$ — угл. частота прецессии магн. момента, γ — гиромагн. отношение, $\tilde{\omega}^2 = \Omega^2 + (\omega - \omega_0)^2$ (см., напр., Дуги, *Уровневая система*). Время t воздействия поля H_1 в молекулу равно l/v , где l — размеры области, в которой $H_1 \neq 0$, v — скорость молекулы. Вероятность $P(t)$ нужно усреднить в соответствии с распределением молекул по скоростям. Ширина резонанса по частоте обратно пропорциональна величине l/v_0 , где v_0 — ср. скорость молекул, но с увеличением l уменьшается интенсивность пучка.

Н. Рамзей (N. Ramsay) усовершенствовал Р. м., добившись существенного сужения резонанса. При этом пучок молекул последовательно проходит через

две области строго сфазированного радиочастотного поля, размером l каждая, к-рые размещены в пространстве на расстоянии L . При $L \gg l$ и узком распределении молекул в пучке по скоростям выходной сигнал в таком устройстве, как ф-ция ω , представляет собой не



одиночный резонанс, как в Р. м., а систему резонансов с расстоянием d между соседними максимумами ω/L . При нулевой разности фаз между осциллирующими полями в соседних областях центр максимума точно совпадает с ω_0 , а его полная ширина определяется временем пролёта молекул между областями с двумя размещёнными радиочастотными полями.

Обычно Р. м. используют в спектрометрах радиочастотного диапазона (см. *Радиоспектроскопия*). Одним из важнейших применений Р. м. является измерение маг. моментов протона, дейтрона и электрона. Р. м. лежит в основе квантовых стандартов частоты и мн. методов исследования спектральных характеристик газов, жидкостей и твёрдых тел.

Лит.: Рамзаев А. Н. Молекулярные пучки, дер. с англ., М., 1969; Физические основы квантовой радиодинамики, Л., 1985. А. Н. Утёмов.

РАБОТА в термодинамике — способ обмена энергией между термодинамич. системой и окружающими телами при изменении внеш. параметров состояния, к-рые определяют положение границ системы или её частей и взаимодействие с внеш. силовыми полями; кол-во энергии, передаваемое этим способом. Др. способом обмена энергией, связанным с изменением энтропии, является передача теплоты. Величина Р. максимальна для квазистатич. процессов (принцип максимальной работы), в этом случае выражение для Р. δW , производимой системой при бесконечно малом изменении внеш. параметров $dx = \{dx_i\}$, записывают по аналогии с механикой в виде $\delta W = Xdx = \sum_i X_i dx_i$ (X_i — соответствующая параметру x_i обобщённая сила, характеризующая реакцию системы на квазистатич. изменение dx_i). Выражение для Р. совершаемой при конечном изменении состояния, записывают в виде интеграла

$$\Delta W = \int_1^2 \delta W = \int_1^2 \sum_i X_i dx_i.$$

Это выражение существенно зависит от того, какие значения имеют величины $X_i = X_i(T, x, N)$ в каждом из промежуточных состояний квазистатич. перехода $1 \rightarrow 2$, к-рые определяются не только набором параметров x_i , но и значениями темп-ры T (или энтропии) и чисел частиц отд. компонентов $N = \{N_i\}$. Величина ΔW зависит от пути интегрирования, а δW не является полным дифференциалом в переменных (T, x, N) , определяющих термодинамич. состояние системы. Поэтому в результате замкнутого кругового процесса можно получить отличную от нуля работу. Величина δW участвует наряду с изменением внутр. энергии dU и величиной подводимого к системе тепла,

δQ в балансе, выражающем первое и второе начала термодинамики для квазистатич. процессов:

$$\delta Q = TdS = dU + \delta W - \mu dN,$$

где $\mu = \{ \mu_i \}$ — хим. потенциалы компонентов системы. Для адиабатических изолиров. системы ($dS = 0$) с фиксиров. числом частиц ($dN = 0$) выражение для δW определяется изменением внутр. энергии, (δW)_{ад} = $-(dU)$, для системы с фиксиров. темп-рой — изменением её свободной энергии, (δW)_Т = $-d(U - TS)$ = $-(dF)$, и т. д.

Примеры. Р. пространственно однородной системы при изменении dV её объёма равна $\delta W = pdV$ (p — давление; при падении касательных напряжений выражение для δW составляется в соответствии с правилами теории упругости). Для поверхностной плёнки $\delta W = -\sigma dS$ (σ — коэф. поверхностного натяжения, S — площадь поверхности раздела фаз). Для гальванич. элемента $\delta W = Edq$ (E — эдс элемента, dq — протекший через него заряд). Для диэлектриков используют неск. вариантов выбора параметров состояния и соответствующих им выражений для удельной Р. $\delta w = \delta W D = -(EdD)/4\pi$ — полная Р. (E — напряжённость электрич. поля, D — индукция); $\delta w_E = PdE$, $\delta w_P = -EdP$ (P — поляризация диэлектрика). Для магнетика уд. Р.: $\delta w_H = -(HdB)/4\pi$, $\delta w_M = -HdM$, $\delta w_H = MdH$ (B и M — соответственно магн. индукция и намагниченность). Приведённые варианты для δw отличаются друг от друга на величины, являющиеся полными дифференциалами (для диэлектрика это $E^2/8\pi$ и $-(EP)$), к-рые можно включить в дифференциал внутр. энергии dU , поэтому каждому из выборов x_i соответствует согласованное определение величины δw_i и dU_i .

Лит.: см. при стр. Термодинамика.
РАБОТА с илы — мера действия силы, зависящая от её модуля и направления и от перемещения точки приложения силы. Если сила F постоянна по модулю и направлению, а перемещение M_0M_1 прямолинейно (рис. 1), то Р. определяется равенством $A = Fscos\alpha$, где $s = M_0M_1$, α — угол между направлениями силы

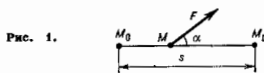


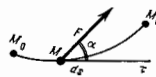
Рис. 1.

и перемещения. Если $\alpha < 90^\circ$, то $A > 0$, а если $180^\circ \geq \alpha > 90^\circ$, то $A < 0$; если же $\alpha = 90^\circ$, т. е. если сила перпендикулярна перемещению, то $A = 0$. Единицы измерения Р. — джоуль, эрг ($1 \text{ эрг} = 10^{-7} \text{ Дж}$) и килограмм-метр ($1 \text{ кгс-м} \approx 9,81 \text{ Дж}$).

В общем случае для вычисления Р. силы вводит понятие элементарной работы $dA = Fscos\alpha = F ds$, где ds — элементарное перемещение точки приложения силы, α — угол между силой и касательной к траектории её приложения, направленной в сторону перемещения точки, F_s — проекция силы на эту касательную (рис. 2). В декартовых координатах

$$dA = F_x dx + F_y dy + F_z dz, \quad (1)$$

Рис. 2.



где F_x, F_y, F_z — проекция силы на координатные оси; x, y, z — координаты точки её приложения. В обобщённых координатах

$$dA = \sum_i Q_i dq_i, \quad (2)$$

где q_1 — обобщенные координаты, Q_1 — обобщенные силы. Для сил, действующих на тело, имеющее неподвижную ось вращения z , $dA = M_z d\varphi$, где M_z — сумма моментов сил относительно оси вращения, φ — угол поворота тела. Для сил давления $dA = p dV$, где p — давление, V — объём.

Р. силы на конечном перемещении определяется как предел интегральной суммы соответствующих элементарных работ и при перемещении M_0, M_1 выражается криволинейным интегралом

$$A = \int_{M_0, M_1} (F_x \cos \alpha) ds \quad \text{или} \quad A = \int_{M_0, M_1} (F_x dx + F_y dy + F_z dz).$$

Для потенциальных сил $dA = dU$ или $dA = -d\Pi$, где U — силовая функция, Π — потенциальная энергия системы, $A = U_1 - U_0$ или $A = \Pi_0 - \Pi_1$, где U_0, U_1, Π_0, Π_1 — значения соответствующих величин в начальном и конечном положениях системы; в этом случае Р. в зависит от вида траекторий точек приложения сил. При движении механич. системы сумма работ всех действующих сил на векром перемещения этой системы равна изменению её кинетической энергии T на этом же перемещении, т. е.

$$\sum A_i = T_1 - T_0.$$

Понятие Р. широко используется в механике и в др. областях физики, а также в технике. С. М. Торс.
РАБОТА ВЫХОДА — энергия, к-рая затрачивается твёрдым или жидким телом при тепловом возбуждении электрона этого тела в вакуум (в состоянии с равной нулю кинетич. энергией). Р. в. равна разности двух энергий: 1) энергии покоящегося электрона, находящегося в такой точке вне тела, к-рая, с одной стороны, удалена от поверхности тела на расстояние, во много раз превышающее межатомные расстояния, а с др. стороны, гораздо ближе к рассматриваемой поверхности тела, чем к др. телам и к краю этой поверхности (в частности, эта точка должна быть далека от края рассматриваемой кристаллич. грани); 2) эл.-хим. потенциала электронов в рассматриваемом теле, к-рый в состоянии термодинамич. равновесия одинаков во всех точках тела. Если эл.-статич. потенциал в вакууме в указанной точке равен $\Phi_{\text{вак}}$, в объёме тела — $\Phi_{\text{об}}$, \mathcal{E}_F — ферми-энергия электронов (уровень их хим. потенциала), $\mathcal{E}_F - e\Phi_{\text{об}}$ — эл.-хим. потенциал электронов в рассматриваемом теле, то Р. в. равна

$$\Phi = -e\Phi_{\text{вак}} - (\mathcal{E}_F - e\Phi_{\text{об}}). \quad (1)$$

Осн. часть Р. в. представляет собой энергию связи электрона в твёрдом теле с атомными ядрами и др. электронами и аналогична энергии ионизации атомов и молекул. Однако есть ещё вклад в Р. в., связанный с наличием в приповерхностной области любого тела двойного электр. слоя. Он возникает даже на идеально нравильной и чистой поверхности кристалла в результате того, что «центр тяжести» плотности электронов в приповерхностной кристаллич. ячейке не совпадает с плоскостью, в к-рой расположены яоны. При этом разность $\Phi_{\text{вак}} - \Phi_{\text{об}} = 4\lambda P_s$, где P_s — дипольный момент двойного слоя, приходящийся на единицу площади поверхности ($P_s > 0$, если дипольный момент направлен наружу). Толщина двойного слоя в металлах и аналогичного двойного слоя в полупроводниках порядка межатомных расстояний. В полупроводниках вблизи поверхности помимо этого возникает ещё двойной слой в виде области пространственного заряда, толщина к-рой может достигать тысяч межатомных расстояний.

Р. в. — характеристика поверхности тела. Грани одного и того же кристалла, образованные разными кристаллографич. плоскостями или покрытые разными

веществами, имеют разные величины Р. в. и потому разные Р. в. Потенциал $\Phi_{\text{вак}}$ этих поверхностей разный (каждый из этих потенциалов определяется в точке, близкой к соответствующей поверхности), поэтому угод поверхности возникает контактная разность потенциалов и соответствующее эл.-статич. поле.

Р. в. может быть сильно изменена адсорбцией разл. атомов или молекул на поверхности (адсорбиров. частицы изменяют величину P_s) даже в том случае, когда объёмные свойства тела неизменны. Атомы металлов с малой энергией ионизации, напр. Cs, снижают Р. в. — в нек-рых полупроводниках до величин ~ 4 эВ (см., напр., табл.).

Если на поверхности полупроводника нет поверхностных состояний (напр., поверхности (110) GaAs и InP), то при изменении уровня Ферми \mathcal{E}_F (при легировании полупроводника или изменении темп-ры) изменяется и Р. в. — в соответствии с ф-лой (1). Однако при большой плотности поверхностных состояний (как, напр., у Ge, Si) изменение \mathcal{E}_F вызывает такое изменение $\Phi_{\text{вак}} - \Phi_{\text{об}}$, к-рое компенсирует изменение \mathcal{E}_F , так что Р. в. оказывается почти постоянной к изменениям \mathcal{E}_F в объёме полупроводника.

Р. в. определяет величину и температурную зависимость тока термоэлектронной эмиссии. В зависимости от того, в каких условиях происходит эмиссия электронов — адиабатических или изотермических, с Р. в. совпадает изменение внутр. энергии или соответственно свободной энергии тела, связанное с испусканием одного электрона.

Мин. энергия, требуемая для эмиссии электрона при фотоэлектрич. эффекте, при вторичной электронной эмиссии, когда эмиссия происходит не в результате спонтанного теплового возбуждения за счёт внутр. энергии тела, а под действием внешнего источника (света, быстрого электрона), в общем случае отличается от Р. в., к-рую поэтому для определённости называют термоминимумом $\Phi_{\text{т}}$ в металлах и сильно легированных (вырожденных) полупроводниках, в к-рых верх. уровень заполненных электронами состояний совпадает с \mathcal{E}_F , фотоэлектрич. Р. в. совпадает с термоэлектронной Р. в. Но в сравнительно чистых полупроводниках верхний заполненный уровень совпадает с краем валентной зоны, к-рый во мн. случаях ниже \mathcal{E}_F , вследствие чего фотоэлектрич. Р. в. больше термоэлектронной Р. в.

Р. в. измеряют по температурной зависимости и по величине термоэмиссионного тока; в металлах и вырожденных полупроводниках — по красной границе внеш. фотоэффекта. Контактная разность потенциалов U_K двух тел равна разности их Р. в.; измеряя U_K между исследуемой поверхностью и эталонной, Р. в. к-рой известна, находят Р. в. первой.

Работа выхода (в эВ) некоторых поликристаллических металлов, полупроводников и отдельных граней монокристалла вольфрама

Li	2,38	Fe	4,31	Cu	4,40	Ge	4,76	Ni(Cs)	
K	2,22	Cr	4,58	Ag	4,3	Si	4,8	W (110)	1,37
Cs	1,81	Co	4,41	Au	4,30	Ag ₂ O(Cs)		W (111)	2,3
							0,75	W (100)	4,4
Ni	4,50	Mn	3,83	W	4,54	Ta(Cs)	1,1	W (111)	4,6

Примечание. (Cs) обозначает покрытие цезием.

Лит.: Фоменко В. С., Эмиссионные свойства материалов, Справочник, 4 изд., К., 1981; Дюбрецко в Л. Н., Толмачёва и М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Рильерс Р. X., Работа выхода. Измерения и результаты, в сб.: Поверхностные свойства твёрдых тел, под ред. М. Грина, пер. с англ., М., 1972. Ш. М. Ногам.

РАВНОВЕСИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ — состояние, при к-ром все точки механич. системы находятся в покое по отношению к рассматриваемой системе отсчёта. Если система отсчёта является инерциальной,

равновесие наз. абсолютным, в противном случае — относительным. Изучение условий Р. м. с. — одна из осн. задач статистики. Условия Р. м. с. имеют вид равенств, связывающих действующие силы и параметры, определяющие положение системы; число этих условий равно числу степеней свободы системы. Условия относ. Р. м. с. составляются так же, как и условия абс. равновесия, если к действующим на точки системы силам прибавить соответствующие переносные силы инерции. Необходимые и достаточные условия равновесия свободного твёрдого тела состоят в равенстве нулю сумм проекций на три координатные оси $Oxyz$ и сумм моментов относительно этих осей всех приложенных к телу сил, т. е.

$$\sum F_{kx} = 0, \quad \sum F_{ky} = 0, \quad \sum F_{kz} = 0; \\ \sum m_x F_k = 0, \quad \sum m_y F_k = 0, \quad \sum m_z F_k = 0. \quad (1)$$

При выполнении условий (1) тело будет по отношению к данной системе отсчёта находиться в покое, если скользящая точка находится относительно этой системы в момент начала действия сил были равны нулю. В противном случае тело при выполнении условий (1) будет совершать т. н. движение по инерции, напр. двигаться поступательно, равномерно и прямолинейно, равномерно вращаться вокруг одной из своих г. ц. центр. осей инерции или совершать вокруг центра масс более сложное движение, в частности регулярную прецессию. Если твёрдое тело не является свободным (см. *Связи механических тел*), то условия его равновесия дают те же равенства (1) (или их следствия), к-рые не содержат реакций наложенных связей; остальные равенства дают ур-ния для определения неизвестных реакций. Напр., для тела, имеющего неподвижную ось вращения Oz , условием равновесия будет $\sum m_x F_k = 0$; остальные равенства (1) служат для определения реакций подшипников, закрепляющих ось. Если тело закреплено наложенными связями жёстко, то все равенства (1) дают ур-ния для определ. реакций связей. Такого рода задачи часто решаются в технике.

На основании *отвердевших принципов* равенства (1), не содержащие реакций внеш. связей, дают одновременно необходимые (но недостаточные) условия равновесия любой механич. системы, в частности деформируемого тела. Необходимые и достаточные условия равновесия любой механич. системы могут быть найдены с помощью *возможных перемещений принципа*. Для системы, имеющей n степеней свободы, эти условия состоят в равенстве нулю соответствующих обобщённых сил:

$$Q_1 = 0, \quad Q_2 = 0, \dots, Q_n = 0. \quad (2)$$

Из состояний равновесия, определяемых условиями (1) и (2), практически реализуются лишь те, к-рые являются устойчивыми (см. *Устойчивость равновесия*). Равновесия жидкостей и газов рассматриваются в *гидростатике* и *аэростатике*.

С. М. Тарг.

РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЫ в магнитном поле — состояние плазмы, в к-ром сила газостатич. давления, действующая на любой элемент её объёма, уравновешивается силой Ампера; одно из необходимых условий магн. *удержания плазмы*. В случае скалярного (изотропного) давления плазмы $p(r)$ в пренебрежении силой тяжести условие равновесия имеет вид:

$$\nabla p = [jB] = -\nabla(B^2/2\mu_0) + (B \nabla) B / \mu_0. \quad (*)$$

Здесь $j = rot B / \mu_0$ — плотность электр. тока, B — магн. индукция, $div B = 0$, μ_0 — магнитная постоянная (система единиц СИ). Ур-ние равновесия (*) накладывает существенное ограничение на форму возможной равновесной конфигурации плазмы, выражаемое

требованием $rot(B \nabla) B = 0$. Напр., в частю торoidalного магн. поля $B_z \neq 0$ (т. е. при $j_z = 0$) невозможно равновесие, ограниченное вдоль оси z (оси симметрии), т. к. в этом случае и поле и давление постоянны вдоль оси z :

$$rot(B \nabla) B = -\nabla p \partial B_z / \partial z - \partial p / \partial z = -\partial(B_z^2 / 2\mu_0) / \partial z = 0.$$

Конфигурация магн. поля, в к-рых возможно равновесие ограниченного объёма плазмы, образуют *магнитные ловушки*. Как следует из теоремы вириала, — интегрального выражения ур-ния равновесия (*), — равновесие ограниченного объёма плазмы невозможно за счёт только магн. поля, создаваемого током в самой плазме. Напр., хотя в кольце плазмы с током благодаря *пинч-эффекту* осуществляется равновесие по малому радиусу, равновесия по большому радиусу нет и под действием ал-динамики. сил кольцо растягивается (даже и при наличии стягивающего внутр. торoidalного магн. поля). Чтобы подобная кольцевая конфигурация с током и торoidalным магн. полем была в равновесии, необходимо либо внешнее поперечное к плоскости кольца магн. поле, либо внеш. плазма с давлением, превышающим давление плазмы в кольце. Такого рода магн. трубки наблюдаются в фотосфере Солнца. В последнем случае следует скорее говорить не о Р. п. в магн. поле, а о равновесии магн. поля в плазме.

Р. п., описываемое ур-нием (*), реализуется при условиях, что оно устойчиво (см. *Удержание плазмы*). Лит.: Шафранов В. Д., *Равновесие плазмы в магнитном поле*, в сб.: *Вопросы теории плазмы*, в. 2, М., 1963, с. 92; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979, гл. 2, § 9; Кадомаце В. Б., *Коллективные явления в плазме*, М., 1988, гл. 1, § 3. В. Д. Шафранов. **РАВНОВЕСИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЕ** — состояние замкнутой статистич. системы, в к-ром ср. значения всех физ. величин и параметров, его характеризующих (напр., темп-ры и давления), не зависят от времени. Р. с. — одно из осн. понятий *статистической физики*, играющее такую же важную роль, как *равновесие термодинамическое в термодинамике*. Р. с. не является обычным равновесием в механич. смысле, т. к. в системе постоянно возникают малые флуктуации физ. величин около их ср. значений; равновесие является подвижным, или динамическим. В статистич. физике Р. с. описывают с помощью разл. *Гиббса распределений* (микроравновесия, канонич. и большого канонич. распределения) в зависимости от типа контакта системы с окружающей средой (термостатом), запрещающего или разрешающего обмен с ней энергией или частицами. Статистич. физика позволяет описать также флуктуации в состоянии Р. с.

В теории неравновесных процессов важную роль играет понятие и с о л о г о Р. с. (квазиравновесное состояние), при к-ром параметры системы зависят от времени (эта зависимость может быть слабой). Применяется также понятие л о к а л ь н о г о Р. с., при к-ром темп-ра и хим. потенциал в малом элементе объёма (содержащем большое число частиц и движущемся с гидродинамич. скоростью) зависят от времени и пространственных координат (см. *Локальное термодинамическое равновесие*). Это понятие служит основой для гидродинамич. описания неравновесных состояний.

Л. Н. Зубович.

РАВНОВЕСИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ — состояние термодинамич. системы, в к-рое она самопроизвольно приходит через достаточное большое промежуток времени в условиях изоляции от окружающей среды. При Р. т. в системе прекращаются все *необратимые процессы*, связанные с диссипацией энергии: теплопроводность, диффузия, хим. реакции и др. В состоянии Р. т. параметры системы не меняются со временем (строго говоря, те из параметров, к-рые не фиксируют задаваемые условия существования системы, могут испытывать флуктуации — малые колебания около своих ср. значений). Изоляция системы не исключает опреде.

типа контактов со средой (напр., теплового контакта с термостатом, обмена с ним веществом). Изоляция осуществляется обычно при помощи неподвижных стенок, распространяемых для вещества (возможно также случаи подвижных стенок и полупроницаемых перегородок). Если стенки не проводят теплоты (как, напр., в сосуде Дьюара), то изоляция наз. адиабатической. При теплопроводящих (диатермических) стенках между системой и внеш. средой, пока не установилось Р. т., возможен теплообмен. При полупроницаемых для вещества стенках Р. т. наступает, когда в результате обмена веществом между системой и внеш. средой выравниваются хим. потенциалы среды и системы. Переход системы в Р. т. наз. релаксацией.

Одно из условий Р. т. — механич. равновесие, при котором невозможны никакие макроскопич. движения частей системы, но поступат. движение и вращения системы как целого допустимы. В отсутствие внеш. полей и вращения системы условием её механического равновесия является постоянство давления во всём объёме системы. Др. необходимые условия Р. т. — постоянство темп-ры и хим. потенциала в объёме системы, они определяют термическое и химическое равновесие системы.

Достаточные условия Р. т. (условия устойчивости) могут быть получены из второго начала термодинамики; к ним, напр., относятся: возрастание давления при уменьшении объёма (при пост. темп-ре) и положит. значение теплоёмкости при пост. давлении. В общем случае система находится в Р. т. тогда, когда термодинамич. потенциал системы, соответствующий независимым в данных условиях переменным, минимален (см. *Потенциалы термодинамические*), а энтропия — максимальна.

Лит.: Леонович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд. М., 1952; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Мюллер А., Химическая термодинамика, пер. с нем., М., 1971; Д. Н. Зубарев.

РАВНОВЕСИЯ СОСТОЯНИЯ динамической системы — состояние динамической системы, к-рое не изменяется во времени. Р. с. может быть устойчивым, неустойчивым и безразлично-устойчивым. Движение системы вблизи равновесия (при малом от него отклонении) существенно различается в зависимости от характера (типа) Р. с. В случае систем с одной степенью свободы, если Р. с. устойчиво, то при малом возмущении (отклонении) система возвращается к нему, совершая затухающие колебания (на фазовой плоскости такому движению соответствует устойчивый фокус — рис. 1, а) или движется аperiodически (устойчивый узел — рис. 2, а). Вблизи неустойчивого Р. с. малые отклонения системы нарастают, при этом система совершает колебания (неустойчивый фокус — рис. 1, б) или движется аperiodически (неустойчивый узел —

рис. 1. Поведение траекторий в окрестности устойчивого (а) и неустойчивого (б) фокусов; здесь $n = 2$, $\lambda_{1,2} = \alpha \pm i\omega$, $\alpha < 0$ (а) и $\alpha > 0$ (б).

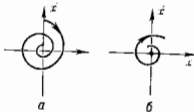


рис. 2. Траектории в окрестности устойчивого (а) и неустойчивого (б) узлов; $\lambda_2 < \lambda_1 < 0$ (а), $0 < \lambda_1 < \lambda_2$ (б).

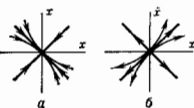


рис. 2, б); вблизи седлового Р. с. (рис. 3) возможно вынажде приближение к Р. с., а затем уход от него. Наконец, в случае безразлично-устойчивого Р. с. («центр», рис. 4) малые отклонения приводят к незату-

хающим колебаниям вблизи Р. с. Для систем с пск. степенями свободы движение системы вблизи Р. с. может быть более сложным и существенно зависит от характера начального отклонения.

рис. 3. Состояние равновесия типа «седло».

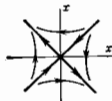
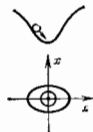


рис. 4. Замкнутые траектории в окрестности точки типа «центр».



Движение динамич. системы вблизи Р. с. чаще всего описывается линеаризов. ур-ниями, имеющими решение в виде сумм экспонент $a_i \exp(\lambda_i t)$ с комплексными (в общем случае) характеристич. показателями λ_i — корнями характеристич. ур-ния:

$$\det(A - \lambda E) = 0,$$

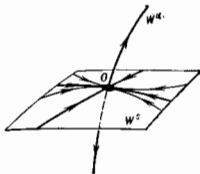
где $A = \partial X_i(x_0)/\partial x_j$, а X_i — правая часть дифференц. ур-ний, описывающих исследуемую систему:

$$dx_j/dt = X_j;$$

x_0 — решение, отвечающее равновесию, $X(x_0) = 0$. Если $\text{Re} \lambda_k < 0$ ($\text{Re} \lambda_k > 0$), то Р. с. асимптотически устойчиво (неустойчиво) и через все точки в окрестности x_0 проходят траектории, стремящиеся к x_0 при $t \rightarrow \infty$ ($t \rightarrow -\infty$), — рис. 1.

Если $\text{Re} \lambda_k < 0$, $k = 1, \dots, m$, $\text{Re} \lambda_j > 0$, $j = m+1, \dots, n$, то Р. с. — «седло»; траектории, стремящиеся к нему при $t \rightarrow \infty$ ($t \rightarrow -\infty$), лежат на устойчивом (неустойчивом) многообразии — многомерной сепаратрисе размерности m ($n-m$) — рис. 5.

рис. 5. «Седло» в трёхмерном фазовом пространстве; $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 < 0$, $\lambda_4 > 0$; W^u — двумерное устойчивое, W^s — одномерное неустойчивое многообразия.



В консервативных (в частности, гамильтоновых) динамич. системах устойчивыми (по Ляпунову) могут быть лишь Р. с. с чисто мнимыми или нулевыми λ_k . Напр., незатухающие колебания шарика в «потенциальной яме» (рис. 4) описываются движением точки по замкнутой траектории в окрестности Р. с. типа «центр», для к-рого $\lambda_{1,2} = \pm i\omega$.

Если динамич. система зависит от параметра, то (даже и в неконсервативном случае) при его изменении $\text{Re} \lambda_k$ может обратиться в нуль, и тогда Р. с. может претерпевать бифуркации, связанные с потерей (приобретением) устойчивости или с изменением размерности его сепаратрис (см. также *Устойчивость движения*).

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хаякин Г. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Баятин Н. Н., Демитович Е. А., Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, М.,

1978; Ариольд В. И., Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1978.

В. С. Абрамowitz, М. И. Рабинович.

РАВНОВЕСНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ молекулы — расположение атомов в молекуле, соответствующее минимуму потенциальной поверхности. Понятие Р. к. имеет смысл только в адиабатическом приближении, при к-ром разделяются электронные и ядерные движения. При строгом рассмотрении говорить о Р. к. молекуле не имеет смысла, т. е. понятие Р. к. является приближенным.

Р. к. относительно устойчива, каждая Р. к. характеризуется определ. внутр. энергией молекулы, переход из одной Р. к. в другую осуществляется при *квантовых переходах*. В случае двухатомной молекулы Р. к. характеризуется равновесным межатомным расстоянием (равновесной длиной связи). В разл. электронных состояниях молекула может иметь разл. Р. к. Так, молекула с линейной Р. к. в осн. электронном состоянии (напр., C_2H_2) в нек-рых возбужденных состояниях имеют величину Р. к.; пирамидальная в осн. состоянии (группа симметрии C_{3v}) молекула NH_3 в возбужденном электронном состоянии $3Z^2E$ имеет плоскую Р. к. (группа симметрии D_{3h}).

В данном состоянии многоатомная молекула может иметь одну или неск. Р. к. При наличии неск. эквивалентных (т. е. получаемых друг из друга при операциях симметрии) Р. к. возможно туннелирование между ними, приводящее к туннельному расщеплению уровней энергии молекулы. Напр., туннелирование между двумя Р. к. молекулы NH_3 приводит к инверсионному расщеплению уровней энергии, величина к-рого составляет ок. 24 ГГц в осн. колебат. состоянии и ок. 35 см⁻¹ в первом возбужденном колебат. состоянии. Неэквивалентные Р. к. наз. конформерами или конформационными молекулами.

Р. к. определяются совокупностью равновесных координат атомных ядер или длин связей и валентных углов, к-рые наз. структурными параметрами молекулы. Для небольших молекул незначит. методы *квантовой химии*, учитывающие электронную корреляцию, позволяют с достаточной точностью ($\sim 0,0005$ и $\sim 0,5^\circ$) определять структурные параметры. Экспериментально структурные параметры можно определить методами *электрографии* и *спектроскопии* высокого разрешения (в частности, *микроволновой спектроскопии*). Однако на эксперименте определяются эфф. значения структурных параметров, к-рые отличаются от равновесных на (0,005—0,0001) нм. При точности измерений частот вращат. переходов 1—100 кГц такие расхождения на 3—5 порядков выходят за пределы погрешностей измерений. Кроме того, на простых спектральных измерениях можно определить не более трёх вращат. постоянных, тогда как молекула может характеризоваться значительно большим числом структурных параметров. Процедура эксперим. определения всех параметров Р. к. молекулы очень сложна и проделана ещё только для нек-рых 3- и 4-атомных молекул. Структурные параметры, определяемые из эксперимента, несут информацию об адиабатич., неадиабатич., релятивистских и др. поправках, эксперим. значения используют в квантовой механике расчётах.

Лит. см. при ст. Молекула, Молекулярные спектры.

М. Р. Алев.

РАВНОВЕСНАЯ ОРБИТА в резонансном циклическом ускорителе — орбита, на к-рой период обращения частицы совпадает с периодом ускоряющего напряжения либо кратен ему; в бетатроне — орбита постоянного радиуса, на к-рой выполняется бетатронное условие (см. Бетатрон).

РАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА — плазма, находящаяся в состоянии равновесия термодинамического. На опыте реализуется локальное равновесие, когда состояние плазмы определяется локальным значением давления и темп-ры. Подробнее см. в ст. Термодинамика плазмы.

РАВНОВЕСНАЯ ФАЗА — значение фазы Φ_0 ускоряющего ВЧ-напряжения (с амплитудой U_0) в резонансных ускорителях, при к-рой частицы, пришедшие в ускоряющий зазор, приобретают такую энергию $U_0 \cos \Phi_0$, что двигаются в резонансе с ускоряющим полем. Это означает, что в циклических ускорителях частицы на следующем обороте возвращаются к ускоряющему зазору при том же значении фазы, а в линейных ускорителях приходят при той же фазе в следующий ускоряющий промежуток. Одно из двух значений Р. ф. является устойчивым, а другое — неустойчивым (см. Автофазировка). В циклич. ускорителях на релятивистские энергии устойчивое и неустойчивое значения фазы в процессе ускорения могут меняться местами (при кризисе энергии). Частицы, приходящие в ускоряющий зазор при устойчивой Р. ф., наз. *равновесными частицами*.

Л. Л. Гольдин.

РАВНОВЕСНАЯ ЧАСТИЦА — частица, скорость к-рой постоянно совпадает с фазовой скоростью ускоряющей волны. В резонансном режиме ускорения частицы получают энергию от переменного электрич. поля, сосредоточенного обычно в отд. дискретно расположенных местах орбиты (в циклических ускорителях) или ускоряющего кавала (в линейных ускорителях). Пролетая ускоряющий промежуток, частица приобретает энергию $eU \cos \varphi$, где e — заряд частицы, U — ускоряющее напряжение, φ — фаза переменного поля в момент пролёта частицы электрич. середины ускоряющего промежутка. Существует только одно значение фазы Φ_0 , к-рое может оставаться всё время постоянным (или медленно меняться но заранее заданному закону). Это значение фазы наз. равновесной фазой. Частица, к-рая каждый ускоряющий промежуток проходит в равновесной фазе, является Р. ч. Орбита, по к-рой в циклич. ускорителе вращается Р. ч., наз. равновесной. Текущее значение энергии Р. ч. в циклич. ускорителе точно соответствует значению магн. поля на равновесной орбите.

Б. П. Мурин.

РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ — состояние, в к-рое приходит термодинамич. система при постоянных внеш. условиях. Р. с. характеризуется постоянством во времени термодинамич. параметров и отсутствием в системе потоков вещества и энергии (см. в ст. Равновесие термодинамическое).

РАВНОВЕСНЫЙ ПРОЦЕСС (квазистатический процесс) в термодинамике — процесс перехода термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, столь медленный, что все промежуточные состояния можно рассматривать как равновесные, т. е. характеризующиеся очень медленным (в пределе — бесконечно медленным) изменением термодинамич. параметров состояния. Р. п. — одно из осн. понятий термодинамики равновесных процессов. Всякий Р. п. является обратимым процессом, и наоборот, любой обратимый процесс является равновесным.

РАВНОДЕЙСТВУЮЩАЯ системы сил — сила, эквивалентная данной системе сил и равная их геом. сумме: $R = \Sigma F_i$. Система сил, приложенных в одной точке, всегда имеет Р., если $R \neq 0$. Любая др. система сил, приложенных к телу, если $R \neq 0$, имеет Р., когда гл. момент сил этой системы или равен нулю, или перпендикулярен R . В этом случае замена системы сил их Р. допустима лишь тогда, когда тело можно рассматривать как абсолютно твёрдое, и недопустима, напр., при определении внутр. усилий или решения др. задач, требующих учёта деформации тела.

РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ точки — движение, при к-ром численная величина скорости v точки постоянна. Закон Р. д. точки даётся равенством $s = s_0 + vt$, где s — измеренное вдоль дуги траектории расстояние точки от выбранного на траектории начала отсчёта, t — время, s_0 — значение s в нач. момент времени $t = 0$. Произведение vt определяет путь, пройденный точкой за время t . При поступат. Р. д. твёрдо-

го тела всё сказанное относится к каждой точке тела; при равномерном вращении вокруг неподвижной оси угл. скорость ω тела постоянна, а закон вращающего действия равенством $\varphi = \varphi_0 + \omega t$, где φ — угол поворота тела, φ_0 — значение φ при $t = 0$.

РАВНОПЕРЕМЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ точки — движение, при к-ром касат. ускорение ω , точки (в случае прямолинейного движения полное ускорение w) постоянно. Закон Р. д. точки и закон изменения её скорости v при этом движении даются равенствами:

$$s = s_0 + v_0 t + \omega t^2/2, \quad v = v_0 + \omega t,$$

где s — измеренное вдоль дуги траектории расстояние точки от выбранного на траектории начала отсчёта, t — время, s_0 — значение s в нач. момент времени $t = 0$, v_0 — нач. значение скорости точки. Когда знаки v и w одинаковы, Р. д. является ускоренным, а когда разные — замедленным.

При поступат. Р. д. твёрдого тела всё сказанное относится к каждой точке тела; при равномерном вращении вокруг неподвижной оси угл. ускорения ϵ тела постоянно, а закон вращающего действия равенствами

$$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t + \epsilon t^2/2, \quad \omega = \omega_0 + \epsilon t,$$

где φ — угол поворота тела, φ_0 — значение φ в нач. момент времени $t = 0$, ω_0 — нач. угл. скорость тела. Когда знаки ω и ϵ совпадают, вращение является ускоренным, а когда не совпадают — замедленным.

РАВНОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАКОН — утверждение, согласно к-рому в классич. равновесной статистич. системе ср. кинетич. энергия, приходящаяся на каждую трансляционную, вращательную и колебательную степени свободы, равна $\theta/2$ ($\theta = kT$), ср. потенц. энергия, приходящаяся на каждое гармонич. колебание в системе, — тоже $\theta/2$. Т. о., на каждую колебат. степень свободы в ср. приходится энергия θ — в 2 раза больше, чем на каждую трансляц. и вращат. степень свободы. Р. з. является прямым следствием статистич. вариации теоремы:

$$P_k \frac{\partial H}{\partial p_k} = x_k \frac{\partial H}{\partial x_k} = \theta$$

(чертой сверху обозначено усреднение с помощью классич. канонической распределения Гиббса) и того, что Гамальтона функция системы H представляет квадратич. форму по обобщённым импульсам p_k для любого типа движения в перелативистской системе и квадратич. форму по обобщённым координатам x_k для каждого происходящего в ней гармонич. колебания.

Р. з. ограничен областью применимости классич. приближения: условие невырожденности газа $\theta \gg \theta_{\text{выр}} = \hbar^2/2m(N/V)^{2/3}$ (см. *Больцмана распределение*), где V — объём системы, содержащий N молекул массой m , обеспечивает применимость Р. з. по отношению к трансляц. движению, условия $\theta \gg \theta_{\text{вращ}} = \hbar^2/2I$ и $\theta \gg \theta_{\text{колеб}} = \hbar\omega_0$ — по отношению к вращению молекул газа и колебат. движениям в них (I — момент инерции, ω_0 — частота собств. колебаний). Численные значения этих характерных темп-р заметно отличаются друг от друга по порядкам величин. Напр., для молекул, входящих в состав воздуха, $\theta_{\text{выр}}/k \approx (10^{-3} \div 10^{-2})$ К, $\theta_{\text{вращ}}/k \approx (1 \div 10)$ К, $\theta_{\text{колеб}}/k \approx 10^3$ К, и поэтому при комнатной темп-ре ($T \approx 300$ К) трансляц. и вращат. движения невырождены и подчиняются Р. з., тогда как колебания как бы выключены («заморожены») и практически не дают своего вклада в термодинамич. характеристики системы. Р. з. эффективно применим в случаях, когда система может быть аппроксимирована идеальной (т. е. учёт взаимодействия частиц даёт малые поправки к равновесным термодинамич. характеристикам газа), а, кроме того, внутр. движения в моле-

кулах (напр., вращающие и колебательные) независимы друг от друга и от поступат. перемещений (трансляций) молекул.

Для расчёта внутр. энергии ϵ и теплоёмкости при пост. объёме $C_V = d\epsilon/dT$ газа, состоящего из N -атомных молекул (общее число молекул — N), следует подчитать число независимых степеней свободы, приходящихся на одну молекулу: 3 трансляционные, 3 вращательные, $3n-6$ колебательных (в линейных молекулах 2 вращательные и $3n-5$ колебательных), и воспользоваться Р. з. Тогда $\epsilon = N \cdot 3(n-1)\theta/2$ [для газа из линейных молекул $\epsilon = N \cdot 3(n-4)\theta/2$]. Для проты твёрдых тел, рассматриваемых в гармонич. приближении (см. *Динамика кристаллической решётки*), из Р. з. при темп-рах выше Дебая температуры следует Дюлонга и Липи закон $\epsilon = N \cdot 3\theta$ [для молярной теплоёмкости кристалла, $C_{\text{мол}} = 3R$ (R — универсальная газовая постоянная)]. Для равновесного излучения Р. з. приводит к Рэлея—Джисса закону излучения, справедливому в области низких частот $\omega \ll \theta/h$.

Лит.: К л а с с и к о в И. А., Термодинамика и статистическая физика, М., 1991. И. А. К л а с с и к о в.

РАД (rad, сократ. от англ. radiation absorbed dose — поглощённая доза излучения) — внесистемная единица поглощённой дозы излучения; соответствует энергии излучения 100 эрг, поглощённой веществом массой 1 г. 1 рад = 100 эрг/г = $0,01 \text{ эрг/г} = 2,388 \cdot 10^{-6}$ кал/г.

РАДИАЛЬНО-ФАЗОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ в ускорителях x — совокупность взаимосвязанных колебаний фаз, радиусов орбит и энергий заряд. частиц вблизи их равновесных значений. Для практич. реализации режима резонансного ускорения в циклическом ускорителе нужно, чтобы достаточно большое кол-во неравновесных частиц не выходило из этого режима, несмотря на то, что для них возникают отклонения от точного синхронизма. Резонансный режим ускорения осуществляется благодаря эффекту автофазировки, заключающемуся в том, что переносное ускоряющее поле с периодом T обладает свойством заставлять частицу двигаться по орбите с периодом, в ср. равным или кратным T . Предположим для определенности, что с ростом энергии угл. частота обращения частицы в данном магн. поле убывает, а равновесная фаза частицы расположена на спаде гребня синусоиды напряжения. Если по к-л. обстоятельствам частица по фазе опережает равновесную частицу, то она будет получать меньше энергии. Период её обращения T уменьшится, частица будет отставать по фазе, опережение будет уменьшаться. Авантологично, если частица отстает по фазе, то она будет получать больше энергии, период обращения возрастет и отставание будет ликвидировано. Т. о., фаза частицы колеблется около равновесной фазы, а радиус её орбиты по превышает радиус орбиты равновесной частицы, то, наоборот, становится меньше; такое связанное колебание фазы и радиуса и наз. Р.-ф. к.

Р.-ф. к. могут быть свободными и вынужденными. Свободные Р.-ф. к. обусловлены нач. разбросом фаз и энергий частиц и описываются однородным дифференц. уравнем. Вынужденные Р.-ф. к. обусловлены возмущениями величин ведущего магн. поля, частоты и амплитуды ускоряющего напряжения и описываются неоднородным дифференц. уравнем.

Лит. см. при ст. *Классический ускоритель*. Б. П. М е р л и н.
РАДИАН (от лат. radius — луч, радиус) (рад, рад.) — единица плоского угла; 1 рад равен углу между двумя радиусами окружности, длина дуги между к-рыми равна радиусу. 1 рад = $57^{\circ}47'44,8'' \approx 3,44 \cdot 10^8$ угл. минут $\approx 2,06 \cdot 10^5$ угл. секунд.

РАДИАЦИОННАЯ БИОЛОГИЯ — наука о действиях ионизирующей излучений на биол. объекты. Поражающее действие ионизирующих излучений обусловлено ионизацией макромолекул нуклеиновых кислот, белков и др. Различают два пути воздействия: прямой, при к-ром энергия излучения поглощается непосредственно в самих макромолекулах, и косвенный, при к-ром

энергия поглощается водой и низкомолекулярными соединениями, содержащимися в объекте, а поврежденные макромолекулы наводятся свободными радикалами — продуктами радиолиза. При поглощенной дозе всего лишь в 0,01 Гр (1 рад) в каждой клетке осуществляются сотни тысяч актов ионизаций в клеточных структурах [ядре, цитоплазме, мембранах (см. *Биофизика*)], что приводит к множеству нарушений жизнедеятельности клетки. Однако большинство нарушений проходящих и не вызывают гибели клетки.

В животном организме клетки одних тканей (кровотворные, половых органов, слизистой кишечника) активно делятся, воспроизводят себе подобные; клетки других тканей (шочек, печени, сердца, мышц, нейроны и др.) делятся редко или вообще не делятся. Соответственно различают два вида гибели клеток — репродуктивную и интерфазную. Репродуктивная гибель состоит в нарушении способности делящихся клеток к неограниченному воспроизводству: после 1—2 делений дефектные потомки клеток отмирают. При интерфазной гибели вскоре после облучения гибнут сами облученные клетки. Для всех делящихся и большинства неделящихся клеток интерфазная гибель наступает лишь при дозах в сотни Гр. Исключение составляют лимфоциты и половые клетки на некоторых стадиях их развития; они гибнут интерфазно уже при дозах в десятках Гр.

Причины и закономерности репродуктивной и интерфазной гибели различны. Наиб. изучена репродуктивная гибель. Она наступает в результате повреждения молекул ДНК, завершающегося разрывом одной или обеих ее нитей, что препятствует дальнейшему воспроизводству нормальных клеток. Зависимость доли клеток, сохраняющих репродуктивную способность после облучения в дозе D , имеет вид

$$N(D)/N(0) = \exp(-SD) = \exp(-D/D_0).$$

Здесь $N(0)$ и $N(D)$ — число клеток до и после облучения; величина $S = 1/D_0$ характеризует радиочувствительность клеток, D_0 — доза, снижающая число выживших клеток в e раз. Для большинства делящихся клеток $D_0 = (1,2 \div 2,0)$ Гр. Часто экспоненциальному участку дозовой кривой предшествует участок кривой с меньшим наклоном (рис. 1).



Рис. 1. Зависимость репродуктивной гибели клеток от дозы D ; по оси ординат — доля клеток, сохраняющих репродуктивную способность; 1, 2 — разные формы дозовых кривых.

Радиочувствительность делящихся клеток зависит от многих факторов и может быть искусственно увеличена (сенсибилизация) или уменьшена (защита); соответственно D_0 уменьшается или увеличивается. Наиб. эффективным сестив. спонсбилизатором является кислород: в его отсутствие поряжение различных биол. объектов (макромолекул, клеток, организмов в целом), как правило, ослабляется (кислородный эффект). При этом D_0 для клеток увеличивается в 3 раза. С ростом линейной плотности ионизации радиочувствительность клеток и тканей возрастает.

Повреждение ДНК, обуславливающее репродуктивную гибель клеток, не является для нее фатальным благодаря существованию мощных систем восстановления (репарации). Часть возникающих в результате ионизации первичных повреждений репарируется хим. восстановителями, присутствующими в клетке. Осн. восстановителем является аминокислота глутатин. Она концентрирует в внутриклеточном кислороде,

фиксирующим первичные повреждения, и препятствует их восстановлению. Повреждения, сохраняющиеся после этого физ.-хим. этапа репарации, эффективно устраняются ферментными системами, специфически репарирующими разл. виды генетич. повреждений. Ковечный поражающий эффект облучения обусловлен неотренированной частью первичных повреждений ДНК. Доля их в обычных условиях невелика (доли %), что и обуславливает отосит. устойчивость живых клеток к действию ионизирующих излучений. С этим же связана возможность увеличить радиочувствительность, искусственно подавляя способность делящихся клеток к репарации, либо связать их радиочувствительность, создавая условия для лучшей репарации потенц. повреждений ДНК.

Механизм интерфазной гибели клеток изучен слабее, неясна и причина резкого отличия в радиочувствительности лимфоцитов от др. видов клеток. В отличие от репродуктивной гибели, изменения, ведущие к интерфазной гибели, наблюдаются во всех клетках и с дозой облучения меняется не доля погибших клеток, а ср. время гибели всей популяции (рис. 2). Причина различий, по-видимому, в том, что интерфазная гибель обус-

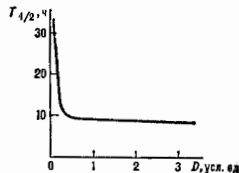


Рис. 2. Зависимость интерфазной гибели лимфоцитов от дозы; по оси ординат — время гибели половины облученных клеток ($T_{1/2}$).

ловлена повреждением не уникальной структуры клетки (ДНК), а мембран и др. множественных ее структур.

Радиационная гибель целостного организма млекопитающих обусловлена опустошением популяций делящихся клеток и тканей т.ч. критических органов, необходимых для жизнедеятельности. Такими органами являются кроветворные и пищеварительные. В кроветворных органах (костный мозг, селезенка) и тонком кишечнике есть активно делящиеся клетки, являющиеся родоначальниками (стволовыми) для всех функционирующих клеток крови и клеток тонкого кишечника, ответственных за всасывание питательных веществ. Репродуктивная гибель стволовых клеток, связывающая их численность ниже совместимого с жизнью критич. уровня, приводит к гибели организма.

На рис. 3 приведена дозовая кривая выживаемости млекопитающих при облучении всего организма. Доза летальности 50% особей в популяции (LD_{50})



Рис. 3. Дозовая кривая гибели млекопитающих.

различна для млекопитающих разных видов, но форма дозовой кривой и причины гибели одинаковы. При дозах порядка LD_{50} критической для организма является система кроветворения, при больших дозах — слизистая оболочка тонкого кишечника. В первом случае часть животных гибнет через 10—14 дней, во втором — через 4—7 дней после облучения. При $D > 1$ Гр вплоть до абс. летальной дозы у выживших особей наблюдается и леченая болезнь разной тяжести.

Существует ряд мер профилактики, защиты организма от облучения. Наиб. эффективны два класса хим. защитных веществ (радиопротекторов) при введении их за 10—15 мин до облучения. Это соединения, содержащие серу, — тиолы и гидродиталды и дитамиды. Первые, подобно внутриклеточному глутатиону, способствуют физ.-хим. репарации первичных повреждений, конкурируя с кислородом и, по-видимому, способствуя ферментативной репарации. Вторые сужают сосуды и тем самым также ослабляют поражающее действие кислорода в облучённых клетках критич. органов.

В нек-рых случаях необходимо увеличить радиочувствительность клеток, напр. при радиотерапии опухолей. Сенсибилизаторы могут служить т. н. электронакцепторные соединения, роль к-рых аналогична действию кислорода, но они лучше проникают в глубь опухоли.

Понимая повреждений, проявляющихся вскоре после облучения в больших дозах, монизирующее излучение вызывает отдалённые последствия (в осн. канцерогенез и генетич. нарушения), к-рые могут возникнуть при любых дозах и характере облучения (равном, хронич., локальном). Вероятность возникновения отдалённых последствий возрастает с дозой, но экспериментально она определена лишь при достаточной больших дозах. Достоверному определению её при малых дозах препятствуют отсутствие достаточной статистич. материала и адекватных контрольных групп животных, а главное, огромный фон аналогичных заболеваний у человека, вызванных иными канцерогенными и мутагенными факторами окружающей среды. Поэтому при нормировании допустимых доз облучения (см. *Нормы радиационной безопасности*) вероятность отдалённых последствий рассчитывают, используя линейную экстраполяцию эффекта больших доз в область малых и при допущениях о тождественности возникающих повреждений и возможности переноса данных с животных на человека.

Среди патологич. изменений, вызываемых облучением в живых организмах, встречаются такие, к-рые являются полезными для человека. Напр., под действием опред. доз облучения в нек-рых случаях на растениях наблюдается т. н. стимуляционный эффект (более раннее созревание, увеличение зелёной массы, накопление полезных продуктов обмена веществ и т. п.). Практич. значение имеет облучение с целью выведения полезных мутантов растений, бактерий (напр., вырабатывающих пенициллин) и др. Поражающее действие используется в радиотерапии злокачеств. опухолей, а также для стерилизации лекарств, препаратов и перевязочных материалов, дезинсекции зерна, предотвращения прорастания картофеля и др. В научных исследованиях биол. действие радиации применяется для определения размеров макромолекул, вирусов и бактерий, изучения топографии радиочувств. структур в клетке, исследования процессов миграции энергии в белках и нуклеиновых кислотах, выяснения роли отд. клеточных образований в эмбриогенезе и др.

Развитие Р. б. привело к появлению самостоятельных её направлений: радиационной и генетич., радиационной микробиологии, радиоэкологии, космич. Р. б. и др.

Лит.: Ли Д. Э., Действие радиации на живые клетки, пер. с англ., М., 1963; Фидус Д. Х., Физико-химические основы радиационных процессов и защиты от излучений, 2 изд., М., 1979; Яромоненко С. П., Радиобиология человека и животных, 3 изд., М., 1986; Колгудж., Биологические эффекты радиации, пер. с англ., М., 1986. Л. Х. Эйбус.

РАДИАЦИОННАЯ ЕДИНИЦА ДЛИНЫ (каскадная, линейная, t -единица) — расстояние x_0 , на к-ром интенсивность гамма-излучения и потока электронов высокой энергии ослабляется в e раз. Первоначально введена для описания взаимодействия космических лучей с веществом:

$$x_0^{-1} = 4\alpha r_0^2 \sum_i n_i Z_i(Z_i + 1) \ln \left(183 Z_i^{-1/3} \right) \text{ [см}^{-1}\text{]}.$$

Здесь n_i — число атомов сорта i в 1 см^3 , Z_i — заряд ядра, r_0 — радиус электрона, $\alpha = 1/137$ (x_0 выражено в см). С помощью Р. е. д. мн. сложные процессы — тормозное излучение, образование пар, кулоновское многократное рассеяние — записываются в простой форме. Напр., тормозное излучение электронов в поле ядер не зависит от энергии e электрона:

$$\frac{1}{e} \left(\frac{de}{dx} \right) = \frac{1}{x_0},$$

т. е. $e = e_0 \exp(-x/x_0)$ и при $x = x_0$ энергии электрона e убывает в e раз (см. *Радиационные потери*). Это означает, что проникающая способность электронов, а следовательно, интенсивность тормозного излучения, не возрастает с увеличением их энергии.

Вероятность образования пар (e^+e^- -квантами при $e > 1.02 \text{ МэВ}$) (m — масса электрона) также не зависит от энергии e -кванта и на длине x_0 равна $7/9$. При $e < 2mc^2$ образование пар прекращается и идёт процесс комптоновского рассеяния (см. в ст. *Комптон эффект, Гамма-излучение*).

Многократное кулоновское рассеяние приводит к искривлению траектории заряж. частиц тем больше, чем меньше x_0 (см. *Пузырьковая камера, Ядерная фотографическая эмульсия*).

В справочниках обычно приводятся Р. е. д. в г/см^2 , т. е. в виде, не зависящем от состояния вещества. Определение Р. е. д. в см для опред. агрегатного состояния вещества (при разл. термодинамич. условиях) производится делением этой величины на плотность. В табл. даны примеры определения x_0 для разных состояний нек-рых веществ, используемых в экспериментах.

	x_0 , г/см ²	ρ , г/см ³	x_0 , см	Агрегатное состояние
H ₂	62,8	0,06	1047	жидкое
Cu	44,6	8,43	104	жидкое
Pb	6,37	11,34	0,57	твёрдое
Fe	13,84	7,8	1,78	твёрдое
Воздух	37,...	$1,29 \times 10^{-3}$	28680	газ при 1 атм

Лит.: Россин Б., Грейзен К., Взаимодействие космических лучей с веществом, пер. с англ., М., 1948; Основные формулы физики, под ред. Д. Мензель, пер. с англ., М., 1957; Мурзин В. С., Введение в физику космических лучей, 3 изд., М., 1988.

РАДИАЦИОННАЯ ЗАЩИТА — 1) методы ослабления воздействия ионизирующих излучений до допустимого уровня; 2) Комплекс сооружений, снижающий интенсивность излучения источника. Осн. задача Р. з. — обеспечение безопасности как персонала, работающего в полях ионизирующих излучений, так и людей,意外но подвергавшихся облучению, за счёт снижения индивидуальных эквивалентных доз ниже предельно допустимых уровней (см. *Нормы радиационной безопасности*). Проблема Р. з. возникла с открытием рентг. излучения и радиоактивности и до кон. 30-х гг. 20 в. развивалась в связи с задачами обеспечения радиац. безопасности персонала медицинских учреждений, применяющего герметичные точечные источники излучений в терапевтич. целях. Вносистелени в ходе работ по созданию ядерного оружия были решены задачи Р. з. работников урановых рудников, газодиффузионных обогатит. заводов (см. *Изотопное разделение*) и др. предпринят по изготовлению ядерного топлива, а также конструированию многослойной защиты от проникающих излучений мощных ядерных реакторов (γ -излучение, нейтроны). В дальнейшем сформировалась новая ветвь Р. з. — защита биосферы от воздействия ядерной энергетики, в т. ч. при захоронении отходов

высокой удельной активности (напр., отработавших твэлов).

Радиацию Р. з. при внеш. облучении (обусловлена герметичными источниками вне организма человека) и при внутр. облучении (обусловлена радионуклидами, попадающими в тело человека с загрязнённым воздухом, водой, пищей или через кожу).

Для описания переноса проникающего излучения в вещество используют у-рние Больцмана. Его решения при разл. граничных условиях (бесконечная и полубесконечная среда, сферич. и плоский барьер в воздухе и др.), упрощённые до инженерных ф-л., — осн. метод расчёта Р. з. от проникающих излучений. При описании взаимодействия излучения с веществом важны интенсивность потока излучения (*флюенс*), плотность потока, поглощённая энергия (см. *Доза излучения*) и др.

Радиационная защита от внешнего воздействия α - и β -частиц обеспечивается малыми толщинами поглощения: для полного поглощения α -частиц с макс. пробегом $\sim 8-9$ см воздуха достаточно лист бумаги, для β -частиц с макс. пробегом до 1 м воздуха достаточно слой Al толщиной 5-7 мм. В случае γ -излучения каждый акт рассеяния сопровождается выведением фотона на периферию. Для расчёта Р. з. от узкого пучка γ -излучения используют *Ламберта закон*:

$$I(t) = I_0 \exp(-Lt). \quad (1)$$

Здесь I_0 — нач. интенсивность излучения, t — толщина защитной среды, L — линейный коэф. ослабления γ -излучения в этой среде, обусловленный фотоэффектом, комптоновским рассеянием и образованием пар. При энергии фотона меньше 200 кэВ доминирует фотоэффект. Его вероятность по мере роста энергии фотона ϵ уменьшается, и осн. вклад в L до $\epsilon \approx (1-2)$ МэВ даёт комптоновское рассеяние. При $\epsilon \approx (3,3-5,0)$ МэВ для тяжёлых и (15-50) МэВ для лёгких элементов начинается рост L , обусловленный образованием пар. В Р. з. часто применяют массовый коэф. поглощения γ -излучения (в $\text{см}^2/\text{г}$):

$$\mu = \frac{N}{A} \sigma, \quad (2)$$

где N — число Авогадро, A — атомный вес, σ — сечение процесса. В области, где доминирует комптоновское рассеяние, $\mu \approx \text{const}$, т. к. $Z/A \approx 1/2$ для всех элементов, кроме водорода (Z — ат. номер).



Рис. 1. Зависимость поглощённой дозы D от расстояния r до точечного источника нейтронного излучения ($\epsilon_0 = 0,256$ МэВ), среда — H_2O .

Для расчёта Р. з. от широкого пучка γ -излучения используют понятие длины релаксации R — толщины вещества, ослабляющей интенсивность излучения в e раз. Значения R , определяемые экспериментально, зависят от ϵ и Z вещества. Напр., для γ -квантов с $\epsilon \approx 1$ МэВ длина релаксации R составляет (в см): для воды 14,2, для Al 6,1, для Fe 2,1, для Pb 1,3.

Геометрия широкого пучка относится к наиб. важным случаям, в частности, Р. з. ядерных реакторов. В этом случае происходит накопление рассеянных фотонов (рис. 1), для учёта к-рого вводится фактор накопления V (энергетич., дозовый и др.). Его определяют экспериментально либо рассчитывают методами теории переноса излучения, напр. *Монте-Карло методом*, *Далласа преобразованиями*. При малой энергии фотонов ϵ и больших толщинах защитного слоя, особенно при использовании дешёвых лёгких материалов (напр., H_2O , бетон), V может достигать больших значений (рис. 2).

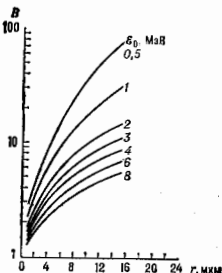


Рис. 2. Зависимость фактора накопления V от расстояния r до источника при разных энергиях фотона.

Особенно важна Р. з. в случае проникающего нейтронного излучения. Проникновение нейтронов через защитный слой анализируют в осн. методом моментов, методом Монте-Карло и численного интегрирования у-рия Больцмана. Ослабление потока быстрых нейтронов в защитном слое происходит из-за упругого (особенно в водородосодержащих веществах: H_2O , парафин, полиэтилен, гидриды металлов, бетоны) и неупругого рассеяния нейтронов. На достаточном больших расстояниях от плоского источника ослабление пучка с расстоянием происходит экспоненциально. Р. з. ядерного реактора отличается тем, что поглощение в защитном слое одного вида частиц, напр. *тепловые нейтроны*, как правило, сопровождается возникновением γ -излучения [ядерная реакция (п. γ)]. Так, при поглощении теплового нейтрона ядром водорода образуется фотон с энергией 2,2 МэВ, а в случае более эфф. поглотителя (напр., Cd) на один захваченный нейтрон приходится более 40 фотонов. Оптимальная Р. з. реактора содержит водородосодержащие вещества или графит, замедляющие быстрые нейтроны до тепловых энергий (см. *Замедление нейтронов*), и идра, захватывающие тепловые нейтроны (В, Cd, Gd). На АЭС обычно используют бетон с добавками металлов, скрана и дробы, эффektivно ослабляющий как нейтронное, так и γ -излучение.

Радиационная защита от внутреннего облучения. При подземной добыче урановых руд для снижения концентрации Rn и продуктов его распада применяют изоляцию выработанных штреков, вытяжную вентиляцию с интенсивным отсосом воздуха изблин мест выделения радиоакт. газа и др. При открытой добыче урановых руд наиб. эффektivны очистка воздуха от радиоакт. аэрозолей и подача его в кабину оператора бульдозера, экскаватора или автомашин.

При работе в атмосфере радиоакт. газов и аэрозолей при их концентрации не более 200 допустимых концентраций (ДК) используют респираторы «Лестонек» (на основе фильтрующей ткани с заряз. волоками), маски с фильтрующими насадками (сорбенты для улавливания I); при содержании радионуклидов от 200 до 1000 ДК применяют пневмомаски и пневмокостюмы с поддувом чистого воздуха в зону дыхания; при

концентрации более 2000 ДК используют изолирующие костюмы и скафандры с автономными системами воздухообеспечения.

Радиоактивные инертные газы не концентрируются в теле человека. Они опасны только как внешние β - и γ -излучатели, их концентрации достигают опасных пределов лишь при аварии с разрушением защитных барьеров и образованием облака короткоживущих нуклидов. При переносе такого облака за пределы т. и. с а н т р о - з а щ и т н о й зоны может возникнуть облучение населения сверх допустимого предела. Р. в. населения сводится к укрытию в подвальных помещениях жилых домов (коэф. ослабления облучения для деревянного дома составляет ~ 7 , для каменного $\sim 40-100$).

Для защиты от короткоживущих Кг и Хе (см. *Деление ядер*) используют газогальтеры. Возникающие при их распаде дочерние радиоакт. аэрозоли улавливают фильтрацией воздуха. На радиохим. заводах применяют излучение Кг и Хе на воздухе методом низкотемпературной дистилляции и адсорбции газов.

Некоторые органы человека избирательно концентрируют определ. элементы (напр., цитовидная железа — I, костная ткань — Sr). В результате этого в цитовидной железе может накапливаться радиоуклуд ^{131}I , в костях — ^{90}Sr . Для защиты этих органов применяют iodную профилактику, в пищу вводят Са (для снижения количества Sr в костях), комплексобразователи, стимулирующие выделение радионуклидов (напр., выведение Pu), адсорбенты, ограничивающие поступление радиоакт. веществ в кровь при их заглатывании. Разработаны хим. препараты, снижающие радиобиол. последствия больших доз облучения при введении их до облучения.

По данным многолетних наблюдений персонала крупных ядерных объектов, измеримо содержание радионуклидов обнаруживается у 3—5% контролируемых лиц. При этом уровни активности не превышают сотых долей допустимого содержания в теле человека.

Наибольшие источники радиационной опасности — отвалы урановых рудников, ядерно-энергетич. установки (ЯЭУ) атомных электростанций, хранилища отходов. Не требуют Р. з. долгоживущие радиоуклуды — ^{85}Kr (период полураспада $T_{1/2} = 10,5$ года), ^3H (12,3 года), ^{14}C (5700 лет). В конечном счёте ^3H и ^{14}C в H_2O и CO_2 поступают в Мировой океан, ^{85}Kr накапливается в атмосфере. До кон. 20 в. годовая доза облучения населения Земли за счёт этих глобальных радионуклидов не превышает 1 мбэр, т. е. 1% дозы, обусловленной естеств. радиац. фоном.

Р. з. населения от внутр. облучения за счёт радиоакт. отходов урановых рудников осуществляется с помощью покрытия отвалов слоем глинистых материалов, посева на них растительности, помещения отходов в выработанные шпелки и штольни. Р. з. населения, проживающего вблизи крупных ЯЭУ, обеспечивается с помощью многобарьерной системы. Каждый из барьеров — матрица ядерного топлива, герметичная оболочка твэла, герметичный контур первичного теплоносителя, локализуяющие боксы со спец. вентиляцией и канализацией для пелетей 1-го контура, установок первичной активности (см. *Ядерный реактор*) — снижает вероятность выхода накопленных радионуклидов в окружающую среду. На большинстве АЭС радиационно опасное оборудование окружает герметичная защитная оболочка, к-рая способна противостоять повышению давления паровоздушной смеси, возникающей в случае разрушения 1-го контура и плавления активной зоны. При создании хранилищ отходов высокой уд. активности также используется многобарьерная система: перевод жидких отходов в твёрдую фазу (остекловывание, получение керамики), коррозионно-стойкие контейнеры, геохим. барьеры вокруг контейнеров, захоронение в геологически стабильных формах, изолирование от подпочвенных вод. В случае разрушения хра-

нилища доза облучения населения не превышает сотых долей процента соответствующего предела доз (см. *Нормы радиационной безопасности*).

Эффективность Р. з. населения (рис. 3) высока для ядерных установок (дополнит. годовая доза облучения не более 1 мбэр), в то же время Р. з. при медицинском использовании источника ионизирующего излучения недостаточна (годовая доза приближается к дозе, обусловленной естеств. радиац. фоном).



Рис. 3. Относительный вклад различных источников радиации в дозу облучения населения Земли.

Лит.: Гольдштейн Г., Основы защиты реакторов, пер. с англ., М., 1961; Машкович В. П., Защита от ионизирующих излучений, 3 изд., М., 1962; Защита от ионизирующего излучения, под ред. Н. Г. Гусева, 2 изд., т. 1—2, М., 1980—83, Ю. В. Сильченко.

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ (твёрдых) — способность материалов сохранять свойства (механич., электр., оптические и др.) при воздействии радиации. Изменение свойств обусловлено смещениями атомов в кристаллич. решётке (см. *Радиационные дефекты*), ядерными реакциями, разрывами хим. связей и др. Изменения могут быть обратимыми и необратимыми. Последние обусловлены преим. хим. превращениями молекул.

Наиб. воздействие оказывают нейтронное и γ -излучение. На практике изменение свойств материала составляет с величиной, характеризующей действующее излучение, напр. с *флюенсом* нейтронов или поглощённой дозой γ -излучения.

Мн. свойства *кристаллов* чувствительны к повреждениям кристаллич. решётки. Односторонние дефекты обычно упрочняют металл, но снижают его *пластичность*. Электросопротивление металлов или сплавов возрастает за счёт образования дефектов, хотя в сплавах возможно уменьшение электросопротивления, если радиац. воздействие приводит к упорядочению структуры. В полупроводниках под действием облучения концентрация точечных *дефектов* увеличивается, что приводит к изменению электр. и оптич. свойств.

Изменение свойств органич. веществ связано гл. обр. с процессами возбуждения и ионизации молекул. При этом образуются неравновесные электроны, ионы, ионные радикалы, молекулы в возбуждённом состоянии. Взаимодействие излучения с органич. веществами сопровождается газовыделением. радиац. стойкость органич. веществ зависит от кол-ва растворённого в них O_2 в скорости его поступления из окружающей среды. В присутствии O_2 происходит радиац.-хим. окисление веществ. В результате намевляется хим. и термич. стойкость вещества, может возрасти его хим. агрессивность по отношению к конструкц. материалам. «Снижение и деструкция *полимеров*» — необратимые процессы, к-рые приводят к наиб. значит. повреждениям структуры.

Осн. показатели, характеризующие необратимые изменения для механич. свойств полимерных материалов, — предел прочности, модуль упругости, предел деформируемости; для электр. свойств — изменения

диэлектрич. проницаемости, тангенса угла диэлектрич. потерь, электрич. прочности, проводимости.

Обратные изменения обусловлены установлением стационарного равновесия между генерацией нестабильных продуктов радиолиза и их гибелью, поэтому они зависят от мощности дозы. Сопровождение органич. моляци. материалов падает с увеличением мощности дозы на неск. порядков. При больших дозах снижение остаточного электрич. сопротивления металлов носит необратимый характер. У ми. полимерных материалов, облучённых до доз 10^8 Гр, исходная электрич. проводимость изменяется в неск. раз (при дозе $\sim 10^4$ Гр изменения, как правило, незначительны).

В органич. материалах может возникать посперацион. старение, к-рое обусловлено в осн. хим. реакциями свободных радикалов, образовавшихся при облучении полимеров с кислородом воздуха. Радиацион. стойкость полимерных диэлектриков определяется, как правило, их механич. (а не электрич.) свойствами, т. к. большинство полимеров становятся хрупкими и теряют способность нести механич. нагрузки после доз, к-рые ещё не вызывают существ. изменений электрич. свойств.

Радиацион. стойкость неорганич. веществ зависит от их кристаллич. структуры и типа хим. связи. Наиб. стойкими являются ионные кристаллы. Плотные структуры с высокой симметрией наиб. устойчивы к воздействию ионизаций. Для стёкол характерны изменение прозрачности и появление окраски, возникновение кристаллизации (см. *Стеклообразное состояние*). Силикаты начи-

нают изменять свойства после облучения флюэоном нейтронов $\sim 10^8$ см⁻². В результате облучения происходит анизотропное расширение кристалла, аморфизация его структуры, уменьшение плотности, упругости, теплопроводности и др. Оксиды меняют свойства аналогично силикатам, но в меньшей степени. Сущест. изменения в свойствах бетонов отсутствуют при облучениях нейтронными потоками с флюэоном до $3 \cdot 10^{10}$ см⁻².

В табл. 1 и 2 приведены мин. уровни облучения, вызывающие заметные (20–30%) изменения свойств нек-рых материалов.

Лит.: Вавилов В. С., Ухин Н. А., Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах, М., 1969; Радиационная стойкость материалов. Справочник, под ред. В. Б. Лубковского, М., 1973; Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций. Справочник, под ред. Н. А. Сидорова, В. К. Князева, М., 1976; Радиационное электропроводление, М., 1978; Действие проникающей радиации на изделия электронной техники, под ред. Е. А. Падыгина, М., 1980; Радиационная стойкость органических материалов. Справочник, под ред. В. К. Миллинчука, В. И. Тупинова, М., 1986; Вавилов В. С., Кенесияев Е. П., Смирнов Л. С., Действие излучений на полимеры, М., 1988.

РАДИАЦИОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА — физ. величина T_r , определяющая суммарную (по всему спектру) энергетич. яркость B_0 теплового излучения тела при темп-ре T ; равна темп-ре T_d абсолютно чёрного тела, при к-рой его суммарная энергетич. яркость $B_0^* = B_0$.

Стефана — Больцмана закон излучения для полной испускат. способности (связанной с энергетич. яркостью) $\epsilon = \sigma T^4$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана) позволяет записать $\sigma T_r^4 = \epsilon T \sigma T^4$, где ϵT — коэф. черноты тела при темп-ре T . Р. т. $T_r = T_d$ измеряется радиан. пирометром, и, если известен коэф. ϵT , можно определить T_r . Такой метод используют для измерения высоких темп-р.

РАДИАЦИОННАЯ ХИМИЯ — раздел химии, включающий исследования хим. превращений в веществах, обусловленных действием разл. ионизирующих излучений. В задачи Р. х. входит выявление механизмов радиац.-хим. превращений, создание материалов с высокой радиац. стойкостью, необходимых для получения и переработки *атомного горючего*, а также препаратов для защиты живых организмов от воздействия излучений. Р. х. взаимодействует при этом с *радиационной биологией* и медициной. На методах Р. х. основаны радиац. синтез полимеров, деструкция радиоакт. отходов под действием излучения и др.

РАДИАЦИОННОЕ ТРЕНИЕ — то же, что *реакция замедления*.

РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ — *дефекты* кристаллич. структуры, образующиеся при их облучении потоками частиц или квантов эл.-магн. излучения. Энергетич. передача твёрдому телу (мишени) может привести к разрыву межатомных связей и смещению атомов с образованием перичного Р. д. типа *Френкеля пары* (вакансия и междоузельный атом).

Эл.-магн. излучение (оптич. фотоны, γ -кванты, рентг. кванты) непосредственно возбуждает электронную систему кристалла, и лишь на след. этапе включаются разл. механизмы смещения атомов. Это — взаимодействие атомов с электронами, энергия к-рых достаточна для смещения атома; смещение ионизован. алектронным ударом атома из-за электр. отталкивания от одноимённого заряженного, близко расположенного прямиесного иона; смещение соседних, одновременно ионизован. атомов, и др. Возможно также смещение атомов из-за отдачи при *фотоядерных реакциях* (γ , п.).

При нейтронном облучении налетающая частица смещает атом в том случае, если передаёт ему в упругих соударениях (без возбуждения электронной системы) энергию E , превышающую нек-рую пороговую E_d . Типичные значения E_d составляют 10–80 эВ. Вылет из ядра продуктов ядерных реакций, инцидируемых нейтронами, также может вызвать смещение атомов

Табл. 1.

Органические материалы	Доза γ -излучения, Гр
Термоактивные смолы	
Фенольная смола с наполнителем из стекловолокна	$3 \cdot 10^7 - 10^8$
Фенольная смола с асбестовым наполнителем	$10^8 - 3 \cdot 10^7$
Полиэфир с наполнителем из стекловолокна	$10^7 - 3 \cdot 10^7$
Эпоксидная смола	$10^8 - 2 \cdot 10^7$
Маялар	$2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$
Полиэфирная смола без наполнителя	$3 \cdot 10^8 - 10^8$
Силикон без наполнителя	$10^8 - 5 \cdot 10^8$
Термопластичные смолы	
Полиэтирол	$5 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^7$
Поливинилхлорид	$10^8 - 10^7$
Полиэтилен	$10^8 - 10^8$
Полипропилен	$5 \cdot 10^8 - 10^8$
Акрилнитрилол	$10^8 - 3 \cdot 10^8$
Нитроцеллюлоза	$5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$
Полиметилметакрилат	$5 \cdot 10^8 - 10^8$
Полуретан	$10^8 - 10^8$
Тейлон	$2 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$
Тейлон 100X	$5 \cdot 10^8 - 10^8$
Эластомеры	
Натуральный каучук	$5 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$
Полуретановые каучуки	$10^8 - 3 \cdot 10^8$
Акриловые эластомеры	$10^8 - 7 \cdot 10^8$
Крепильноорганические эластомеры	$10^8 - 10^8$
Бутиловые эластомеры	$10^8 - 3 \cdot 10^8$

Табл. 2.

Неорганические материалы	Доза γ -излучения, Гр	Флюэенс нейтронов, см ⁻²
Стекло	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{17}$
Керамика	—	$10^{18} - 3 \cdot 10^{18}$
Железо	—	$2 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{17}$
Сталь конструкционная	—	10^{18}
Бетон	—	$10^{18} - 5 \cdot 10^{18}$
В1 (германиевые транзисторы)	$10^8 - 10^8$	$3 \cdot 10^{11} - 10^{11}$
Ge (германиевые транзисторы)	$10^8 - 10^8$	$4 \cdot 10^{11} - 10^{11}$

в результате отдачи. Облучение заряд. частицами (электронами, позитронами, протонами, ионами) сопровождается как упругой (передача энергии электрона), так и упругой передачей энергии атомам мишени. Соответственно образование Р. д. при таких воздействиях протекает по механизмам, характерным для облучения как нейтронами, так и эл.-магн. квантами.

Образование Р. д. при передаче энергии электронам возможно гл. обр. в диэлектриках и полупроводниках. В металлах энергия, эрастриченная радиацией на возбуждение атомарных электрона, преим. превращается в тепло, не создавая дефектов структуры.

Если энергия, к-рой обладает первичный смещенный в междоузелье атом, значительно превосходит E_d , такой атом в свою очередь может при движении генерировать пары Френкеля вдоль своей траектории и т. д. Результатом каскада соударений является образование дефектных рауупорядоченных областей — радиационных кластеров с характерным линейным размером $\sim 10^{-8}$ – 10^{-5} см. При этом концентрация компонентов пар Френкеля в кластере может достигать 10^{21} – 10^{22} см $^{-3}$. При ионной имплантации (энергия ионов $\sim 10^2$ кэВ) локализация кластеров в тонких слоях, определяемых пробегом ионов ($\sim 10^{-4}$ см), ведёт к образованию слоёв с большей концентрацией дефектов (см. *Ионная бомбардировка*).

Во мн. случаях образование пар Френкеля и кластеров является лишь первой стадией формирования устойчивых Р. д. После возникновения вакансий и междоузельные атомы частично рекомбинируют, частично начинают движение по мишени, вступая в т. н. квазхим. реакции друг с другом и с др. дефектами структуры мишени (примесными атомами, дислокациями или границами раздела фаз).

Типы и концентрации устойчивых Р. д. определяются как условиями облучения, так и свойствами самих твёрдых тел. При этом для лёгких частиц и фотонов не слышком высоких энергий наиб. характерно образование устойчивых точечных дефектов (вакансий, междоузельных атомов, дивакансий, комплексов компонентов пары Френкеля с примесными атомами и т. п.). При облучении нейтронами устойчивый кластер представляет собой дивакансионное ядро, окружённое примесно-дефектными комплексами. При ионной бомбардировке плотность точечных дефектов в кластере больше, чем при нейтронной, и она тем выше, чем больше масса иона. При этом важную роль в формировании устойчивых кластеров играет процесс пространственного разделения вакансий и междоузельных атомов, предшествующий стадии квазхим. реакций. В силу этого устойчивые кластеры, возникающие при ионной бомбардировке, имеют более сложную структуру и состоят из вакансионных комплексов с разл. числом вакансий, примесно-дефектных комплексов, а также атомов внедрённой примеси. При облучении кристаллов тяжёлыми ионами устойчивые кластеры представляют собой локальные аморфные области.

Р. д. — метастабильные образования, их концентрация и природу можно изменить нагревом (термич. отжиг дефектов). Такая термообработка иногда может сопровождаться полным восстановлением исходной структуры. В то же время в зависимости от условий отжига (темпера, скорость её изменения, время, газовая среда, характер возбуждения электронной системы атомов и дефектов) квазхим. реакции могут сопровождаться появлением новых типов дефектов. Напр., типичный для технологии микроэлектроники отжиг бездислокационного Si, имплантированного большими дозами ионов Р, сопровождается образованием дислокаций, плотность к-рых особенно высока, если нагрев осуществляется в окислит. атмосфере. При термич. отжиге Р. д. приобретают энергию, достаточную для разрыва связи между ними, миграции освобождёвшихся частиц и протекания реакций с их участием.

В качестве источника энергии при отжиге иногда могут служить облучение (радиацион. отжиг). При этом механизмы радиац. отжига могут быть обусловлены как повышением темп-ры мишени (радиацион. разогрев), так и реакциями взаимодействия рождающихся компонентов пар Френкеля с ранее образовавшимися Р. д. Примером радиац. отжига является стимулированная ионами кристаллизация, благодаря к-рой аморфный слой, образующийся в кристаллич. полупроводниках в результате ионной бомбардировки, вновь кристаллизуется при продолжении облучения.

Взаимодействие излучений с твёрдым телом сопровождается рядом т. н. радиац. эффектов. В их числе: *раствлечение*; изменение коэф. диффузии; удаление атомов с облучаемой поверхности; т. н. трансмутация, легирование (образование примесных атомов в результате ядерных реакций); ионный синтез (хим. реакция, приводящая к образованию новых соединений, в имплантированных химических активных ионами объектах в процессе облучения или последующего отжига).

Генерация Р. д. в твёрдых телах материалах сопровождается изменением их свойств. Так изменяются форма и размеры облучённых образцов (радиацион. распухание), причём анизотропный характер этих изменений зависит как от концентрации, так и от конфигурации Р. д. Изменяются механич. свойства твёрдых тел, что проявляется в увеличении предела текучести пластичных материалов, векром повышении модуля упругости, ускорении ползучести. Накопление Р. д. изменяет степень упорядоченности структуры сплавов и ускоряет фазовые переходы. Электропроводность облучённых тел изменяется прежде всего из-за появления заряд. дефектов. Особенно сильно это проявляется в полупроводниках, где Р. д. не только выступают как центры *рассеяния носителей заряда*, но способны изменить концентрацию и природу осв. носителей заряда. Нейтральные дефекты также влияют на проводимость, т. е. являются центрами рассеяния носителей. Для оптич. свойств характерно появление новых областей поглощения в разл. спектральных областях (см. *Центры окраски*). Специфически влияет облучение на поверхность твёрдых тел, не только вызывая образование иных, не свойственных объёму дефектных структур, но и изменяя физ.-хим. свойства поверхности (напр., кинетику окисления и адсорбции).

Ионизируемые Р. д. изменяя свойства материалов нередко затрудняют их практику. использование. Так, изменение механич. свойств, однородности состава и геом. размеров конструкц. элементов ограничивает срок работы *ядерных реакторов*. Особенно сильно влияет радиация на полупроводниковые материалы и приборы. В силу высокой чувствительности элетрич. характеристик полупроводников к появлению малой концентрации Р. д. облучение полупроводников даже при низких дозах радиации может сопровождаться сущест. изменениями параметров полупроводниковых приборов.

В то же время образование Р. д. в твёрдых телах, особенно в сочетании с др. воздействиями (с изменением темп-ры, механич. нагрузки, элетрич. поля, освещения), позволяет направленно регулировать свойства твёрдых телых материалов.

Примерами применений радиац.-технол. процессов, осн. на использовании свойств Р. д., являются повышение коррозионной стойкости металлов под влиянием ионной имплантации, деформат. упрочнение облучённых ионных кристаллов, ускоренная полимеризация пластмасс, нейтронное трансмутация, легирование Si и др. Совершенство методов для создания материалов, устойчивых к облучению, а также для придания материалам нужных свойств под действием облучения составляют предмет радиац. материаловедения.

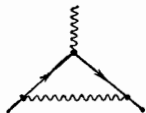
Лит.: Келдыш В., Радиационное повреждение твёрдых тел, пер. с англ., М., 1970; Физические процессы в облучённых полупроводниках, под ред. Л. С. Смирнова, Новосибир., 1977, В. Н. Мордович.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ — поправки *возмущений теории* к амплитудам разл. процессов в *квантовой теории поля* (КТП), обусловленные рождением и уничтожением виртуальных частиц.

Вычисление Р. п. к гл. эл.-динамик. процессам было первой задачей после построения осн. принципов *квантовой электродинамики* (КЭД) в 30-х гг. Возникающие при расчётах бесконечности (см. *Ультрафиолетовые расходимости*) устраняются после перенормировок. Совр. метод вычисления Р. п. основан на применении релятивистской инвариантной теории возмущений, созданной в кон. 40-х гг. в работах Р. Фейнмана (R. Feynman), Дж. Швингера (J. Schwinger), С. Томонага (S. Tomonaga), Ф. Дайсона (F. Dyson). Чаще всего используются наглядный метод *Фейнмана диаграмм*.

Исторически нач. импульс развитию совр. КТП дали опыты У. Лэмба (W. Lamb) и Р. Ризерфорда (R. Retherford) в 1947 по измерению расщепления $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ уровней атома водорода, вырожденных в релятивистской квантовой механике с учётом тонкого и сверхтонкого расщеплений. Оказалось, что в действительности вырождения нет — уровень $2P_{1/2}$ на 1000 МГц ниже $2S_{1/2}$. Первые теоретич. расчёты были выполнены в том же году Х. Бете (H. Bethe). С полной последовательностью Р. п. учтены Н. Кроллом (N. Kroll) и У. Лэмбом, а также Дж. Френчем (J. French) и В. Вайскопфом (V. Weisskopf) в 1949 — после рождения совр. КЭД. Осн. вклад в это расщепление (*ламбовский сдвиг*) вносит поправка и вершинной ф-ции; соответствующая диаграмма Фейнмана имеет вид, изображённый на рис. 1 (где сплошные линии отвечают электрону, волнистые — фотону).

Рис. 1.



Совр. теоретич. расчёты учитывают большое число диаграмм и приводит к величине расщепления $\Delta E_{\text{теор}} = \mathcal{E}(2S_{1/2}) - \mathcal{E}(2P_{1/2}) = 1057,910$ МГц [Г. У. Эрикссон (G. W. Erickson), 1974] или $1057,884(14)$ МГц [П. И. Мор (P. I. Mohr), 1975]. Кроме того, в расчётах учитывались эффекты следующих порядков по константе связи, были учтены также эффекты конечных размеров ядра. Эксперим. данные находятся в прекрасном согласии с теоретич. расчётами: $\Delta E_{\text{эксп}} = 1057,8514(19)$ МГц.

Вычисление вершинной диаграммы позволяет изучить ещё одну важную Р. п. — *аномальный магнитный момент*. Если принять магн. момент фермиона со спином $1/2$, вытекающий из теории Дирака, за единицу, то однопетлевая Р. п. равна $\alpha/2\pi$, где $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, константа связи КЭД. Эта поправка была вычислена впервые Дж. Швингером в 1948, а затем Р. Фейнманом в 1949 с помощью диаграммной техники. Обычно говорят не о самом магн. моменте, а о гиромагнитном отношении g , определяемом как коэф. пропорциональности между магн. моментом μ и спином S , $\mu = g(e/2mc)S$, где e , m — заряд и масса фермиона. В теории Дирака $g = 2$ и Р. п. описываются величиной $(g - 2)$. Теоретич. расчёт позволяет учесть поправки порядка α^2 . При этом получают разные значения для электрона и мюона, что связано с зависимостью результата от массы фермиона. Теоретич. результат для электрона:

$$\left(\frac{g-2}{2}\right)_{\text{теор}} = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328478945\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + 1,47562(56)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 - 1,47(15)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 = 1159652164(108) \cdot 10^{-12};$$

эксперим. значение:

$$\left(\frac{g-2}{2}\right)_{\text{эксп}} = 1159652188,4(4,3) \cdot 10^{-12}$$

(по данным 1988).

Учёт поправок 4-го порядка по α потребовал вычисления почти 900 диаграмм Фейнмана. Для дальнейшей повышения точности необходимо учитывать поправки, связанные со *слабым взаимодействием*, вклад к-рых имеет порядок 10^{-13} .

При вычислении аномального магн. момента мюона необходимо учитывать, хотя и приближённо, поправки 4-го порядка по α (из-за большого фактора, пропорционального отношению масс мюона и электрона). Кроме этого, относительно велик вклад в величину $(g_\mu - 2)$ адронных поправок из-за адронной перенормировки фотонного пропагатора. Чисто электродинамич. вклад есть

$$\left(\frac{g_\mu-2}{2}\right)_{\text{эл}} = \frac{\alpha}{2\pi} + 0,765858(10)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + 24,073(11)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + 140(6)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 = 11658480(3) \cdot 10^{-10},$$

а адронная поправка равна $702(19) \cdot 10^{-10}$, так что полное теоретич. значение

$$\left(\frac{g_\mu-2}{2}\right)_{\text{теор}} = 11659202(20) \cdot 10^{-10}$$

находится в прекрасном согласии с экперим. значением $(g_\mu - 2)_{\text{эксп}} = 1165922(9) \cdot 10^{-10}$. Оценка величины вклада слабого взаимодействия даёт $2 \cdot 10^{-9}$, что меньше точности в теории и эксперименте.

Ещё одна важная Р. п. — поправка к отношению сечений электрон-позитронной аннигиляции в адроны и мюоны:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}.$$

Из квантовой хромодинамики (КХД) следует, что для этого отношения в области применимости теории возмущений осн. поправки связаны с обменами *глюонами*, в частности, гл. поправка определяется двухпетлевой диаграммой (рис. 2) [спиральные линии здесь изображают глюоны, прямые — кварки, внешние (волнистые) —

Рис. 2.



фотона]. Вычислены вклады четырёхпетлевых диаграмм при условии малости масс кварков, так что оканчат. выражение для R имеет вид

$$R = 3 \sum_i Q_i^2 \left[1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1,41 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + 64,7 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 \right] - \left(\sum_i Q_i \right)^2 1,679 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3,$$

где сумма берётся по всем типам кварков, Q_i — величины кварковых зарядов (заряд электрона принят за единицу) и α_s — константа связи КХД.

Помимо процесса электрон-позитронной аннигиляции а адроны при высокой энергии, теория возмущений может применяться в КХД при изучении *глубоко неупругих процессов*, при этом вычисление Р. п. позволяет обнаружить логарифмич. отклонение от скейлинга Бёрнена (см. *Масштабная инвариантность*) в этих процессах.

В теории электрослабого взаимодействия Вайнберга — Гашоу — Салама помимо вычисления Р. п. к наблюдаемым процессам, напр. к бета-распаду или распаду мюона, имеет смысл говорить также о вычислении поправок к осн. параметрам теории — к массам промежуточных векторных бозонов и Вайнберга углу, определяющему интенсивность нейтральных токов. Это связано с тем, что теория предсказывает определ. отношение между разными параметрами, к-рые измеряются в независимых экспериментах. Наиб. удобной параметризацией является следующая. Для угла Вайнберга θ_W

$$\sin^2 \theta_W = \sin^2 \theta_0 + \Delta S^2,$$

где $\sin^2 \theta_0 = 0,242(6)$ — значение, полученное из эксперим. данных по глубоко неупругому рассеянию в преобладании всеми Р. п. к заряженным (см. Заряженный ток) и нейтральным током, а ΔS — величина Р. п. Для массы т-кварка 45 ГэВ и массы Хиггса бозона 100 ГэВ $\Delta S^2 = -0,009(1)$.

Для масс промежуточных векторных бозонов W^{\pm}, Z используется параметризация:

$$M_W = \frac{A^0}{\sin \theta (1 - \delta_W)^{1/2}}, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W},$$

где $A^0 = (\pi \alpha / \sqrt{2} G_F)^{1/2} = 37,281$ ГэВ, G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия; величина δ_W описывает вклад Р. п. в массы, возникающий при вычислении поправок к процессам глубоко неупругого рассеяния, к слабому распаду мюона (при определении G_F) и к поляризац. операторам фотона и промежуточных векторных бозонов. При упомянутых массах t-кварка и хиггсовского бозона теоретич. предсказание для величины δ_W составляет

$$\delta_W^{\text{теор}} = 0,106(4),$$

эксперим. значение:

$$\delta_W^{\text{эксп}} = 0,112(37).$$

Т. о., с уровнем достоверности 90% эксперим. данные подтверждают существование Р. п. к осн. соотношению для масс промежуточных векторных бозонов и угла смешивания Вайнберга.

Весьма существен. роль могут играть Р. п. и в разл. распадах. Напр., распады хиггсовских бозонов могут определять однопетлевые, а не древесные диаграммы, т. к. однопетлевые диаграммы в этом случае не малы, поскольку содержат большую константу связи хиггсовского бозона с тяжёлыми виртуальными кварками (b, t, \dots). Также важна роль Р. п. в слабых радиац. распадах гиперонов типа $\Sigma^+ \rightarrow p, \Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ и др. Большой вклад в эти процессы вносят графики типа рис. 3 (где сплошная линия изображает барионы, волнистая линия — фотон, а штриховая — пион или каон).



Рис. 3.

Важность таких диаграмм связана с тем, что при интегрировании по импульсам виртуальных частиц в петле возникает большой логарифм $\ln(M_B/m_s)$, где M_B, m_s — массы бариона и пиона. Существует много и др. распадов, в к-рых Р. п. также чрезвычайно существенно.

Важна роль Р. п. и в моделях великого объединения теорий взаимодействия (GUT). В частности, в модели,

осн. на группе $SU(5)$, масса великого объединения в орбитальном приближении не зависит от числа поколений фермионов, что связано с одинаковым вкладом в бета-функцию для разных зарядов. Однако на двухпетлевом уровне (т. е. при учёте Р. п. следующего за главным приближением) такая зависимость появляется. Кроме того, важна их роль и при получении синуса угла Вайнберга из модели великого объединения. Так, для $SU(5)$ -модели учёт поправок изменяет затронутое значение квадрата синуса угла смешивания 0,237, следующее из теоретико-групповых свойств модели в нулевом приближении, на более близкое к эксперименту значение 0,228. Точнее,

$$\sin^2 \theta_W(M_W) = 0,237^{+0,003}_{-0,004} - \frac{1}{5} \frac{\alpha(M_W)}{\pi} \ln \frac{M_{GUT}}{M_W};$$

при этом масса великого объединения M_{GUT} порядка $5 \cdot 10^{16}$ ГэВ.

Помимо поправок в КЭД, КХД и теории электрослабого взаимодействия интерес представляет вычисление Р. п. в теории гравитации, однако пока этот вопрос не является строго поставленным, поскольку в квантовой теории гравитации, в отличие от теории калибровочных полей, вычисление Р. п. невозможно — эта теория неперенормируема. Построение квантовой теории гравитации (в будущем) позволит однозначно вычислять квантовые поправки к любому процессу.

Лит.: Л. В. Г. Р. Уэдделл, D. В. The implications of QED theory for fundamental constants, a кн.: Proc. of the Second Intern. Confer. on precision measurement and fundamental constants, National Bureau of Standards, Gaithersburg, Wadsworth, 1982. М. И. Косин, К. Зюбер, Ж.-Б. Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984; Kinoshta T., Nishizawa O. Kamo T. Y., Improved theory of the muon anomalous magnetic moment, «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 52, № 9, p. 717; A. M. L. и др., Comprehensive analysis of data pertaining to the weak neutral current and the intermediate — vector-boson masses, «Phys. Rev.», 1987, v. 36 D, № 5, p. 1385; Gorishny S. G., Kataev A. L., Larin S. A., Next-next-to-leading α_s^2 QCD correction to $\sigma_{\text{had}}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$: analytical calculation and estimation of the parameter A_{had}^2 , «Phys. Lett.», 1988, v. 212 B, № 2, p. 238; Kinoshta T., Accuracy of the fine-structure constant, «IEEE Trans. Instrum. Meas.», 1989, v. 38, № 2, p. 172.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ — энергия, теряемая заряд. частицей, движущейся в веществе, за счёт эл. маг. излучения. Испускание фотонов обусловлено рассеянием частиц в кулоновском поле ядер. Кулоновское поле тормозит частицу, и она теряет часть энергии, излучая фотоны. Возникающее при этом излучение наз. тормозным, а сам процесс — радиацион. торможением. Р. п. зависит от заряда ядер вещества Z . Тяжёлые материалы обладают большей тормозной способностью. С др. стороны, ускорение частицы обратно пропорционально её массе m , т. е. при одном и том же Z нав. Р. п. будут испытывать электроны. Сущест. роль в процессе радиац. торможения играет расстояние частицы от ядра в момент испускания фотона. На больших расстояниях от ядра его поле можно рассматривать как поле точечного заряда, но если это расстояние больше ср. радиуса орбит атомных электронов, то необходимо учитывать экранирование поля ядра электронами. Если расстояние, на к-ром происходит испускание фотона, мало, то поле ядра уже не может рассматриваться как поле точечного заряда.

Осн. характеристики тормозного излучения даёт классич. электродинамика [1]. Квантовая теория обеспечивает более точные количеств. результаты [2—4]. Вероятность излучения электронами, имеющими энергию ϵ , фотона с энергией ϵ' даётся ф-лой

$$W(\epsilon, \epsilon') d\epsilon' = 4\pi \alpha Z^2 r_e^2 \frac{d\epsilon'}{\epsilon} \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)^2 \right] \Phi_1 - \left[1 - \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)^2 \right] \Phi_2 \right\}, \quad (1)$$

Здесь λ — число атомов вещества в 1 см^3 , $\alpha = 1/137$; $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см. Ф-ции Φ_1, Φ_2 отсылают экраниро-

вание кулоновского поля ядра атомными электронами, к-рое характеризуется параметром

$$\gamma = 100 \frac{mc^2}{\mathcal{E}} \cdot \frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E} - \mathcal{E}'} \cdot Z^{-1/2},$$

где m — масса электрона. При $\gamma \gg 1$ экранирование отсутствует, тогда

$$\Phi_1 = \ln \left(\frac{2\mathcal{E}}{mc^2} \cdot \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}'}{\mathcal{E}'} \right) - \frac{1}{2}; \quad \Phi_2 = -\frac{2}{3} \Phi_1.$$

Когда $\gamma = 0$, имеет место полное экранирование, при к-ром

$$\Phi_1 = \ln(191Z^{-1/2}); \quad \Phi_2 = -\frac{2}{3} \ln(191Z^{-1/2}) + \frac{1}{9}.$$

В промежуточных случаях выражения для Φ_1 и Φ_2 становятся более сложными [3].

Р. п. на пути x для электрона можно определить, интегрируя выражение (1) по энергии фотона:

$$-\left(\frac{dx}{d\mathcal{E}}\right) = \int_0^{\mathcal{E}} \sigma' W_z(\mathcal{E}, \mathcal{E}') d\mathcal{E}'. \quad (2)$$

В случае $\gamma \approx 0$ и высоких энергий \mathcal{E} получаем

$$-\left(\frac{dx}{d\mathcal{E}}\right) = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \left[\ln(191Z^{-1/2}) + \frac{1}{8} \right].$$

При этом отност. потери энергии $(-dx/dx)/\mathcal{E}$ являются пост. величиной для данного вещества. При малых энергиях отност. Р. п. растут логарифмически с ростом \mathcal{E} , что следует из (2):

$$-\left(\frac{dx}{d\mathcal{E}}\right) = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \left(\ln \frac{2\mathcal{E}}{mc^2} - \frac{1}{3} \right).$$

В случае полного экранирования

$$W_z d\mathcal{E}' = \frac{1}{x_0} \frac{d\mathcal{E}'}{\mathcal{E}'},$$

где x_0 — т. н. радиац. длина, определяемая выражением

$$\frac{1}{x_0} = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \ln(191Z^{-1/2}).$$

Для вещества сложного хим. состава

$$\frac{1}{x_0} = \sum_i f_i / x_{i0},$$

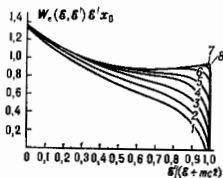
где x_{i0} — радиац. длина i -го компонента, f_i — его отност. вес. Выражение для отност. Р. п. электрона на радиационной единице длины имеет вид $(1/\mathcal{E})(d\mathcal{E}/dx) = 1$.

Интегрирование этого выражения даёт величину энергии электрона после прохождения слоя вещества толщиной x (в радиац. единицах длины):

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \exp(-x).$$

Энергетич. спектр фотонов тормозного излучения непрерывен (рис.). Число фотонов уменьшается с

Дифференциальное сечение радиационного торможения электронов в Рб при $\mathcal{E}/mc^2 = 10^1(1)$, $2 \cdot 10^1(2)$, $4 \cdot 10^1(3)$, $10^2(4)$, $2 \cdot 10^2(5)$, $10^3(6)$, $10^4(7)$, ∞ (8).



ростом энергии фотона. Макс. энергия фотона равна энергии электрона. Угл. распределение тормозных фотонов имеет максимум в направлении движения электрона. Ср. угл. испускания тормозных фотонов определяется выражением

$$\bar{\theta} \approx \frac{mc^2}{\mathcal{E}} \ln \frac{\mathcal{E}}{mc^2}.$$

При торможении электронов в монокристаллах Р. п. могут зависеть от направления движения электрона относительно кристаллографич. осей. При определ. условиях имеют место когерентное тормозное излучение и излучение навалерованных частиц. Энергетич. спектр тормозных фотонов при этом отличен от спектра, возникающего при торможении электронов в аморфном веществе [5].

К Р. п. можно отнести также потери за счёт Черенкова — Вавилова излучения, испускаемого заряд. частицами, движущимися в веществе со скоростями, превышающими фазовую скорость света в данной среде, и за счёт т. н. переходного излучения, испускаемого заряд. частицей при пересечении границы раздела сред, имеющих разные значения диэлектрич. проницаемостей.

Движение электронов в вакууме может также сопровождаться Р. п. энергии, если они движутся в магн. поле [6]. Эти потери энергии неизбежны в циклот. синхротроне (см. Синхротронное излучение).

Лит.: 1) Ферми Э., Ядерная физика, пер. с англ., М., 1951; 2) Габеллер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1968; 3) Беликин И. С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.—Л., 1948; 4) Россси В., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; 5) Review of particle properties, Phys. Lett., 1958, т. В 204; 6) Базылев В. А., Желего И. К., Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях, М., 1987.

А. С. Велюсов.
РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ — ядерная реакция, в к-рой влетающая частица захватывается ядром-мишенью, а энергия возбуждения образующегося составного ядра излучается в виде γ -квантов (иногда — конверсионных электронов; см. Конверсия внутренняя). Р. з. — преобладающий процесс взаимодействия с ядрами для нейтронов, для др. частиц он играет существенно меньшую роль.

Р. з. медленных нейтронов с энергией \mathcal{E} в осн. идёт через резонансное образование состояний составного (компаунд) ядра при $l = 0$ (см. Нейтронная спектроскопия). Сечение Р. з. σ , описывается Брейта — Вигнера формулой

$$\sigma_T = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{g\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (1)$$

Здесь Γ — полная ширина нейтронного резонанса, Γ_n , Γ_γ — нейтронная и радиац. ширины нейтронного резонанса, \mathcal{E}_0 — кинетич. энергия нейтрона в максимуме резонанса, λ — длина волны нейтрона, g — т. н. спиновый фактор, зависящий от спиновых состояний исходного и составного ядер. Для тепловых нейтронов Р. з. обусловлен вкладом ближайших состояний составного ядра, в т. ч. состояний с энергией меньше энергии связи нейтрона. Сечение Р. з. тепловых нейтронов

$$\sigma_T = 6,5 \cdot 10^{-12} \mathcal{E}^{-1/2} \sum_i \left(\frac{g_i^2 \Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma_i^2} \right) \text{см}^2, \quad (2)$$

где $\Gamma_n^0 = \Gamma_n \sqrt{1/\mathcal{E}}$. Суммирование ведётся по всем резонансам i , приближение справедливо при $|\mathcal{E}_0| \gg \mathcal{E}$; $|\mathcal{E}_0| \gg \Gamma$. Множитель $\mathcal{E}^{-1/2}$ в (2) обусловливает т. н. закон $1/v$ в сечении Р. з. медленных нейтронов. Для ядер, у к-рых имеется резонанс при низкой энергии нейтронов ($\mathcal{E} \leq 0,3$ эВ), сечение велико и достигает 10^4 — 10^6 бари (напр., у ^{133}Cs 2,104, у ^{157}Gd 2,5·10⁶).

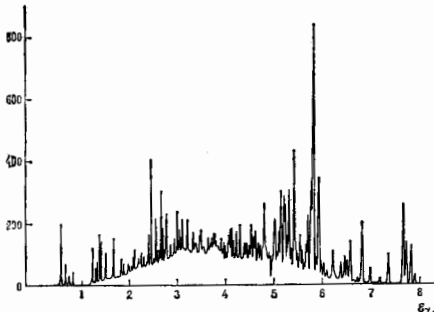
Для Р. з. быстрых нейтронов становится существенными нейтроны с $l \geq 1$. Однако усреднённое сечение убывает с ростом энергии \mathcal{E} за счёт уменьшения λ .

С увеличением массового числа A ядра сечения $P. з.$ возрастает. Для $\sigma = 1$ МэВ $\sigma(A = 50-100) \approx 3-10$ миллибар; $\sigma(A = 150-240) \approx 80-200$ миллибар. С увеличением σ до 5 МэВ сечение σ уменьшается примерно в 5 раз. Приведённые значения σ являются приближёнными, т. к. σ меняется в неск. раз при переходе от ядра к ядру.

При захвате нейтрона образовавшееся составное ядро возбуждено до энергий $E^* = E_{св} + E_n$, где $E_{св} \approx 6-8$ МэВ — энергия связи нейтрона в ядре. Возбуждение у большинства тяжёлых и средних ядер снимается за счёт испускания каскада γ -квантов, имеющих сложный спектр из-за разнообразия переходов между уровнями ядра ниже $E_{св}$ (рис.). Лёгкие и магические ядра имеют меньшую плотность уровней, а потому и более простой γ -спектр. Измерение γ -спектра позволяет получить информацию о возбуждённых состояниях ядра.

Р. з. нейтронов приводит к образованию ядер с массовым числом $A + 1$. Это используется для получения радиоизотопов. Напр., γ -источник ^{60}Co образуется при нейтронном облучении в ядерном реакторе природного ^{59}Co . Р. з. используется для детектирования нейтронов (см. Нейтронные детекторы).

Р. з. протонов преишествует кулоновский барьер ядра. С увеличением энергии протона E_p прозрачность барьера $D(E_p)$ возрастает и Р. з. протонов становится



Аппаратурный спектр γ -квантов радиационного захвата ^{114}Cd (п), ^{114}Cd . Энергия E_γ дана в МэВ.

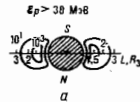
заметным. Увеличение A сопровождается уменьшением $D(E_p)$, и сечение Р. з. падает. Для налетающих частиц с зарядом $Z > 1$ Р. з. практически не наблюдается.

Лит. см. при ст. Ядерные реакции. Л. Б. Пихлермер. **РАДИАЦИОННЫЙ ПОЯС** — область околоземного (околопланетного) пространства с интенсивными потоками энергичных заряд. частиц. Р. п. Земли открыт в 1958 в результате полётов первых ИСЗ. Детекторы заряд. частиц, регистрировавшие поток космических лучей вне атмосферы, обнаружили, что потоки электронов и протонов с энергиями от неск. десятков кэВ до сотен МэВ на неск. порядков превращают фоновый поток космич. лучей в окрестности Земли. Позже в Р. п. Земли обнаружены α -частицы, ионы кислорода и тяжёлые ионы.

Геоматг. поле акварирует поверхность Земли от потоков солнечных и галактич. космич. лучей и является ловушкой для заряд. частиц (см. Геоматгитная ловушка). Концентрация захваченных в подобную ловушку частиц определяется интенсивностью источника этих частиц и их временем жизни, или, др. словами, потерями. Т. к. диапазон энергий захваченных частиц (т. е.

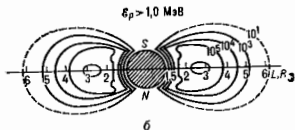
частич, траектории к-рых в преобладании процессами потерь бесконечно долго остаются в области Р. п.) весьма широк, то оказываются существенно различными источники частиц равных энергий и наиб.эфф. механизмы потерь. Осн. источником частиц самых высоких энергий является распад нейтронов альbedo космич. лучей (нейтронов, образующихся при взаимодействии космич. лучей с плотными слоями атмосферы). Частицы меньших энергий, вносящие наиб. вклад в плотность энергии Р. п., появляются в результате процессов переноса и ускорения малозергичной магнитоферной плазмы, к-рая, в свою очередь, восполняется за счёт истечения ионосферной плазмы вдоль силовых линий магн. поля в полярных областях Земли. Др. источником магнитоферной плазмы являются частицы солнечного ветра, проникающие внутрь магнитоферы Земли. Во время интенсивных магнитосферных возмущений — магнитосферных суббурь и магн. бурь (см. Магнитные вариации) — особенно велика роль ионосферного источника.

В 1980-х г.г. появилась гипотеза о «крутовороте» плазмы в магнитофере Земли. Эксперим. подтверждение этой гипотезы получено при измерениях ионного состава Р. п. — среди энергичных частиц зарегистрирована значит. доля ионосферных ионов (ионов кислорода и молекулярных ионов). Хотя нм. аспекты процессов ускорения и переноса частиц в магнитофере недостаточны ясно, в первом приближении Р. п. можно считать промежуточным резервуаром накопления энергичных частиц, перемещающихся по знергетич. шкале в процессе «крутоворота». Предполагается, что «крутоворот» плазмы в магнитофере Земли происходит по следующей схеме. В полярных областях вдоль открытых силовых линий геомагн. поля, уходящих в удалённые области магнитоферы, ионосферные ионы и электроны с энергией неск. эВ (превышающей их тепловую энергию) «испаряются» из плотных слоёв атмосферы, преодолевая гравитат. притяжение Земли (т. н. полярный ветер). Попадая в плазменный слой хвоста магнитоферы, эти частицы ускоряются до энергий порядка неск. кэВ и вовлекаются в коллективное движение плазмы к Земле. На внеш. границе Р. п. (на геосинтрич. расстояниях $6-10 R_E$, R_E — радиус Земли) большие квазистационарные электрич. поля и сильно неоднородные магн. поля увеличивают энергию частиц ещё на один-два порядка. Далее, перемещаясь ближе к Земле, в район максимума потоков частиц Р. п. ($2-5 R_E$), в результате рассеяния на колебаниях электрич. и магн. полей, частицы попадают в область всё более сильного магн. поля, испытывая индуц. ускорение вплоть до энергий в сотни МэВ. Те же процессы рассеяния, к-рые приводит к радиальному перемещению частиц к Земле, обуславливают их попадание в конус потерь (см. Магнитные ловушки). Он определяется соотношением между полем в вершине силовой линии (в экваториальной плоскости) и полем вблизи торца геомагн. ловушки (в верх. слоях атмосферы). Частицы, у к-рых достаточно велика продольная (по отношению к магн. полю) компонента скорости при движении вдоль силовой линии, попадают в плотные слои атмосферы. Здесь они сталкиваются с ионами или нейтральными атомами и тормозятся, «теряясь» среди тепловых ионов. После переноса в полярные области заряд. частицы готовы вновь «стать» полярным ветром и начать новый цикл. Помимо высylation в верх. атмосферу др. механизмом потерь является перезарядка энергичных частиц (см. Перезарядка ионов) на нейтральных атомах экзосферы. Этот процесс особенно важен для долгоживущих энергичных частиц. В целом различия в механизмах ускорения и потерь разных составляющих Р. п. — электронов, протонов и др. частиц — настолько



велики, что делают условным их объединение единым термином частицы Р. п.

Удержание зарядк. частиц в Р. п. осуществляется геомагн. полем. В первом приближении его можно считать дипольным. Траектория зарядк. частицы в дипольном поле может рассматриваться как суперпозиция трёх циклич. движений: вращения вокруг силовой



линии магн. поля, осциллирующей вдоль силовой линии между точками отражения (расположенными симметрично относительно геомагн. экватора) и азимутального дрейфа вокруг Земли. Для описания пространственного распределения частиц в Р. п. используют координаты L и B . Они имеют смысл геоцентрич. экваториального расстояния до силовой линии, вокруг к-рой частица совершает циклотронное вращение (L), и напряжённости магн. поля (B) в точке отражения, где продольная скорость частицы обращается в ноль, меняя свой знак. При перемещении от периферии в глубь магнитосферы интенсивность потоков частиц возрастает до некоего максимума и затем быстро падает. Чем выше энергия частиц, тем ближе к Земле расположен максимум интенсивности. Для интенсивности потока электронов характерно двукратное распределение по L . Поэтому выделяют внутр. и внеш. Р. п. электронов с зазором на $L = 2-3 R_3$. Иногда употребляют понятия внутр. и внеш. Р. п. протонов. Такое разделение условно, поскольку распределение протонов данной энергии по L имеет один максимум. Теоретически профиль интенсивности потока частиц получают как результат пространственной диффузии частиц, диффузии и переноса частиц в пространств. скоростей. Механизмами, обеспечивающими стохастизацию траекторий частиц, служат рассеяние на волнах и на вращающихся скачках магн. п. электр. полей, обусловленных резкими изменениями параметров плазмы солнечного ветра на фронтах межпланетных ударных волн. Копулирующим механизмом стохастизации может быть т. в. динамич. хаос, связанный с великими резонансами между осцилляциями по разл. степеням свободы. Существует достаточно разработанная теория диффузии частиц в фазовом пространстве. Построены модели взаимодействия частиц с разл. модами колебаний, наблюдаемыми в магнитосфере. Для подобного взаимодействия характерны нелинейные процессы, связанные с раскачкой плазменных неустойчивостей. Как правило, теоретич. модели хорошо описывают усреднённые во времени профили интенсивности частиц. На рис. а и б изображены изолинии наблюдаемой интенсивности потоков ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) протонов характерных энергий $\epsilon_p(S$ и N — южный и северный магн. полюсы Земли). Нестационарные процессы в детальной пространственной структуре потоков частиц описаны лишь фрагментарно. Требуют дальнейших эксперим. исследований и теоретич. анализа сильные вариации потоков частиц в Р. п. во время ижекции в период магнитосферных суббур и магн. бур.

Помимо Земли Р. п. обнаружены у Юпитера, Сатурна и Урана, обладающих сильным магн. полем. Они обнаружены по регистрируемому на Земле дециметровому и километровому радионезлучению частиц Р. п. Потоки энергичных частиц непосредственно регистрировались при пролётах космич. аппаратов вблизи этих планет. Т. к. магн. поле планет-гигантов близко земного, они имеют более мощные магнитосферы и Р. п. Несмотря на подобие (с учётом соответствующего изменения масштабов) магнитосфер Юпитера, Сатурна и Земли, в

структуре их Р. п. имеются существен. различия. Они обнаружены тем, что спутники Юпитера и Сатурна оказываются в зоне Р. п. Эффект поглощения частиц поверхностью спутника может существенно изменить профиль Р. п. Сильное магн. поле Юпитера значительно ослабляет поток космич. лучей у верх. границы атмосферы. Это делает пренебрежимо малым вклад от распада нейтронов альbedo. В результате энергич. спектр частиц в Р. п. Юпитера оказывается более «мягким», чем в Р. п. Земли. Большие размеры магнитосферы и мощная энергетика процесса ускорения (до 10^{13} Вт) делают Юпитер самым мощным источником космич. лучей низких энергий ($1-10$ МэВ).

Р. п. представляет собой серьёзную опасность при длит. полётах в околоземном (околопланетном) пространстве. Из-за сильной электризации может выйти из строя бортовая аппаратура. Живые организмы внутри космич. корабля могут получить лучевое поражение. Дим.: Т. В. Р. п. в г. В. А., Динамика радиационных поясов Земли, М., 1968; W i l l i a m s D. J., Ring current and radiation belts, «Rev. Geophys.», 1987, т. 25, № 3, p. 570.

И. И. Алексеев.

РАДИАЦИОННЫЙ ФОН — совм. воздействие природных и техногенно изменённых радиац. факторов.

Естественный радиационный фон обусловлен в осн. β - и γ -излучениями природного радионуклида ^{40}K и радионуклидами уранового и ториевого радиоактивных рядов, содержащихся в почве, строит. материалах, в теле человека, а также космич. излучением. По данным, к-рые регулярно представляет в ООН Науч. комитет по действию атомной радиации, годовая эфф. эквивалентная доза облучения человека за счёт естеств. Р. ф. составляет в ср. $2,4$ мЗв (240 мбэр). На $1/3$ эта доза связана с внутр. воздействием газообразных α -активных продуктов распада радона и торона. При этом вклад продуктов распада радона в дозу почти в 5 раз больше, чем торона. Доза внутр. облучения, обусловленная β - и γ -излучением ^{40}K , к-рый содержится в мягких тканях человека (преим. в мышцах), сравнима с вкладом α -излучения продуктов распада торона и относительно постоянна. Доза за счёт продуктов распада радона и торона подвержена резким изменениям, т. к. на ней к-рые радиоактивности строит. материалов влияют степень обмена воздуха в помещениях.

Внеш. воздействие обусловлено космич. излучением (410 мкЗв) и γ -излучением ^{40}K (150 мкЗв) и радионуклидов ториевого и уранового рядов (160 и 100 мкЗв), содержащихся в почве и строит. материалах. Доза за счёт основных космогенных радионуклидов ^3H , ^6Li , ^{14}C , ^{22}Na , образующихся космич. излучением в верх. слоях атмосферы, мала (15 мкЗв).

Обнаружены области с повышенным Р. ф., в частности высокогорные города Богота, Лхаса, Кито, в к-рых дозы за счёт космич. излучения превышают 1 мЗв, а также песчаные зоны с большой концентрацией минералов, содержащих фосфаты с примесью U и Th , в Индии (шт. Керала) и Бразилии (шт. Эспириту-Санту), участки выхода вод с высокой концентрацией ^{222}Ra в Иране (г. Ромсер) и др. Хотя в нек-рых из этих районов мощность поглощённой дозы в 10^8 раз превышает среднюю по поверхности Земли, обследования населения не выявили сдвигов в структуре заболеваемости и смертности.

Интегральное радиац. воздействие естеств. Р. ф. на население Земли соответствует годовой коллективной эфф. эквивалентной дозе, равной 10^7 чел.Зв (10^8 чел.бэр).

Техногенный радиационный фон обусловлен гл. обр. добычей и сжиганием каменного угля, нефти, газа, др. горючих ископаемых, использованием фосфатных удобрений, добычей и переработкой неуровневых руд, в процессе к-рых происходит перераспределение и концентрирование естеств. радионуклидов. Вклад в техногенный Р. ф. дают также испытания ядерного оружия и ядерная энергетика. При ср. концентрации Ra и Th в дереве $0,2-0,5$ Бк/г, в природном гнисе

и обичном бетоне от 1,5 до 10 Бк/кг выявлены строит. материалы с повш. уд. активностью ~1200 Бк/кг (Финляндия), 2600 Бк/кг (Швеция), 4600 Бк/кг (США). Коллективная эквивалентная доза за счёт использования фосфогипса в жилищном строительстве достигает $3 \cdot 10^5$ чел.-Зв, за счёт сжигания угля в жилых домах и при использовании угольной золы в строит. материалах — $4 \cdot 10^4$ чел.-Зв, при сжигании угля на электростанциях — $2 \cdot 10^8$ чел.-Зв ($2 \cdot 10^6$ чел.-бэр). Полная ожидаемая доза за год не превышает $5 \cdot 10^3$ чел.-Зв, чему для населения соответствует ср. эквивалентная индивидуальная доза ~100 мкЗв.

Лит.: Сивинцев Ю. В., Естественный радиационный фон. «Атомная энергия», 1988, т. 64, в. 1, с. 46; Доклад Научного Комитета ООН по действию атомной радиации: Приложение. А-облучение за счёт естественных источников ионизирующего излучения. Нью-Йорк, ООН, 1988. Ю. В. Сивинцев.

РАДИЙ (Radium), Ra, — радиоактивный хим. элемент II гр. периодич. системы элементов, ат. номер 88, аналог щёлочно-земельных металлов. Открыт в 1898 П. и М. Кюри (P. et M. Curie). Все изотопы Р. радиоактивны: α -радиоактивные ^{223}Ra ($T_{1/2} = 11,43$ сут), ^{224}Ra ($T_{1/2} = 3,66$ сут), ^{226}Ra (собственно Р.; $T_{1/2} = 1600$ лет) и β -радиоактивный ^{228}Ra ($T_{1/2} = 5,76$ лет) постоянно присутствуют в земной коре как члены естеств. радиоакт. рядов. Содержание ^{226}Ra составляет ок. 1 г на 3 т урана в урановой руде. Искусственно получают изотопы ^{213}Ra — ^{229}Ra . Электронная конфигурация внеш. оболочки $7s^2$. Энергии последоват. ионизации: 5,279; 10,447; 34,3 эВ. Металлич. радиус атома Ra 0,235 нм, радиус иона Ra^{2+} 0,144 нм. Значение электроотрицательности 0,97.

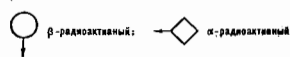
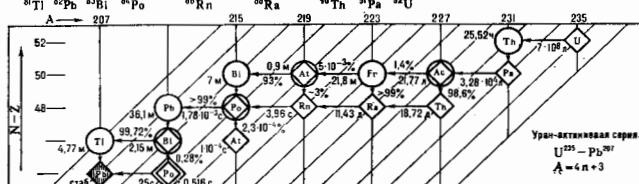
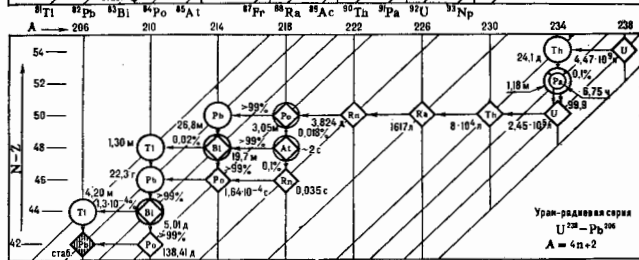
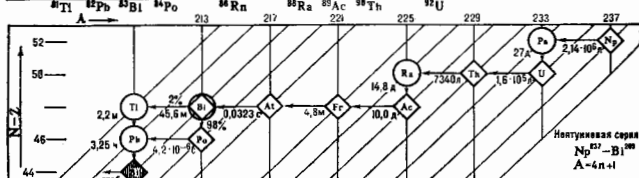
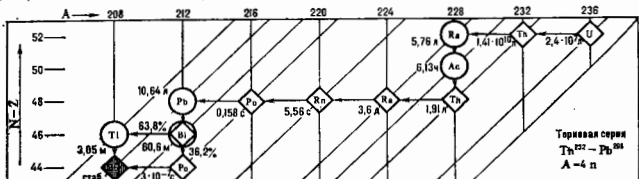
В свободном виде Р. — серебристо-белый блестящий металл с объёмно-центриров. кубич. кристаллич. структурой. Плотн. $5,5$ — $6,0$ г/см 3 , $t_{\text{пл}} = 700$ — 970 °С (по разным данным), $t_{\text{кип}} = 1440$ — 1500 °С, уд. теплота плавления 37 кДж/кг, теплопроводность 18,6 Вт/(м·К) (при 293 К). Р. и его соединения светятся в темноте.

Химически активен и схож с Ba, в соединениях проявляет степень окисления +2. Р. и его соединения токсичны. Р. использовался в 1900—30-х гг. для исследования радиоактивности; радиоактивность 1 г Р. принималась за единицу

её измерения (кюри). Ныне Р. применяют в осн. в медицинских целях (как источник радона для радонных ванн), в смеси с ^{226}Ra используют в ампульных источниках нейтронов.

Лит.: Погорюкин С. А., Джибжан Э. П., Как добывали советский радий, 2 изд., М., 1977. С. С. Верёвова.

РАДИОАКТИВНОСТЬ (от лат. radio — излучаю + activus — деятельный) — свойство атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) изменять свой состав (заряд Z, массовое число A) путём испускания элементарных частиц или ядерных фрагментов. Радиоакт. распад может происходить, если данное превращение энергетически выгодно, т. е. если разность Q между массой исходного ядра и суммарной массой продуктов распада положительна. Нек-рые из существующих в природе ядер радиоактивны, но большинство радиоакт. нукли-



дов получены искусственно в результате ядерных реакций. Искусств. Р. ядер определяет границы (по A и Z) существования в природе радиоуклюдов. Ядра, радиоактивные в осн. состоянии, распадаются и в возбуждённых состояниях. При достаточно больших энергиях возбуждения стабильные ядра также становятся радиоактивными. Ниже рассматриваются ядра, радиоактивные в осн. состоянии.

Явление Р. открыто в 1896 А. Беккерелем (А. Becquerel), к-рый наблюдал спонтанное испускание солями U незастоящего излучения. Вскоре Э. Резерфорд (Е. Rutherford) и П. и М. Кюри (Р. et М. Curie) установили, что при радиоакт. распаде испускаются ядра He (α -частицы), электроны (β -частицы) и жесткое эл.-магн. излучение (γ -лучи). В этот период исследователи Р. могли использовать лишь естеств. радиоуклюды, содержащиеся в земных породах в достаточно большом кол-ве. — ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U . С этих радиоуклюдов начинаются 3 радиоакт. семейства (радиоакт. ряда), заканчивающихся стабильными изотопами Pb (рис.). В дальнейшем был обнаружен ряд, начинающийся с ^{237}Np , с конечным стабильным ядром ^{209}Bi ; ^{237}Np обнаружен в урановых рудах в соотношении $^{237}\text{Np}/^{238}\text{U} = 1,8 \cdot 10^{-4}$, впоследствии — в ядерных реакторах, где он образуется в результате реакции

$$^{238}\text{U}(n, 2n) \xrightarrow{\gamma} ^{237}\text{Np}.$$

Ядра — члены семейства находятся в равновесии между собой, поэтому наряду с долгоживущими родоначальниками существуют и все короткоживущие продукты их распада. Т. к. радиоуклюды открывались как продукты распада U и Th, то им давались названия по месту в радиоакт. ряду, напр. $\text{Ux}_1 \rightarrow \text{Ux}_2$; $\text{Ra} \rightarrow \text{RaE}$.

Распад с вылетом позитронов (β^+ -распад) открыт в 1934 И. и Ф. Жолио-Кюри (I. et F. Joliot-Curie). В 1940 открыт новый тип Р. — спонтанное деление ядер (К. А. Петряк, Г. Н. Флёр). Делящееся ядро разваливается на два осколка сравнимой массы с одноврем. испусканием нейтронов и γ -квантов (см. Деление ядер). Протоновая Р. ядер наблюдалась в 1982 С. Хофманом (S. Hofmann) с сотрудниками (см. Протоновая радиоактивность).

В 1984 Х. Роуз (H. Rose) и Г. Джонс (G. Jones) открыли спонтанное искусственное ядро ^{14}C ядрами Ra. В течение последующих 3 лет был обнаружен спонтанный распад др. ядер с вылетом тяжёлых фрагментов (мастеров) — ^{24}Ne и ^{28}Mg (f -радиоактивность). Возможна также двухпротонная Р., теоретически предсказанная В. И. Гольданским (1960).

Число N радиоакт. ядер убывает со временем t по закону

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t),$$

где N_0 — число ядер в момент их образования, λ — постоянная распада (вероятность распада в единицу времени). Если при распаде происходит конкуренция разл. типов (каналов) Р., то λ равна сумме парциальных велич. λ_i . Относит. вероятность наблюдения разл. видов Р. определяется отношением λ_i/λ . Время жизни нестабильного состояния ядра $\tau = 1/\lambda$. Скорость радиоакт. распада характеризуют периодом полураспада $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$. Полное время жизни радиоакт. ядра связано с парциальными величинами τ_i соотношением $1/\tau = \sum (1/\tau_i)$. Времена жизни родоначальников радиоакт. рядов $\tau \geq 3 \cdot 10^8$ лет. Это немногие «выжившие» с момента образования Солнечной системы нестабильные нуклиды.

Бета-Р., при к-рой сохраняется массовое число A нуклида, но изменяется на 1 его заряд Z , представляет собой одно из проявлений бета-распада ядер, когда входящий в состав ядра протон p (нейтрон n) превращается в нейтрон (протон) с образованием позитрона β^+ (электрона β^-) и нейтрино ν (антинейтрино $\bar{\nu}$). Аналогичную природу имеет изменение заряда ядра,

связанное с захватом атомарных электронов (электронный захват). Бета-распад связан со слабым взаимодействием нуклонов в ядре.

Остальные типы Р. связаны с сильным взаимодействием и электромагнитным взаимодействием нуклонов в ядрах. Радиоакт. распад, при к-ром испускаются протоны, α -частицы или тяжёлые кластеры ядра ^{14}C , характерен тем, что кинетич. энергия отходит движению вылетающей частицы и дочернего ядра принимает значения, близкие (или равные) к полной энергии распада Q . Поэтому дочернее ядро образуется в основном или слабовозбуждённом состоянии. Времена жизни τ , соответствующие этим типам Р., экспоненциально возрастают при уменьшении кинетич. энергии продуктов распада. Распад имеет квантомеханич. характер, он происходит благодаря туннельному проникновению сквозь потенц. барьер, образованный совокупным действием отталкивательного кулоновского и притягивающего ядерного взаимодействий вылетающей частицы и дочернего ядра (см. Альфа-распад).

Продукты распада формируются внутри и на поверхности родительского ядра, причём вероятность их формирования W зависит от структуры исходного и дочернего ядер. Она резко уменьшается при увеличении массы вылетающей частицы. Отношения вероятностей разл. каналов распада λ_i/λ_j , зависящие от Q_i , Q_j и вероятностей формирования продуктов распада W_i , W_j , сильно варьируются. Напр., отношение вероятностей вылета ядра ^{14}C или α -частицы порядка 10^{-10} — 10^{-11} для различных родительских изотопов Ra. Оно достигает $\sim 10^{-13}$ для распада ядра ^{234}U , когда вместо ^{14}C испускается ^{28}Mg .

Спонтанное деление также оказывается возможным благодаря туннельному проникновению через потенц. барьер. Однако в этом случае барьер связан с изменением формы ядра в процессе деления, что приводит к иным закономерностям, управляющим этим процессом. Для объяснения f -распада рассматривают возбуждение ядра, затрагивающее только часть нуклонов vicinity его поверхности; это колебания формы ядра в осн. состоянии (нулевые колебания). В ядерных реакциях возбуждение таких колебаний приводит к появлению т. н. гигантских резонансов (см. Гигантские квантовые осцилляции). Если в процессе таких колебаний ядро достигает грушевидной формы, то могут образоваться фрагмент и остаточное ядро, удерживаемое нек-рое время, как и при α -распаде. Время жизни ядра относительно f -распада определяется вероятностью W «распадной» конфигурации и прозрачностью барьера. Т. к. W убывает с ростом амплитуды колебаний, то для деформиров. ядер в осн. состоянии (см. Деформированные ядра) вероятность f -распада велика. Действительно, ядра Na имеют квадратную деформацию (эллипсоид) и октаэдрическую (грушевидная форма), к-рые приближают осн. состояние к f -распаду. Прозрачность барьера определяется его высотой, массой фрагментов и гл. обр. энергией распада Q_f . Действительно, в качестве остаточного продукта при f -распаде практически всегда наблюдается ядро Pb с $A = 208$ ($Z = 82$, $N = 126$); f -распад с образованием такого дважды магического ядра характеризуется большой величиной Q_f .

Получение радиоуклюдов в результате ядерных реакций приводит к необходимости измерить мян. время распада, определяемого как радиоактивный, чтобы разделить стадии возникновения радиоуклюда и последующего его распада. Это время (10^{-10} — 10^{-12} с) должно превышать время жизни возбуждённого составного ядра в ядерных реакциях.

За работы, связанные с открытием и исследованием Р., присуждено более 40 Ноб. пр. по физике и химии, в т. ч.: А. Беккерелю, П. и М. Кюри, Э. Ферми (Е. Fermi), Э. Резерфорду, И. и Ф. Жолио-Кюри, Д. Хевеши (G. Hevesy), О. Гану (O. Hahn), Э. Макмиллану (E. McMillan) и Г. Сиборгу (G. Seaborg), В. Либби (W. Libby).

Лит.: Кю р и Р., Радиоактивность, пер. с франц., 2 изд., М., 1960; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигба, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Учение о радиоактивности. История и современность, М., 1973; Н о т м а п л с. и др., Протон радиоактивность ^{13}C , ^{12}C , Рязань, 1962; Би А 305, S. 111; R o s e H. J., J o n e s G. A., A new kind of natural radioactivity, «Nature», 1984, в. 307, p. 245; К а з а м е н с к и й С. Г., Ф у р м а н В. И., Альфа-распад и родственные ядерные реакции, М., 1985.

РАДИОАКТИВНЫЕ РЯДЫ — см. Радиоактивность.

РАДИОАСТРОНОМИЯ — раздел астрофизики, изучающий радиоизлучение астр. объектов.

Р. зародилась в нач. 30-х гг., когда К. Янски (K. Jansky) исследовал влияние помех на радиотелефонную связь и обнаружил изменение уровня шумов приёмника, коррелирующее с периодом вращения Земли (звездным временем). Как показали дальнейшие исследования, это было радиоизлучение в центре Галактики. Первая радиостанция была получена Г. Ребером (G. Reber) в 1940. Ставление и дальнейшее развитие Р. связано с послевоен. периодом. Р. существенно расширила возможности астр. исследований, увеличив диапазон регистрируемых частот эл.-магн. излучения.

Радиотелескопы обладают высокой чувствительностью и разрешающей силой (по углу, частоте и времени). Это позволяет получать изображения объектов более высокого качества, чем в оптич. диапазоне, изучать быстротечные процессы в космич. источниках.

Диапазон наземных радиостр. наблюдений (длины волн от неск. миллиметров до ≈ 30 м) определяется прозрачностью атмосферы Земли. КВ-граница диапазона обусловлена поглощением молекул атмосферы, ДВ-граница — отражением и поглощением космич. радиоизлучения в ионосфере. На миллиметровых волнах становится существенным собствен. излучение Земли и атмосферы, а на метровых — космич. (фоновое) радиоизлучение неба, к-рое имеет необычайно высокую яркость и растёт с увеличением длины волны (см. Фоновое космическое излучение). Для снижения влияния фонового радиоизлучения при регистрации сигналов от дискретных космич. радиотелескопов применяются спец. методы приёма сигналов: радиоинтерференционный, диаграммой и частотной модуляции и др. (см. Радиотелескоп).

Непосредственно измеряемая величина в Р. — приращение шумовой температуры T_n антенны радиотелескопа (ΔT_n) при наведении её на исследуемый объект. Исследуемая величина — плотность потока радиоизлучения объекта $F = 2kT_b \lambda^{-2} \Omega$, где Ω — его угл. размер, T_b — яркостная температура, λ — длина волны принимаемого сигнала. Приращение $\Delta T_n = F A_{\text{эф}} / 2k$, где $A_{\text{эф}}$ — эфф. площадь антенны радиотелескопа. Для компактных источников, угл. размеры к-рых меньше диаграммы направленности антенны (Ω_a), $\Delta T_n = T_b \Omega_a / \Omega_a$. Для протяжённых источников ($\Omega > \Omega_a$) $T_n \approx T_b$. Величина F может быть измерена путём определения ΔT_n и $A_{\text{эф}}$ (абс. метод) либо по измерениям источника с известной плотностью потока (F_0), $F = F_0 \Delta T_n / (\Delta T_{n0})$ (относ. метод). Точность измерений в Р. определяется полосой регистрац. сигнала Δf , временем его накопления t и шумовой темп-рой системы T_e , $\delta T_n \approx T_e \sqrt{\Delta f t}$ и равна ~ 10 мкВ по темп-ре и неск. мкВ на плотности потока ($1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$). Угл. разрешение радиотелескопов ($\sim \lambda/D$, где D — размер апертуры) весьма невелико из-за большой длины волны радиоизлучения и, как правило, не превышает разрешения псевдоразруженного глаза ($\sim 1'$). Для увеличения угл. разрешения используют радиоинтерферометры и системы апертурного синтеза. На основе крупных радиотелескопов создана глобальная радиоинтерференц. сеть (разрешение выше одной мс дуги). Радиоастр. измерения благодаря гетеродинамизированию (см. Радиоприёмные устройства) позволяют проводить анализ сигналов на низких (промежуточных) частотах, что обеспечивает универсальность спектроанализаторов и высокое разрешение по частоте, вплоть до 1 Гц (если в этом есть необходимость). Спец. методы обработки на

ЭВМ позволяют анализировать сигналы космич. радиоизлучения, предварительно записанные на магн. ленты, выделять в шумах искомым образом наблюдаемого объекта.

Наблюдаемое радиоизлучение космич. объектов определяется механизмом излучения, условиями генерации и распространения радиоволн, энергией излучающих частиц и магн. поля. Непрерывное излучение космич. источников обусловлено синхротронным и тепловым механизмами (см. Синхротронное излучение, Тепловое излучение). Излучение в узких радиолиниях связано с переходами между уровнями энергии атомов и молекул. В ряде случаев наблюдается мазерное усиление линий (см. Мазерный эффект). Одним из первых объектов исследования радиостр. методами было Солнце. Источником мощного радиоизлучения на метровых волнах является корона Солнца, её яркостная темп-ра $\sim 10^6$ К, а эфф. угл. размер превышает $1'$. Мощное радиоизлучение генерируется в радиопятнах — активных областях. Повышение чувствительности радиотелескопов позволило измерить темп-ры планет. Напр., темп-ра поверхности Венеры оказалась равной ≈ 600 К, что в последующем было подтверждено прямыми измерениями с помощью космич. аппаратов. Предметом исследований является и межпланетная среда, она же — и «инструмент» с высоким угл. разрешением (см. Меридиан. метод). Галактика содержит большое число мощных источников синхротронного радиоизлучения — остатков вспышек сверхновых звёзд, в их оболочках находятся электроны высоких энергий, к-рые излучают в магн. поле. К источникам этого типа относятся, напр., Крабовидная туманность и Гассиоппа А. При взрывах век-рых сверхновых сбрасывается оболочка звезды, а оставшаяся часть сжимается и превращается в нейтронную звезду — пульсар — источник импульсного излучения. В газопыльных комплексах протекают процессы формирования звёзд и планетных систем (см. Звездообразование), сопровождающиеся мощным мазерным излучением в линиях водородного пара ($\lambda = 1,35$ см) и гидроксила ($\lambda = 18$ см). Ионизованный газ и пыль являются источниками теплового радиоизлучения. Межзвёздная среда заполнена реликтивными частицами, к-рые создают фоновое синхротронное излучение, усиливающееся к плоскости Галактики. В межзвёздной среде возникают атомарные и молекулярные спектральные линии (в частности, радиолиния водорода 21 см). Во мн. случаях эти линии связаны с холодным газом и могут наблюдаться только в радиодиапазоне. Др. галактики также являются источниками радиоизлучения, во в связи с их большой удалённостью регистрируется радиоизлучение лишь наиб. мощных из них. Это — квазары, радиогалактики, лентриды (см. Объекты с активными ядрами, Ядра галактик). Вселенная в целом — источник изотропного сантиметрового и миллиметрового радиоизлучения с темп-рой ок. 2,7 К — реликтом ранних стадий её эволюции (см. Микроволновое фоновое излучение).

Лит. см. при ст. Антенна радиотелескопа, Апертурный синтез.

РАДИОАТМОСФЕРА СТАНДАРТНАЯ — условная атмосфера, характеризующаяся набором определенных высотных зависимостей параметров атмосферы, предназначенная для проведения оценочных расчётов разл. характеристик распространения радиоволн. Согласно [1], Р. с. условно определяется как такое состояние атмосферы, при к-ром зависимость ср. значения показателя преломления воздуха n от высоты h над поверхностью Земли $n(h) = 1 + a \exp(-bh)$, где a и b — пост. величины для данного климатич. района. Величина b составляет в ср. 0,136 км $^{-1}$, величина a меняется от $\approx 300 \cdot 10^{-6}$ (у полюсов) до $\approx 400 \cdot 10^{-6}$ (у экватора). Р. с. используется для расчёта эффектов рефракции радиоволн.

Описание Р. с. включает в себя век-рые среднегодовые высотные профили тех атм. параметров, к-рые влия-

ют на распространение радиоволн данного диапазона [2]; высотные зависимости давления, температуры и влажности воздуха. С их помощью можно оценивать поглощение радиоволн сантиметрового и более коротковолновых диапазонов при проектировании систем связи и зондирования Земли из космоса.

Лит.: 1) ССГД. Пер. 363—2 «Radio-meteorological data», XUICh Planary Assembly, Dubrovnik, 1966; 2) Standard Atmosphere Supplements, Wash., D. C., 1966. В. Н. Леккер. РАДИОВОЛНЫ (от лат. radio — излучаю) — электромагнитные волны с длиной волны λ от $5 \cdot 10^{-8}$ до 10^8 м (частотой f от $6 \cdot 10^{12}$ Гц до неск. Гц). В опытах Г. Герца (1888) впервые были получены эл.-магн. волны с λ в неск. десятков см. В 1895—99 А. С. Попов впервые применил эл.-магн. колебания с $\lambda \approx 10^2 - 2 \cdot 10^4$ см для осуществления беспроводной связи на расстоянии. По мере развития радиотехники расширился частотный диапазон (табл. 1) радиоволн, к-рые могут генериро-

Табл. 1.

Диапазон	Длина волн в вакууме	Частота колебаний
Сверхдлинные волны (СДВ)	100—10 км	3—30 кГц
Длинные волны (ЛВ)	10—1 км	30—300 кГц
Средние волны (СВ)	1000—100 м	300—3000 кГц
Короткие волны (КВ)	100—10 м	3—30 МГц
Ультракороткие волны (УКВ):		
метровые	10—1 м	30—300 МГц
дециметровые	10—1 дм	300—3000 МГц
сантиметровые	10—1 см	3—30 ГГц
миллиметровые	10—1 мм	30—300 ГГц
субмиллиметровые	1—0,05 мм	300—6000 ГГц

Табл. 2.

Номер полосы	Полоса частот*	Название полосы частот	Диапазон длин волн	Название диапазона
1	3—30 Гц	Крайне низкие (КНЧ)	100—10 Мм	Декамегаметровые
2	30—300 Гц	Сверхдлинные (СНЧ)	10—1 Мм	Мегаметровые
3	0,3—3 кГц	Инфранизкие (ИНЧ)	1000—100 км	Гектокилометровые
4	3—30 кГц	Очень низкие (ОНЧ) (VLF)	100—10 км	Мегаметровые
5	30—300 кГц	Низкие (НЧ) (LF)	10—1 км	Километровые
6	300—3000 кГц	Средние (СЧ) (MF)	1000—100 м	Гектометровые
7	3—30 МГц	Высокие (ВЧ) (HF)	100—10 м	Декаметровые
8	3—300 МГц	Очень высокие (ОВЧ) (VHF)	10—1 м	Метровые
9	300—3000 МГц	Ультравысокие (УВЧ) (UHF)	10—1 дм	Дециметровые
10	3—30 ГГц	Сверхвысокие (СВЧ) (SHF)	10—1 см	Сантиметровые
11	3—300 ГГц	Крайне высокие (КВЧ) (EHF)	10—1 мм	Миллиметровые
12	300—3000 ГГц	Гипервысокие частоты	1—0,1 мм	Децимиллиметровые

* Полосы частот исключают наибольшую и исключают наименьшую частоту, а диапазоны длин волн исключают наименьшую и исключают наибольшую.

ваться, получаться и приниматься радиоаппаратурой (см. Радиопередающие устройства, Радиоприёмные устройства). В природе существуют и естественные источники Р. — во всех частотных диапазонах. Источником Р. является любое горячее тело (тепловые излучение). Источники Р. — звёзды, в т. ч. Солнце, галактики и метagalaktiki. Р. генерируются и при нек-рых процессах, происходящих в земной атмосфере, напр. при разрядке молний (атмосферика), при возбуждении колебаний в ионосферной плазме.

Р. применяются для передачи информации без проводов на разл. расстояния (радиовещание, радиосвязь, телевидение), для обнаружения и определения положения разл. объектов (радиолокация) и т. п. Р. используются для изучения структуры вещества (см. Радиоспектроскопия) и свойств той среды, в к-рой распространяются; напр., с помощью Р. получены сведения о структуре ионосферы и процессах в ней. Исследование радиоизлучения комет, объектов — предмет радиострономии. В радиометеорологии изучают процессы в атмосфере по характеристикам принимаемых Р. Практич. использование Р. с тем или иными частотами связано с особенностями распространения Р. условиями их генерации и излучения (см. Антенна). В табл. 2 приведено деление Р. на диапазоны, установленное междунар. регламентом радиосвязи.

Лит. см. при ст. Распространение радиоволн. М. Б. Виноградова.

РАДИОГАЛАКТИКИ — галактики, являющиеся источниками мощного радиоизлучения (10^{42} — 10^{44} эрг/с). Термин «Р.» возник в результате отождествления в 50-х гг. 20 в. ряда мощных источников кометич. радиоизлучения с относительно слабыми источниками оптич. излучения — далёкими галактиками. Выделение Р. как особого класса галактик в известной степени условно, поскольку установлено, что практически все галактики излучают в радиодиапазоне (правда, с большим различием в мощности излучения — от 10^{37} до 10^{44} эрг/с). С Р. отождествлены десятки тыс. кометич. радиосточников.

По особенностям структуры, выявленным на основе наблюдений в оптич. диапазоне, Р. делят дополнительно на неск. типов. Наиб. мощными Р. являются т. н. D-галактики — E-галактики с протяжёнными оптич. оболочками (коронами). Существуют Р. промежуточных типов: Р. типа DE занимают промежуточное положение между D-типом и чистым E-типом; Р. типа DB обладают свойствами D-галактик, но отличаются ещё тем, что их центр. области выглядят раздвоенными. Это раздвоение в ряде случаев связано с проецированием на центр. область галактики мощного газово-пылевого диска. Наконец, сравнительно редкую группу Р. образуют т. н. N-галактики с ярким звездообразным ядром, обнаруживающим переменность блеска. В скоплениях галактик самые мощные радиосточники всегда отождествляются с их ярчайшими членами — с т. н. D-галактиками.

Эллиптич. E-галактики, как правило, довольно бедны межзвёздным газом. Однако в оптич. спектрах ядер Р. всегда присутствуют интенсивные эмиссионные линии разл. хим. элементов межзвёздной среды. По-видимому, наличие не связанного в звёздах газа в ядрах и окружающих областях E-галактик играет важную роль в энерговыделении, приводящем к образованию Р. Шириня эмиссионных линий (водорода, углерода и др. хим. элементов) свидетельствуют о больших скоростях внутр. движений газа в ядрах — от 300—600 км/с до неск. тысяч и даже десятков тысяч км/с.

У Р. в диапазоне частот от 10 МГц до 10—80 ГГц наблюдается, как правило, степенная зависимость спектральной плотности потока излучения F_ν от частоты ν ($F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$; α — спектральный индекс; см. примеры спектров на рис. 1). Радиоизлучение имеет, несомненно, синхротронную природу — излучает релятивистские электроны, движущиеся в магн. полях Р. Важным свидетельством в пользу этого заключения служит наблюдаемая линейная поляризация радиоизлучения (в ср. 8—10%). Степень линейной поляризации возрастает до 40—60% для отд. компактных деталей структуры Р., что близко к предельно возможной степени поляризации (ок. 70%) синхротронного излучения и свидетельствует об определённой (в масштабах до десятков кпк) однородности их крупномасштабных магн. полей. По оценкам, напряжённость магн. поля Р. составляет 10^{-4} — 10^{-8} Э в протяжённых радиоструктурах и 10^{-2} —

10^{-4} Э в компактных околоядерных образованиях (см. *Магнитные поля галактик*).

Карты распределения радиояркости (радиошумы) показывают, что в Р., как правило, имеются два излучающих облака (компонента), располагающихся более или менее симметрично относительно галактики, видимой в оптич. лучах. Обычно излучающие в радиодиапазоне облака находятся в 10—100 кпк от галактики,

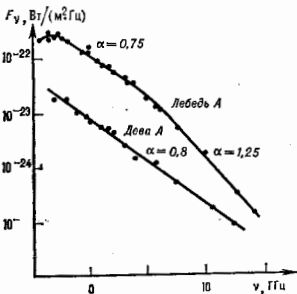


Рис. 1. Спектры радиоизлучения некоторых типичных радиогалактик.

за пределами её звездной составляющей. Известны Р. в κ -рых расстояние между компонентами достигает 2—5 Мпк. На радиозвоноте хорошо видно, что ярчайшими участками радиокомпонентов являются их внеш. края. Компоненты имеют разл. протяженность и объём, и если предположить, что плотности энергии магн. поля и релятивистских частиц в них примерно равны, то заключённая в них энергия может достигать 10^{48} — 10^{50} эрг.

Пока нет общепринятой теории образования характерных для Р. двойных радиоисточников. Из анализа данных наблюдений следует, что радиоисточники образуются в результате выделения энергии в ядре галактики, но не равновозного характера, а более длительного (10^7 — 10^8 лет) и непрерывного, сопровождающегося выбросом струй плазмы с релятивистскими скоростями в двух противоположных направлениях. По-видимому, важную роль при этом играет дипольный характер магн. поля *ядра галактики*, из магн. полюсов κ -рого вдоль силовых линий поля вытекают струи релятивистской плазмы. Со временем излучающие и радиодиапазоне облака плазмы расширяются, расстояние между ними увеличивается. О незатухающей активности ядер Р. свидетельствуют обнаруженные вблизи ядер компактные радиоисточники, наиб. контрастно выделяющиеся при наблюдениях в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн. У нек-рых Р. обнаружены (по синхротронному излучению) крупномасштабные остронаправленные струи выброшенного из ядер вещества, напр. выбросы («джеты») в Р. Дева А (NGC 4486, M87), NGC 6521. Повышенная яркость внеш. краёв компонентов двойной радиоструктуры связана, по-видимому, с явлением динамич. сжатия наружных частей плазменных облаков при движении их от галактик к периферии в результате взаимодействия с сравнительно плотной (10^{-3} — 10^{-4} частиц/см 3) межгалактич. средой.

В качестве конкретного примера Р. рассмотрим Р. Лебедь А — самый мощный внегалактич. источник радиоизлучения, расположенный в созвездии Лебедя. Отдизлучён в 1951 с Е-галактикой (ДВ-радиогалактикой) 16-й звёздной величины. Красное смещение галактики $z = 0,057$ (т. е. расстояние до неё ок. 200

Мпк). Газово-пылевой слой в центре галактики обуславливает характерное радвоеение её оптич. изображения. Оптич. методами обнаружено излучение сильнорелиефов. плазмы в области ядра галактики; установлено также, что галактика вращается вокруг осн. лежащей в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения и направленной вдоль прямой, соединяющей два ярнх компактных компонента радиоизлучения. На рис. 2

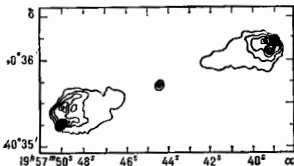


Рис. 2. Радиоизображение (радиошумы) галактики Лебедь А. Зачернены очень яркие области компонентов двойной структуры ок. 2' (что соответствует прибл. 80 кпк). Верх. предел скорости разлёта компонентов равен 0,02 с. В ядре галактики обнаружен компактный радиоисточник с уплотнённым спектром (с малым значением спектрального индекса). Полная радиосветимость доминирующей в радиоизлучении двойной структуры $3 \cdot 10^{44}$ эрг/с, она сравнима с радиосветимостью двойных структур мн. квазаров. Спектр радиоизлучения (рис. 1) имеет излом, характерный для мн. двойных радиоисточников.

приведено радиоизображение Р. Лебедь А. Угл. расстояние между яркими областями компонентов двойной структуры ок. 2' (что соответствует прибл. 80 кпк). Верх. предел скорости разлёта компонентов равен 0,02 с. В ядре галактики обнаружен компактный радиоисточник с уплотнённым спектром (с малым значением спектрального индекса). Полная радиосветимость доминирующей в радиоизлучении двойной структуры $3 \cdot 10^{44}$ эрг/с, она сравнима с радиосветимостью двойных структур мн. квазаров. Спектр радиоизлучения (рис. 1) имеет излом, характерный для мн. двойных радиоисточников.

Лит.: Шкловский И. С., Радиогалактики, «УФН», 1952, т. 77, с. 3; В о р о н ц о в В. С. и и н о в В. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976, гл. 1; П а х о л а ч и к А. Г., Радиогалактики, пер. с англ., М., 1980.

В. И. Курдюкович

РАДИОЛОГОГРАФИЯ — метод записи, восстановления и преобразования волнового фронта эл.-магн. волн радиодиапазона, в частности диапазона СВЧ. Методы Р. — прямые аналоги методов оптич. голографии. Голографич. процесс в обоих случаях сводится к получению (регистрации) голограмм и восстановлению (реконструкции) изображения. Для регистрации используются непрерывные среды, чувствительные к излучению радиодиапазона (см. *Регистрирующие голографические среды*), и радиоприёмные устройства. В качестве непрерывных сред применяются плёнки холестерич. жидких кристаллов, тонкие плёнки жидкостей, плёнки автомата индия, люминофоры и др. Оптич. свойства этих веществ (цвет, коэффициент преломления, плотность поочернения, интенсивность свечения и др.) зависят от темп-ры и локально изменяются под действием тепла, выделяющегося при поглощении радиоволн. Для регистрации голограмм используются также матрицы газоразрядных диодов, светящихся под действием поля СВЧ. Для реконструкции видимого изображения объекту поверхность матернала фотографируют, а затем восстанавливают изображение с помощью полученной оптич. голограммы.

При регистрации голограмм СВЧ с помощью радиоприёмных устройств предметная волна (рассеянная объектом) принимается антенной (зондом) и подается на волнешейный преобразователь (детектор). Опорная волна может существовать в пространстве одномер. с предметной волной, образуя в ней интерференц. картину (естеств. способ), а может имитироваться изменением фазы (искусств. способ) на дискретным в тракте опорной волны (искусств. способ). В Р. используются

одиночные сканирующие антенны и многоэлементные антенные системы (см. *Антенны*).

Р. применяется для моделирования и измерения параметров антенн. Измерение параметров в традиц. радиотехн. методах осуществляется вводом индикаторной антенны в дальнюю зону испытываемой антенны. Для совр. остроугловых антенн дальняя зона находится на расстояниях — десятков км, что делает измерения затруднительными, а часто невозможными. Голлографич. методы позволяют определить параметры антенны в зоне Френеля вплоть до полей вблизи антенны. На нек-ром расстоянии от антенны регистрируются радиолограмма и её оптич. модель — транспарант, помещенное к-рой в когерентное световое поле образует распределение, подобное измеряемому. Плоскостное поле преобразуется системой линз так, что в выходе в определ. плоскости образуется распределение поля, соответствующее диаграмме направленности антенны. Обработка результатов измерения поля в раскрыве антенны может производиться на ЭВМ.

Р. используется для исследования удаленных объектов. Небольшая подвижная антенна принимает сигналы от перемещающегося объекта, к-рые записываются в виде радиолограммы. Радиолограмма преобразуется в оптич. модель, реконструкция изображения даёт детальную информацию об объекте. Метод радиологатора с синтезируемой апертурой был использован на «Аполлоне-17» при облёте Луны ($\lambda = 80, 20$ и 2 м); он применяется при исследовании методом голографирования вращающейся планеты, перемещающейся относительно Земли (изображение Венеры в радиоволнах). Р. используется также для получения изображения объектов, скрытых оптич. непрозрачными средами, для определения расположения отражающих участков тропосферы, для обработки сигналов больших антенных решёток и многоэлементных облучателей (космич. связь и навигация), радиосигналов (сжатие радиолокац. импульсов) и др.

Лит.: Бахрах Л. Д., Гаврилов Г. А., Голографич. м. 1978; Радиолография и оптическая обработка информации в микроволновой технике (Сб. ст.), под ред. Л. Д. Бахраха, А. П. Курочкина, М., 1980; см. также лит. при ст. *Голография*.

РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТР — инструмент для измерений с высоким угл. разрешением, состоящий из неск. антенн, расставленных на большое расстояние и связанных между собой ВЧ-линей связи. Простейший Р. (аналог интерферометра Майкельсона) состоит из двух антенн (двухэлементный Р., рис. 1). Сигналы исследуемого радиосточника принимаются антеннами, передаются по ВЧ-кабелю и суммируются (существуют также Р., в к-рых принятые сигналы предварительно детектируются, см. *Интерферометр интенсивности*). Принимаемые антеннами сигналы точечного источника имеют отност. запаздывание τ , к-рое определяется отност. положением источника θ и длиной базы B , $\tau = B \sin \theta / c$. Отност. запаздывание и, следовательно, разность фаз сигналов изменяются при движении источника по небесной сфере, в результате на выходе Р. возникают интерференц. максимумы и минимумы. Диаграмма направленности одиночной антенны оказывается промодулированной интерференц. лепестками. Ширина интерференц. лепестка $\lambda(B \cos \theta)^{-1}$ соответствует угл. разрешению Р. Чувствительность Р. определяется афф. площадью антенн. Длина базы Р. ограничена ВЧ-линей связи, к-рая обычно не превышает неск. км. На больших длинах баз (до десятков км) используют ретрансляц. линии передач. В радиоастрономии для повышения чувствительности измерений сигналы принимают в возможно большей полосе частот Δf . Ширину

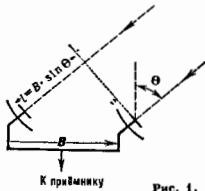


Рис. 1.

и положения интерференц. лепестков на разных частотах различны, что приводит к размытию интерференц. картины. И лишь там, где разность хода лучей равна нулю, интерференц. лепестки совпадают. Кол-во интерференц. лепестков обратно пропорционально ширине полосы, $N = // \Delta f$. Поэтому при наблюдении радиосточников на Р. проводят компенсацию разности хода сигналов.

Дальнейшим развитием Р. является радиоинтерферометр со сверхдлинной базой. Сигналы, принятые антеннами, когерентно преобразуются и записываются на магнитофоны. Когерентное преобразование сигналов проводится с помощью *квантовых стандартных частот*. С их помощью осуществляется и синхронизация записей. Записи считаются с магн. лент спец. процессором, и выделяется коррелиров. сигнал, соответствующий интерференционной картине. В этом случае линии передачи отсутствуют и длины баз могут быть сделаны сколь угодно большими. Для компенсации отност. запаздывания сигналы считаются с соответствующей задержкой. Практически все крупные радиотелескопы мира объединены в единую глобальную радиоинтерференц. сеть. Угл. разрешение сети достигает предельного (в условиях Земли) значения $[10^{-4}$ секунды дуги (на $\lambda \sim 1$ см)].

В отличие от обычного телескопа, Р. регистрирует не изображение объекта $T_b(x, y)$ (T_b — яркостная температура, x, y — угл. координаты на небесной сфере, связанные с источником), а одну из пространственных гармоник этого изображения

$$A(u, v) \sim \iint T_b(x, y) \exp [2\pi i(ux + vy)] dx dy,$$

где u и v — *пространственные частоты*, равные проекциям вектора базы B на оси x и y соответственно, выраженные в длинах волн. Чтобы получить изображение объекта $T_b(x, y)$, необходимо измерить все гармонич. этого изображения, т. е. провести наблюдения объекта на Р. с базами разной длины и ориентации. С помощью обратного преобразования Фурье

$$T_b(x, y) \sim \iint A(u, v) \exp [-2\pi i(ux + vy)] du dv$$

получают (синтезируют) изображение объекта. Практически наблюдения на Р. проводят в пределах всей видимости источника над горизонтом — при разных проекциях базы на радиосточник. Проекция вектора базы описывает на небесной сфере эллипс (рис. 2), к-рый соответствует диапазону пространственных частот данного Р. Далее меняют расстояние между антеннами (Р. с базой перем. длины) и повторяют наблюдения. Для ускорения этого процесса одноврем. используют неск. антенн. Они образуют $n(n-1)/2$ двухэлементных Р. (n — число антенн) и т. о. существенно сокращают время наблюдений. Инструментами этого типа является система апертурного синтеза (VLA) в Нью-Мексико (США), глобальная сеть Р. и др. (см. *Антенны радиотелескопов*).

Радиоинтерференц. метод применяется не только для решения астр. задач, но и в геодезии, космич. навигации, для измерений подвигков земных платформ, движения полюсов Земли и т. д.

Лит. см. при ст. *Антенны радиотелескопов*, *Апертурный синтез*. Л. И. Матвеев.

РАДИОЛИНИЯ ВОДОРОДА 21 см — спектральная линия с длиной волны $\lambda \approx 21,21$ см, обусловленная переходами между подуровнями *сверхтонкой структуры* осн. уровня энергии атома водорода. Причиной сверхтонкого расщепления является взаимодействие спинов

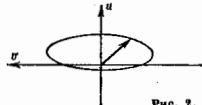


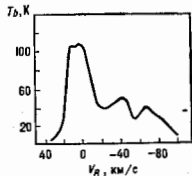
Рис. 2.

ядра и электрона. Энергия атома при параллельном расположении спинов несколько больше, чем при антипараллельном. При изменении ориентации спина электрона на противоположную происходит испускание (или поглощение) кванта излучения с $\lambda \approx 21,1$ см (частота $\nu \approx 1420$ МГц). Принципиальная возможность излучения межзвёздным водородом Р. в 21 см указана в 1945 Х. К. ван де Хюлстом (H. Ch. van de Hulst). В 1948 И. С. Шкловский рассчитал ожидаемую интенсивность радиолинии и показал, что она достаточна для того, чтобы Р. в 21 см можно было обнаружить методами радиоастрономии. В каждом отдельном переходе, рождающий квант радиоизлучения, происходит в ср. 1 раз за 11 млн. лет, но благодаря высокой распространённости атомарного водорода в межзвёздной среде радиолиния оказывается достаточно интенсивной. Р. в 21 см обнаружена в 1951 почти одновременно Х. Юэном (H. Ewen), Э. Перселлом (E. Purcell), К. Мюллером (C. Muller), Я. Оортом (J. Oort).

Р. в 21 см оказалась афф. средством исследования Вселенной. Ок. половины массы галактик, межзвёздного вещества составляет атомарный водород, находящийся в осн. состоянии. Его можно исследовать только по излучению Р. в 21 см; никаким др. образом эта важнейшая составная часть космич. вещества себя не проявляет. Поэтому Р. в 21 см даёт ценные, часто уникальные сведения о строении и распределении материи в космич. пространстве.

Интенсивность Р. в 21 см содержит непосредств. информацию о числе атомов нейтрального водорода на луче зрения (за исключением направлений на некоторые плотные облака, центр и антицентр Галактики, в к-рых межзвёздный газ непрозрачен в этой линии), а частота и профиль линии позволяют определить по эффекту Доплера *лучевые скорости* v_D водорода. В соответствии с моделью дифференц. вращения Галактики эти дан-

Профиль радиолинии $\lambda = 21$ см в направлении области Лебедь X. По оси абсцисс отложена лучевая скорость (v_D), а по оси ординат — яркостная температура линии (T_b).



ные дают возможность определить расстояние до излучающих объектов, т. е. найти распределение нейтрального водорода. Исследования Р. в 21 см позволили установить, что нейтральный водород в Галактике в осн. заключён в очень тонком (≈ 220 пк) и ровном слое около её плоскости. Лишь на периферии на расстояниях, превышающих 10—12 пк от центра Галактики, слой водорода размазывается до 1000 пк по толщине и отклоняется от галактич. плоскости. В распределении водорода довольно отчётливо выделяются спиральные рукава, к-рые прослеживаются до больших расстояний. На рис. приведён профиль Р. в 21 см в направлении области Лебедь X ($\alpha = 20^h 28^m$, $\delta = 42^\circ$).

Отчётливо видны максимумы излучения, соответствующие отд. спиральным рукавам. Наиб. интенсивный максимум при $v_D = 3$ км/с соответствует ближайшему к Солнцу т. н. Оронуру рукаву, максимум при $v_D = -40$ км/с — Персееву рукаву. Внутри рукавов нейтральный водород распределён неравномерно, в них выделяются вытнутые вдоль плоскости Галактики комплексы облаков с характерными размерами $\approx 200 \times 50$ пк. Получены данные о зависимости ср. концентрации нейтрального водорода от галактоцентрич. расстояния и о детальном распределении водорода в отд. галактич. областях, в т. ч. в галактическом центре.

Излучение Р. в 21 см наблюдалось также от большого числа др. галактик, что позволило установить отношение массы нейтрального водорода к общей массе галактики в зависимости от её типа. Доля нейтрального водорода увеличивается при переходе от галактик типа Sa к неспиральным, достигая для последних десятков процентов. Мин. кол-во нейтрального водорода наблюдалось у эллиптич. галактик; для подавляющего большинства из них доля нейтрального водорода по массе составляет $\approx 0,1\%$. Для ряда ближайших галактик по Р. в 21 см получены распределения нейтрального водорода в влх и кривые вращения (см. *Вращение галактик*). Ценные данные получены также по красному смещению Р. в 21 см. Линия зарегистрирована более чем от 100 галактик, изменение частоты линии соответствует удалению галактик с разл. скоростями (до $\sim 10^4$ км/с) при хорошей корреляции с красным смещением оптич. линий. Линия водорода, обнаруженная в спектре удалённого внегалактич. источника — квазара 3С 266, оказалась смещённой с частоты 1420,4 МГц до 839,4 МГц, что соответствует красному смещению $z = 0,692$. Полученные данные существенно способствовали развитию теории расширения Вселенной.

Обнаруженная в межзвёздной среде и ставшая афф. средством исследования космич. пространства Р. в 21 см нашла также важное земное применение. На её основе разработаны т. н. активные *квантовые стандарты частоты*. Для создания достаточной интенсивности Р. в 21 см в земных условиях используют вынужденное испускание фотонов атомами водорода. Из источника, в к-ром под влиянием элтрич. разряда при низком давлении происходит диссоциация молекулярного водорода, вылетает пучок атомов водорода. В сортирующем устройстве с помощью магн. поля происходит сортировка атомов: возбуждённые атомы проходят в кварцевую камеру, находящуюся в объёме резонатора, настроенного на частоту линии 21 см, а невозбуждённые — отклоняются в сторону. При достаточной плотности потока атомов, поступающих в камеру, в резонаторе возникает самовозбуждающаяся генерация на частоте Р. в 21 см (подобно ж. м. *Водородный генератор*). Ширина Р. в 21 см в таком водородном генераторе всего 1 Гц. По этой причине квантовый стандарт частоты, работающий на Р. в 21 см, имеет высокую точность. В радиоастрономии этот стандарт как наиб. стабильный используется в качестве эталона в системах радиointерферометрии со сверхдлинными базами.

Льм., Шкловский И. С., *Космическое радиоизлучение*, М., 1956; Каплан С. А., Пинкельнер С. Б., *Физика межзвёздной среды*, М., 1979. Р. Л. Сороченко.

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ АСТРОНОМИЯ — раздел астрономии, исследующий тела Солнечной системы с помощью отражённых ими радиоволн, посланных передатчиком с Земли или космич. аппарата (КА). Объекты исследования Р. а. являются *планеты и спутники, кометы, солнечная корона*.

Радиолокация Луны, теоретически обоснованная в СССР в работах Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папанова, впервые осуществлена в 1946 (Венгрия, США). Спустя 15 лет в Великобритании, СССР и США были получены эхо-сигналы от Венеры, к-рая ближе др. больших планет подходит к Земле. Чувствительность радиолокац. установок позволяет исследовать также Меркурий, Марс, Юпитер, Сатурн, их спутники, малые планеты (напр., Икар, Эрос) и кометы в периоды их сближения с Землёй. Радиолокац. исследования солнечной короны были начаты в 1959 (США).

В радиолокац. исследованиях небесных тел используются те же физ. принципы, к-рые лежат в основе обычной наземной радиолокации. Интенсивность радиоволн при радиолокации ослабляется обратно пропорционально четвёртой степени расстояния до исследуемого объекта. Из-за огромной величины межпланетных расстояний радиолокаторы, используемые для

исследования небесных тел, имеют антенны больших размеров и мощные передатчики. Напр., радиолок. установка Центра дальней космич. связи в Крыму имеет антенну с диаметром гл. зеркала 70 м и оборудована передатчиками с мощностью непрерывного излучения неск. сотен кВт на волне 39 см и 6 см (см. *Антенна радиотелескопа*).

По сравнению с др. физ. методами исследования небесных тел радиолокация позволяет очень точно измерять расстояние от антенны радиолокатора до исследуемого объекта по запаздыванию отраженных объектов радиоволн. Благодаря этому Р. а. сыграла решающую роль в определении абс. размеров Солнечной системы, уточняя значение *астрономической единицы* (а. е. — ср. расстояние Земли от Солнца). По этим данным, $1 \text{ а. е.} = 149597870 \pm 2 \text{ км}$.

В то же время анализ радиолокац. измерений показал, что и после внесения поправки в величину а. е. остаются значит. регулярные расхождения между фактическим и аферидным (вычисленным на основе оптич. наблюдений) положением планет относительно Земли, достигающие неск. сотен км. Для устранения расхождений была создана релятивистская теория движения планет земной группы, учитывающая данные радиолокац. наблюдений планет. Эта теория обеспечивает вычисление взаимных положений планет с погрешностью 1—3 км, что в 100 раз превышает точность прежних расчётов, основанных только на оптич. наблюдениях (СССР, США).

Уточнение взаимных положений планет сделало возможным не только вывод искусств. спутников на орбиту вокруг планет, но и доставку спускаемых аппаратов межпланетных станций в заданный район их поверхности. Высокая точность радиолокац. измерений была использована также для проверки теории тиготы Эйнштейна [4-й проверки общей теории относительности, предложенной И. Шапиро (I. Shapiro)].

При радиолокации непосредственно измеряется расстояние до ближайшей к наземному наблюдателю (антенне радиолокатора) точки поверхности планеты (центра видимого диска планеты), в то время как положение центра масс планеты определяется теорией движения планет, уточненной в процессе самих измерений. Благодаря этому появляется возможность определить радиус планеты в этой точке. Вращение планет (Марса, Меркурия) позволяет исследовать рельеф их поверхности вдоль экватора между тропиками. Профиль высот поверхности Марса, полученный сов. исследователями по наблюдениям 1980, изображен на рис. 1. Трасса измерений прошла по склону гигантско-

го вулкана Олимп (II), где отклонение достигло 17,5 км.

Применение радиолокац. методов (варяду с др. радиостр. методами) оказалось очень плодотворным в исследованиях Венеры. Поверхность этой планеты закрыта плотной атмосферой, непрозрачной в видимых, УФ- и ИК-лучах. Поэтому оптич. методами не удалось установить период вращения Венеры и выяснить физ. условия на её поверхности. В то же время для радиоволн дециметрового диапазона атмосфера Венеры оказалась прозрачной, что позволило получить достоверные сведения о её поверхности.

Для определения периода и направления вращения Венеры использовано различие лучевых скоростей отд. участков вращающейся поверхности, к-рое приводит благодаря *Доплера эффекту* к уширению спектральной линии отражённых сигналов. Величина этого уширения пропорц. угл. скорости вращения планеты относительно наземного наблюдателя. Это вращение складывается из собств. вращения планеты в инерциальной системе координат и переносного движения системы координат относительно наземного наблюдателя. Результирующее изменение модуля угл. скорости вращения Венеры относительно наземного наблюдателя, вычисленное для неск. значений периода вращения планеты, представлено на рис. 2. На этом же графике нанесены эксперим. точки, полученные по

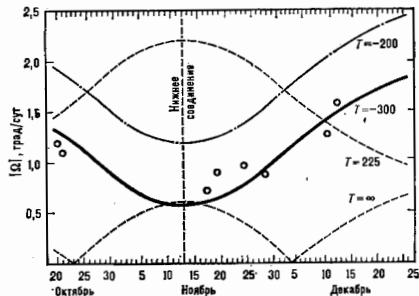


Рис. 2. Определение периода и направления вращения Венеры по наблюдениям вариаций уширения спектра отраженных волн. Кривые представляют изменение модуля угловой скорости Ω видимого вращения Венеры, вычисленное для ряда значений периода T в предположении, что ось вращения планеты перпендикулярна плоскости её орбиты. Экспериментальные точки лучше всего согласуются с кривой, соответствующей орбитальному вращению Венеры с периодом около 300 сут.

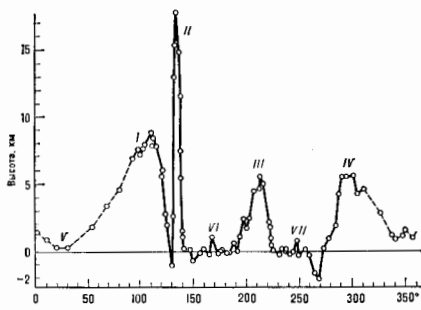


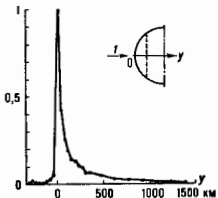
Рис. 1. Профиль высот поверхности Марса вдоль 21° северной широты. Горные массивы: I — Фаранси, II — Олимп, III — Элизий, IV — Большой Сигт, V — Хриса, VI — Амазонис, VII — Исидра.

наблюдениям уширения спектра отраженных сигналов (СССР, 1962). Наблюдавшееся вращение имеет минимум вблизи вих. соединения, что указывает на обратное вращение планеты. Вариации ширины спектра соответствуют периоду вращения ок. 300 земных суток. Дальнейшее уточнение периода и ориентации оси вращения было проведено по «наблюдению за радиояркими» областями её поверхности. Ось вращения Венеры почти перпендикулярна к плоскости эклиптики. Данные, полученные в СССР и США, указывают на то, что период вращения Венеры несколько меньше значения 243,16 сут. при к-ром Венера в каждом вих. соединении должна быть обращена к Земле одной и той же стороной (г. в. синодич. резонанс).

Для исследования усредненных по поверхности характеристик отражения планет используют как спектральные измерения, так и измерения, построенные на разделении отраженных сигналов по времени их запаздывания. В основе 2-го метода лежит то, что волновой

фронт излучения, падающего по лучу зрения I (рис. 3), постепенно «освещает» всё видимое полушарие планеты, начиная от ближайшей к наземному наблюдателю точки O , и отражённое излучение западает в соответствии с расстоянием данного участка поверхности.

Рис. 3. Распределение энергии отражённых Венерой волн (вертикальная ось) по лучу зрения (горизонтальная ось y), постепенно «освещает» всё видимое полушарие планеты, начиная от ближайшей к наземному наблюдателю точки O , и отражённое излучение западает в соответствии с расстоянием данного участка поверхности.



Распределение энергии отражённого Венерой излучения, полученное этим методом в 1962, представлено на рис. 3. Резкий максимум в точке, соответствующей центру диска планеты, говорит о наличии зеркального блика, присущего гладким поверхностям (заметим, что в оптич. диапазоне поверхности планет рассеивают диффузно). Величина коэф. отражения поверхности (0,12—0,18) такая же, как и у земных скальных пород на силикатной основе. Т. о., была установлена природа отражающей поверхности Венеры, подтверждённая прямыми измерениями со спускаемых аппаратов.

Хотя радиолокационные антенны не обладают той разрешающей способностью, какую имеют оптич. телескопы, разделение отражённых сигналов одноврем. по запа-

даванию и частоте позволяет получать изображение поверхности планеты. С помощью крупнейших радиолокац. установок (Аресибо и Голдстон, США) получены изображения отд. участков обращённого к Земле в период сближения полушария Венеры с пространственным разрешением 10—20 км и несколько выше.

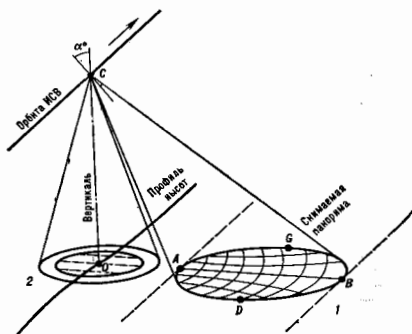


Рис. 4. Схема радиолокационной съёмки с космического аппарата: 1 — линии равных западываний (концентрические окружности с центром под спутником) и равных доплеровских смещений (гиперболы) в диаграмме направленности антенн бонового обзора; 2 — след диаграммы направленности антенны радиовысотомера.

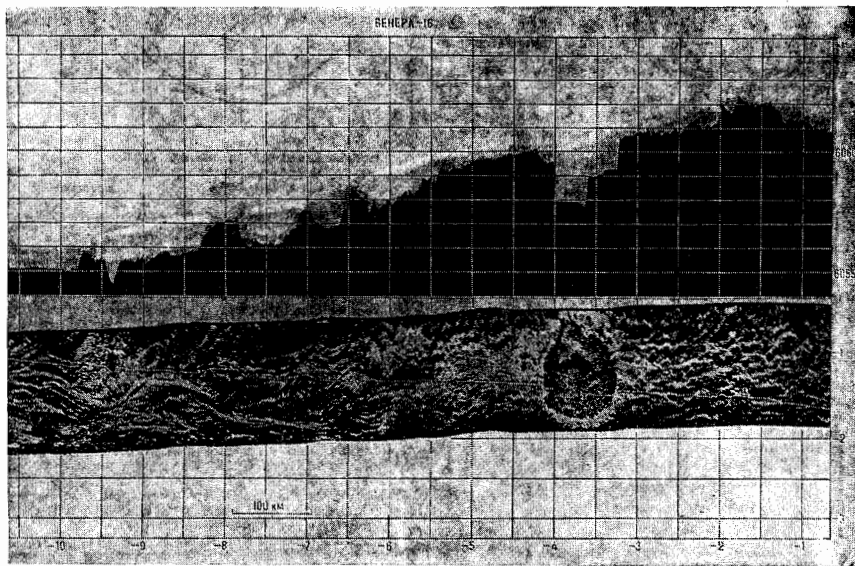


Рис. 5. Радиолокационное изображение района гор Максвелла на Венере, полученное космическими аппаратами «Венера-15», «Венера-16». Вверху приведен высотный профиль поверхности по трассе, отмеченной белой линией (отсчёт высоты ведётся от центра планеты). Изображённый фрагмент поверхности имеет длину 1100 км, ширину 150 км.



Рис. 6. Фрагмент карты гор Максвелла с кратером Клеопатры. Карта составлена из отдельных полос ежедневной съемки поверхности Венеры с космического аппарата.

В 1980 с помощью радиовысотомера, установленного на космич. аппарате «Пионер-Венера» (США), проведена съемка поверхности Венеры с разрешением ≈ 100 км. В 1983—84 радиолокац. съемку всего сев. полушария Венеры выше 30° выполнили сов. космич. аппараты «Венера-15» и «Венера-16». Радиолокац. станция бокового обзора с синтезом апертуры (см. *Апертурный синтез*) на искусств. спутнике Венеры обеспечила пространственное разрешение 1—2 км (при съемке с высот 1000—2000 км).

С помощью передатчика и антенны, установленных на спутнике, радиоволнами освещается нек-рый участок *ADBC* поверхности сбоку от трассы полета (рис. 4). Элементы поверхности в пределах диаграммы направленности антенны находятся на разном расстоянии и движутся с разными радиальными скоростями при наблюдении их со спутника. Напр., точка *A* находится ближе, чем точка *B*, и отраженные ею сигналы будут приняты раньше. С др. стороны, точка *C* приближается к аппарату и отраженные ею сигналы вследствие эффекта Доплера будут выше по частоте, чем сигналы, отраженные точкой *D*, к-рая удаляется. Это и используется для разделения радиоволн, отраженных отд. элементами поверхности, и построения изображения.

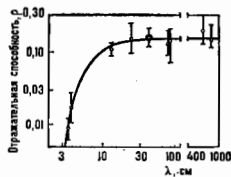
На рис. 5 (внизу) изображен район гор Максвелла на Венере с кратером Клеопатры (диам. ок. 100 км). Яркость видимых образований определяется в первую очередь углом, под к-рым их элементы встречают падающие на них радиоволны. Склоны горных образований, обращенные к космич. аппарату, выглядят светлыми, противоположные склоны — темными. Расшиф-

ровать видимые на снимках образования помогают измерения радиовысотомера. Он непосредственно измерял высоту космич. аппарата над ср. поверхностью планеты в пятне диам. 40—50 км (рис. 4). Благодаря спец. методике, учитывающей разброс высот и шероховатость поверхности в пятне, среднеквадратичная погрешность измерения высот не превышала 30 м. Трасса измерений высоты на рис. 5 показана белой линией. Кратер, к-рый пересекала трасса измерений высоты, расположен на склоне горного массива и имеет сложную форму. Из сопоставления изображения с профилем следует, что внутри большого кратера глубиной ок. 1,5 км находится второй, дно к-рого опущено ещё на 1 км.

Все радиолокац. изображения, полученные в результате систематич. съемки, продолжавшейся в течение 8 мес, были объединены, что позволило создать детальные карты, вошедшие в первый «Атлас поверхности Венеры». Фрагмент одной из карт приведен на рис. 6. В 1990 радиолокац. съемка Венеры продолжена космич. аппаратом «Магеллан» (США). К 1992 осуществлена съемка практически всей поверхности планеты при более высоком разрешении.

Атмосфера Венеры (а также плотные атмосферы Юпитера, Сатурна) оказывают влияние на распространение радиоволн, что используется для исследования физ. свойств атмосферы. С атм. поглощением связано, напр., резкое уменьшение отражат. способностей Венеры на сантиметровых волнах (рис. 7). Причиной этого является резонансное поглощение эл.-магн. излучения в углекислом газе (из к-рого почти целиком состоит её атмосфера) и парах воды, возникающее в условиях высокого давления (до 100 атм у поверхности Венеры).

Рис. 7. Зависимость отражательной способности ρ Венеры от длины волны λ . Резкое увеличение в сантиметровом диапазоне вызвано поглощением электромагнитного излучения в атмосфере Венеры.



При радиолокации Юпитера отражённый сигнал не зарегистрирован. По-видимому, радиоволны практически полностью затухают в очень глубокой атмосфере Юпитера. Аналогично радиоволны должны затухать в атмосферах и др. планет-гигантов. В то же время кольца Сатурна оказались хорошим отражателем и рассеивают радиоволны подобно туму, как облака рассеивают видимый свет.

Если при радиолокации Луны, Венеры, Марса радиоволны отражаются от твёрдой поверхности, то при исследовании Солнца отражения приходят от ионизованного разреженного газа, образующего солнечную корону. Для исследования Солнца используют волны метрового диапазона. Более короткие волны проникают глубоко и затухают, прежде чем отразятся от к-л. образований. Плазма солнечной короны не имеет резкой границы. В ней обнаружены неоднородности, движущиеся со скоростями до 200 км/с. Радиолокация позволяет исследовать динамику солнечной короны.

Лит.: Котельников В. А. и др., Развитие радиолокационных исследований планет в Советском Союзе, в кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники, М., 1980; Кисилев М. Д. и др., Великая релятивистская теория движения внутренних планет Солнечной системы, «ДАН СССР», 1980, т. 255, № 3, с. 545; Александров Ю. Н. и др., Вновь открытая планета. (Радиолокационные исследования Венеры с космическим аппаратом «Венера-15» и «Венера-16»), в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 32, М., 1987; Атлас поверхности Венеры, М., 1989. О. Н. Рашина.

РАДИОЛОКАЦИЯ — обнаружение и определение местоположения разл. объектов с помощью радиотехн. устройств. Первые радиолокац. станции (РЛС), называемые также радиолокаторами или радарам, появились в Великобритании, СССР и США в кон. 1930-х гг.

Принцип действия систем радиолокации состоит в обнаружении и регистрации вторичных радиоволн, отражённых (рассеянных) наблюдаемыми объектами (см. *Отражение радиоволн*, *Рассеяние радиоволн*) при облучении их эл.-магн. волнами радиолокац. передатчика. Приём вторичных радиоволн направленной антенной позволяет определять угл. положение объектов относительно радиолокатора, а измерение времени запаздывания отражённых сигналов по отношению к сигналам передатчика — удаление объектов от радиолокатора. Ур-ние Р. для мощности P_r принятого сигнала

$$P_r = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \frac{\sigma}{4\pi R^2} A_r,$$

где P_t — излучаемая мощность, G_t — усиление антенны на передачу, σ — эфф. площадь рассеяния (ЭПР) объекта, A_r — эфф. площадь поглощения приёмной антенны, R — дальность объекта Р.

Основные методы радиолокации. Наибольшее распространение получила активная импульсная Р. Вследствие того, что излучение зондирующего импульса заканчивается раньше прихода отражённого сигнала, для передачи и приёма в импульсных РЛС служат одна и та же антенна. Укрупнённая блок-схема РЛС изображена на рис. 1. Широкое применение в передающих устройствах РЛС нашли магнетроны, однако в большинстве современных РЛС передатчик построен по схеме *усилителя электрических колебаний* (с выходным каскадом на *клетроне* или *лазе безлучевой волны*) и имеет задающий ВЧ-генератор, служащий

также источником гетеродинного напряжения приёмника (см. также *Радиоприёмные устройства*), а процессор сигнала представляет собой цифровое устройство, на к-рое принятые сигналы поступают после аналого-цифрового преобразователя. Устройство отображения выполняется обычно на *приёмных электронно-лучевых трубках* и даёт наглядную координатную и допл. инф-цию о наблюдаемых объектах, контролируемых зонах пространства с имеющихся помех (напр., гидрометеорах). Направление на объект Р. в РЛС с механически управляемой антенной определяют по углу наклому её положения, при к-ром величина принимаемого сигнала достигает максимума; в РЛС с электронно управляемым лучом вместо угл. положения антенны измеряют угл. положение дула относительно нормали к раскрыву антенны.



Рис. 1.

Макс. дальность R_{\max} обнаружения может быть выражена через энергию зондирующего сигнала E_t , для к-рого приёмник представляет собой согласованный фильтр:

$$R_{\max}^4 = \frac{E_t G_t A_r}{(4\pi)^2 E_{\text{ш}} \eta},$$

где $E_{\text{ш}}$ — энергия шума в приёмной системе, ρ — отношение сигнала к шуму, обеспечивающее обнаружение с заданной вероятностью при заданном уровне ложных тревог, $\eta < 1$ — коэфф. потерь полезной энергии. Вероятность обнаружения D и вероятность ложных тревог $F_{\text{л.т.}}$ — связанные параметры. Простейший вид эта связь имеет для обнаружения по одному импульсу сигнала с равесным распределением амплитуды:

$$\ln D = \frac{\ln F_{\text{л.т.}}}{\rho + 1}.$$

Требуемая энергия зондирования может быть сосредоточена в одном импульсе или в группе из n когерентных импульсов (т. е. импульсных «выразов» из одного синусоидального колебания; при этом напряжение сигнала на выходе возрастает в n раз в сравнении с одним импульсом). Возможно также увеличить энергию сигнала за счёт некогерентного интегрирования импульсов на видеочастоте; в этом случае не потребуются поддержания определённых фазовых соотношений между импульсами на высокой и промежуточной частотах, но напряжение на интеграторе будет возрастать только как \sqrt{n} . В теории Р. доказывается, что существует оптимальный приём, при к-ром достигается наибольшее возможное при данной энергетике превышение сигнала над шумом на выходе «согласованного фильтра» (*фильтра электрического*, импульсная характеристика к-рого является «зеркальным отражением» на ось времени). Когерентный приём позволяет приблизить энергетку РЛС к теоретич. пределу.

При когерентном приёме может существенно проявляться отличие несущей частоты отражённого под-

вижным объектом сигнала от частоты облучающего сигнала. Эта разность, называемая доплеровским сдвигом частоты, $f_d = 2v_r/\lambda$, где v_r — радиальная скорость объекта, λ — длина волны (см. *Доплера эффект*). При длительности пачки t_k когерентно накапливаемых импульсов полоса частот пачки и полоса доплеровского фильтра равны $\Delta f_k = 1/t_k$. При $f_d > \Delta f_k$ возможно выделить сигналы подвижных объектов на фоне неподвижных предметов или земной поверхности, находящиеся на той же дальности. РЛС, использующие данный эффект, наз. импульсно-доплеровскими. В Р. применяются и др. способ выделения сигналов подвижных объектов на фоне мешающих отражений — селекция движущихся целей, основанная на чередованном вычитании последовательно принимаемых сигналов на промежуточной частоте.

По характеру функционирования радиолокаторы разделяются на 2 осн. класса: РЛС обзора и РЛС сопровождения. РЛС обзора периодически зондируют все угл. направления сектора ответственности, обнаруживают движущиеся объекты и прокладывают траектории их движения в проекции на земную поверхность (двухкоординатные РЛС) или в пространстве (трёхкоординатные РЛС). Период осмотра пространственного сектора пропорционален ср. мощности зондирующих сигналов РЛС. РЛС сопровождения в течение всего рабочего цикла измеряет координаты движущихся относительно РЛС объектов. Многофункциональные РЛС совмещают обзор и сопровождение. В полной мере многофункциональность реализуется в РЛС с фазирежимной антенной решёткой (ФАР), обеспечивающей практически безынерционное перемещение антенного луча в угл. секторе, достигаемом для плоской ФАР 120° (рис. 2; по горизонтали — время, по вертикали — угл. положение антенного луча по азимуту; вытянутые по оси времени прямоугольники отображают процесс обзора; горизонтальный размер малых прямоугольничков — время обслуживания одного угл. направления, на протяжении к-рого обзор пространства прерывается). На каждом азимуте луч шириной θ задерживается на время t_e зондирования сектора ответственности на углу места (на рис. не показан), после чего цикл повторяется на смежном азимуте. Наряду с обзором ведётся сопровождение объектов на азимутах β_1 и β_2 .

Основные параметры РЛС. Разрешающая способность и точность определения координат являются коррелиров. характеристиками РЛС. Разрешающая способность по угл. координате приблизительно равна ширине θ антенного луча, а среднеквадратичное значение случайной шумовой ошибки сопровождения

$$\sigma_{\theta} = \theta / \sqrt{2\rho h},$$

где ρ — отношение сигнала к шуму по мощности, h — число эффективно интегрируемых выборок для системы сопровождения. Помимо шумовой ошибки имеются др. случайные ошибки, так что как бы велик ни был сигнал, угл. ошибка не стремится к нулю. Из наиб. распространённых способов измерения угл. координат (на проходех, путём конич. сканирования, переключенным диаграммы, моноимпульсным методом — см. рис. 3) наиб. точность даёт последний метод. В сантиметровом диапазоне достигнута минимальная суммарная ошибка измерения угла порядка $0,01 \theta$. Разрешающая способность РЛС по дальности $\Delta R = c/2\Delta f_c$, где Δf_c — ширина спектра зондирующего сигнала. Среднеквадратичное значение случайной шумовой ошибки измерения дальности при сопровождении

$$\sigma_R = \Delta R / \sqrt{2\rho h}.$$

Для увеличения дальности действия РЛС необходимо повышать энергию зондирования, что достигается либо увеличением мощности в импульсе, либо уве-



Рис. 2.

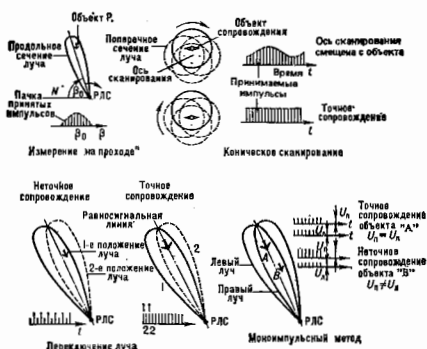
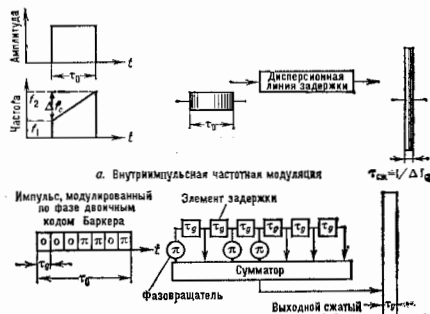


Рис. 3.



Б. Внутримпульсная фазо-кодовая модуляция

Рис. 4.

личением его длительности. Второй путь предпочтительнее, т. к. устраняет ряд инженерных проблем, связанных с более высокими электрич. напряжениями. Но для сохранения при более длит. импульсах заданного разрешения по дальности требуется внутримпульсная частотная модуляция (ЧМ) или фазо-кодовая модуляция (ФКМ), обеспечивающая ширину спектра Δf_c зондирующих сигналов, равную $c\Delta R$, где c — скорость света. От длительности зондирующего импульса разрешения не зависит, но при обоих видах модуляции от неё зависит уровень мешающих боковых лепестков и ширина области их существования.

В случае внутримпульсной линейной ЧМ принимаемый отражённый сигнал после преобразования на промежуточную частоту (см. *Преобразование частоты*) поступает на частотно-дисперсионную линию задержки (рис. 4, а), на выходе к-рой появляется сжатый импульс длительности $1/\Delta f_c$. При внутримпульсной ФКМ принимаемый отражённый сигнал после преобразования на промежуточную частоту поступает на линию задержки с отводами (рис. 4, б), отображающими кодовую последовательность ФКМ зондирующего импульса и снабжённую такими фазосдвигающими элементами в отводах, к-рые обеспечивают синфазное суммирование всех парциальных сигналов при достижении импульсом конца линии задержки; при этом на сумматоре появляется сжатый импульс длительностью $1/f_c$.

Применение линий задержки, сумматоров, частотных фильтров, временных селекторов в виде аналоговых устройств сопряжено с рядом неудобств, обусловленных их нестабильностью, необходимостью регулировки, сложностью и высокой стоимостью. Поэтому в совр. РЛС широко применяется цифровая обработка принимаемых сигналов. Для цифровой обработки принятый сигнал после преобразования частоты и усиления подаётся на аналого-цифровой преобразователь (АЦП), на выходе к-рого получаются выборки сигнала в виде двоичного цифрового кода, несущие в себе информацию как об амплитуде, так и о фазе принятого сигнала. Далее все операции производятся с помощью цифровых фильтров, интеграторов и устройств для селекции движущихся целей. Широкое применение в цифровых процессорах сигнала находит быстрое *Фурье преобразование*, резко снижающее требования к объёму вычислений и позволяющее осуществить многоканальную фильтрацию в частотной области. Важнейшее значение имеют характеристики АЦП: его разрядность определяет динамич. диапазон приёмника РЛС, его быстродействие — достижимое разрешение по дальности. Совр. АЦП обеспечивают быстродействие 20 МГц при 12 разрядах.

В наземных и корабельных РЛС используются габ. дециметровые и сантиметровые волны. В самолётных РЛС, где габариты антенн строго ограничены, применяются только короткие сантиметровые волны. Имеются также РЛС на волнах 8 м и даже 3 мм. Ограничение длины волны снизу определяется резко возрастающими с уменьшением λ потерями в атмосфере.

Кроме активных радиолокаторов, работающих по отражённому сигналу, существуют пассивные радиолокаторы, использующие естеств. излучение объектов (радиометры). Такие устройства могут непосредственно измерять только угл. координаты.

Лит.: Современная радиолокация, пер. с англ., М., 1969; Справочник по радиолокации, под ред. М. Скоинина, пер. с англ., т. 1—4, М., 1976—78; Кук Ч., Бернфельд М., Радиолокационные сигналы, пер. с англ., М., 1971; Теоретические основы радиолокации, под ред. Я. Д. Ширмана, М., 1970; Леонов А. И., Фомичев К. И., Моноимпульсная радиолокация, 2 изд., М., 1984.

РАДИОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, возбуждаемая ядерными излучениями (α -частицами, электронами, протонами, нейтронами, γ -излучением), а также жёстким рентг. излучением.

РАДИОМЕТР (от лат. radio — излучаю и греч. μέτρον — измеряю) — 1) прибор для измерения энергии эл.-магн. излучения, основанный на его тепловом действии (см. *Вольтметр*). 2) Приёмное устройство ра-

диолокатора. источников (см. *Радиотермия*). 4) Прибор для измерения дальности звукового излучения (см. *Радиометр акустический*).

РАДИОМЕТР АКУСТИЧЕСКИЙ — прибор для измерения давления звукового излучения и, следовательно, плотности энергии звуковой волны, интенсивности звука и др. параметров волны. Посредством Р. а. измеряют обусловленную *дальностью звукового излучения* радиационную силу F_p , действующую на помещённое в звуковое поле препятствие (приёмный элемент).

Приёмный элемент Р. а. обычно выполнен в виде лёгкого диска, шарика или конуса, размер к-рых d , как правило, много больше длины УЗ-волны λ . Радиационная сила смещает приёмный элемент из положения равновесия. При определ. отклонении действие её уравновешивается силами, зависящими от конструкции Р. а.: в Р. а. маятникового типа (рис., а) — это компонента силы тяжести, возникающая при отклонении подвеса



на определ. угол; в Р. а. типа крутильных весов (рис., б) — это упругий момент закручивания нити; в ряде конструкций Р. а. упругая сила создается пластичной или спиральной пружиной, изгибом тонкого стеклянного волокна и т. п. В наб. точных компенсационных Р. а. внеш. сила возвращает приёмный элемент в исходное положение равновесия. Простейший тип такого Р. а. — чувствительные рычажные весы (рис., в), где действие силы F_p на одну из чашек компенсируется сжатием разновесов с др. чашки. Более точны эл.-динамич. или эл.-магн. системы компенсаций, применяемые для разл. конструкций Р. а.

В Р. а. без компенсации малые смещения приёмного элемента определяются с помощью микроскопа, а малые повороты — по отклонению светового луча, отражающегося от зеркала на подвижной системе Р. а.

При определении ср. плотности звуковой энергии E и интенсивности УЗ / необходимо принимать во внимание зависимость силы F_p от ориентации приёмного элемента, от его формы и коэф. отражения звука по амплитуде R , а также от соотношения d и λ . В приёмном элементе в виде диска $d \gg \lambda$

$$F_p = ES(1+R^2) \cos^2 \theta = c^{-1} S(1+R^2) \cos^2 \theta,$$

где c — скорость звука, S — площадь диска или площадь поперечного сечения УЗ-пучка (меньшая из площадей), θ — угол между направлением распространения волны и нормалью к диску. При несоблюдении условия $d \gg \lambda$ вводится дифракц. поправка.

Метод Р. а. является одним из наб. простых методов абс. измерения интенсивности УЗ в области средних и высоких частот. Однако Р. а. иверсионен и подвержен

влиянию акустических течений, что снижает точность измерений. Мин. интенсивности, измеряемая с помощью чувствительных Р. а., лежит в области 10^{-4} – 10^{-8} Вт/см².

Лит.: Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982.

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение силы отталкивания между двумя поверхностями, поддерживаемыми при разных темп-рах T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$) в помещаемых в разреженный газ. Отталкивание объясняется тем, что молекулы газа, ударившись о 1-ю поверхность, отскакивают с более высокой кинетич. энергией, чем молекулы, провазимодействовавшие со 2-ой поверхностью. В результате поверхность холодной пластины, обращенная к горячей, бомбардируется частицами, имеющими в ср. больший импульс, чем др. её сторона. Благодаря разнице импульсов, передаваемых при ударе молекул противоположным стенкам пластины, возникает сила отталкивания. При достаточном разрежении газа, т.е. когда длина свободного пробега молекул превышает расстояние между пластинами, сила отталкивания, приходящаяся на единицу площади пластины, равна

$$F = \frac{1}{2} p \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right),$$

где p — давление газа. При более высоком давлении газа «горячие» молекулы теряют часть энергии при столкновениях с «холодными» молекулами. В общем случае

$$F = \frac{1}{c} \left(\frac{p}{a} - \frac{p}{b} \right),$$

где a , b и c — эмпирич. коэффициенты.

На Р. э. основано действие радиометра Крукса (вертушки Крукса) и радиометрич. манометра.

РАДИОМЕТРИЯ — совокупность методов измерений активности (числа распадов в единицу времени) радиоизотопов, содержащихся в радиоакт. источниках. Родоначальники — Э. Резерфорд (E. Rutherford) и Х. Гейгер (H. Geiger), впервые в 1903 измерившие число α -частиц, испускаемых в 1 с 1 г Ra (з.д. активности). В 1899 Ю. Эльстер (J. Elster) и В. Г. Гайтлер (W. H. Heitler) установили экспериментальное убывание со временем числа атомов чистого радионуклида.

Активность. Осн. закон радиоакт. распада имеет вид:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = -\ln 2 N / T_{1/2}, \quad (1)$$

где N — число атомов радионуклида, λ — постоянная распада, $T_{1/2}$ — период полураспада (см. Радиоактивность). Кол-во атомов, оставшееся спустя промежуток времени t , определяется соотношением

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (2)$$

Постоянная распада λ практически не зависит от таких велич. факторов, как давление, темп-ра и т. д.; в нек-рых случаях наблюдается слабая зависимость от хм. окружения, напр. для ^{90m}Nb в металле по сравнению с ^{90m}Nb во фторидном комплексе изменение λ достигает почти 4% (индекс «м» означает изомерное состояние, см. Изомерия ядерная). Активность A радионуклида определяется выражением

$$A = \lambda N, \quad (3)$$

где λ выражена в с.

Единицей активности в системе СИ является Беккерель (Бк), равный 1 распаду в 1 с. Исторически первая единица активности Кюри (Ки) была установлена как активность газа Rn, находящегося в равновесии с 1 г Ra. В 1950 она была принята равной $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в 1 с. Активность, отнесенную к массе образца, вва. массовой, к объёму — объёмной.

Для характеристики содержания активности T в объектах внеш. среды используют т. н. триединую единицу ТЕ, она соответствует концентрации T , при к-рой один его атом приходится на 10^{18} атомов водорода. В 1963 Национальное бюро стандартов США рекомендовало заменить термин «триединая единица» (ТЕ) термином «триединое отношение» (ТО): $1 \text{ TO} = 1 \text{ TE} = 6,866 \cdot 10^7$ ат. $T \cdot \text{кг}^{-1} = 3,193 \cdot 10^{-12}$ Ки $\cdot \text{кг}^{-1} = 0,41181$ Бк $\cdot \text{кг}^{-1}$ [атомная единица (АЕ) была принята для отношения активности ¹³⁷Cs к массе К в организме, продуктах питания и т. д.; $1 \text{ АЕ} = 37 \text{ Бк} \cdot \text{кг}^{-1}$ А $\cdot \text{кг}^{-1}$].

Активность A находят, измеряя интенсивность излучений, сопровождающих распад, или определяя кол-во радиоакт. атомов в источнике. Напр., активность ⁹⁰Tc в виде кусочка чистого металла определяют взвешиванием; активность ¹Bk соответствует числу атомов Tc, равное $1,443 T_{1/2}$; активности ¹Ki соответствует $3,6 \cdot 10^{18}$ атомов Tc и масса 59 г.

Измерения активности подразделяют на абс. и относительные (сравнение воздействия радионуклида, содержащегося в источнике, с аналогичным воздействием от эталонированного источника). Методы измерений различают по способу приготовления источника, геометрии измерений, виду излучения, типу детектора, используемому фл. эффекту, способам обработки информации, уровням измеряемых активностей.

По способу приготовления образца выделяют методы «бесконечно тонкого» и «бесконечно толстого» слоёв, метод количеств. перевода радиоакт. «метки» в определ. хм. формы для получения удобных для измерения жидкостей и газов и др. Метод «бесконечно тонкого» слоя основан на приготовлении источника с пренебрежимо малым поглощением излучения радионуклида в самом источнике. В случае «бесконечно толстого» слоя толщина радиоакт. слоя в источнике больше макс. пробега испускаемых частиц.

По геометрии измерений выделяют т. н. 4л-геометрию, промежуточную и измерения в малом телесном угле. В 4л-геометрии детектор окружает источник со всех сторон. Это осуществляется при помощи газоразрядных т. н. 4л-счётчиков или наполнением счётчика активным газом. Близкая к 4л геометрия осуществляется в жидкостных *цинтилляционных детекторах*, *ионизационных камерах*, *полупроводниковых* и др. детекторах с каналами («коллодиями») для размещения источников. В случае низкой массовой активности источники размещают непосредственно на детекторе. Для снижения минимально детектируемой массовой активности детектор окружают контейнером с препаратом (Маринелли, 1950).

По используемому эффекту методы измерения активности подразделяются на ионизационные, газоразрядные, цинтилляционные, калориметрич., масс-спектрометрич., фотометрич. и др. Название приборов содержит указание на метод измерения, геометрию и вид излучения, напр. 4л-Х-счётчик высокого давления (Х — рентген), *полупроводниковый детектор* Ge(Li), *цинтилляционный детектор* NaI(Tl) и т. д.

По способам обработки информации от детекторов выделяют метод интегрального счёта, *совпадения метод*, *позиционно-чувствит. методы* и др. Интегральные методы применяют при измерении активности чистых радионуклидов или при отнесит. измеренных с помощью стандартных образцов. Спектрометрич. методы регистрируют как интенсивность излучения, так и его спектр; они позволяют селективно измерять активность отд. радионуклидов в их смесях. Методы совпадений и антисовпадений используют как для повышения селективности измерений радионуклидов, обладающих каскадным излучением, так и для абс. измерений. Если распад сопровождается каскадным испусканием двух излучений разного рода или разных энергий, в установку включают два детектора, настроенных на раздельную регистрацию этих излучений. При этом актив-

ность радионуклида находят с помощью выражения:

$$A = \frac{n_1 n_2}{n_{12}} B \left(\frac{n_{12}}{n_1 n_2} \right), \quad (4)$$

где n_1 , n_2 — скорости счёта от каждого детектора, n_{12} — скорость совпадений, ф-ция $B(n_1/n_2) \rightarrow 1$ при $(n_2/n_1) \rightarrow 1$.

Позиционно-чувствительные системы применяют при хроматографической, аналитической радиоактивных препаратов. Установки, включающие ЭВМ, со спец. детекторами позволяют находить распределение источников излучения на разных сечениях исследуемого объема (а м с и о н и я т о м о г р а ф и я). Такие установки дают возможность изучать распределение в организме веществ, меченых γ -излучающими радионуклидами (гамма-камеры).

Эффективность регистрации γ -излучения. Отношение общего числа импульсов, поступающих от детектора (независимо от энергии, потерянной в его чувствительном объёме) к числу попаданий в детектор наз. *полной* с ϵ *чётной* эффективностью. При работе с *гамма-спектрометрами* наиб. часто определяют суммарный импульсов в пике полного поглощения. Т. к. осн. часть импульсов в пике полного поглощения обычно связана с фотоэффектом, то говорят об *фотоэффективности* (см. *Гамма-излучение*).

Для сравнения детекторов используют относительную эффективность — отношение эффективности регистрации данного детектора и сцинтиляционного детектора NaI(Tl) diam. и высотой 76,2 мм в пике полного поглощения при энергии γ -излучения $\epsilon_\gamma = 1332$ кэВ (источник — ^{60}Co) или 661,7 кэВ (^{137}Cs). Напр., для полупроводникового детектора Ge(Li) с чувствит. объёмом 130 см³ относительная эффективность для фотонов с $\epsilon_\gamma = 1332$ кэВ порядка 25%. Его энергетич. разрешение при этом в 50 раз лучше, чем у NaI(Tl).

Эффективность регистрации зависит от энергии γ -излучения ϵ_γ (кривая эффективности). В спектрометрии, режиме наиб. важна кривая фотоэффективности. Её обычно измеряют, используя т. н. образцовые спектрометрич. γ -источники с радионуклидами: ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{27}Co , ^{60}Co , ^{45}Zn , ^{85}Sr , ^{109}Cd , ^{137}Cs , ^{132}I , ^{138}Ba , ^{137}Cs , ^{136}Ce , ^{152}Eu , ^{154}Sm , ^{209}Po , ^{210}Pb , ^{210}Bi , ^{214}Pb и др. Для таких источников с высокой точностью определены активности радионуклидов, кол-ва γ -квантов в определ. спектральных линиях, измеряемые в А с в угле 4л. При исследовании внеш. среды, а также излучения человека используют образцовые объёмные источники, создаваемые часто на основе радиоакт. растворов.

В области энергии γ -квантов $\epsilon_\gamma = 200$ —2500 кэВ зависимость эффективности регистрации F от ϵ_γ описывается ф-лой:

$$\ln F = a_1 + a_2 \ln \epsilon_\gamma + a_3 (\ln \epsilon_\gamma)^2. \quad (5)$$

В частном случае полупроводникового детектора

$$\ln F + 25 = \ln F \frac{2}{\pi} \arctg[\exp(a_4 + a_5 \ln \epsilon_\gamma) + a_6 (\ln \epsilon_\gamma)^2], \quad (6)$$

где a_1, \dots, a_6 — численные коэффициенты. При замене одного детектора другим эффективность в пике полного поглощения ($\epsilon_\gamma \leq 3$ МэВ) определяется соотношением:

$$\ln F = \text{const} + S \ln \epsilon_\gamma, \quad S = a \ln V_{\text{акт}} + b, \quad (7)$$

где $V_{\text{акт}}$ — активный объём детектора, $a = 0,6246$; $b = -2,136$. Для диапазона энергий $\epsilon_\gamma = 60$ —3050 кэВ при измерении в чашечках Петри и в сосудах Маринелл эффективность описывается ф-лой:

$$\ln F = a_1 - [a_2 + a_3 \exp(-a_4 \epsilon_\gamma)] \exp(-a_5 \epsilon_\gamma) \ln \epsilon_\gamma. \quad (8)$$

Погрешности измерений. Потери счёта η в установках обусловлены мёртвым временем $\tau_{\text{м}}$ установ-

ки и неизбежностью случайных совпадений. Мёртвым временем $\tau_{\text{м}}$ наз. время нечувствительности детектирующей системы вслед за попаданием в неё частицы (фотона). Мёртвое время может быть проделываемым или фиксированным. В первом случае $\eta = \exp(-\lambda \tau_{\text{м}})$, во втором $\eta = (1 + \lambda \tau_{\text{м}})^{-1}$, где λ — скорость счёта. Часто $\tau_{\text{м}} = f(n)$, напр. $\tau_{\text{м}} = a_0 + a_1 n$. Параметры a_0 , a_1 определяют экспериментально с короткоживущими радионуклидами, напр. $^{113\text{m}}\text{In}$ ($T_{1/2} = 99,48$ мин).

В пике полного поглощения γ -квантов потери счёта могут вызываться одновременной регистрацией событий, произошедших в каскаде, и случайными совпадениями в пределах времени формирования сигнала. Величину η находят, измеряя спектры излучения при разных расстояниях источника от детектора.

Энергетическое разрешение. Мерой разрешающей способности спектрометра. установкой является полная ширина пика на половине высоты в распределении импульсов по энергии. Для сцинтиляционных детекторов её принято выражать величиной $\Delta E/E$ (%), для полупроводниковых — $\Delta \epsilon$. Для рентгеновского и γ -излучения приводит $\Delta \epsilon$ для энергий $\epsilon_\gamma = 5,9$ кэВ, 122 кэВ и 1332 кэВ.

Чувствительность. Мин. детектируемая концентрация (МДК) радионуклида (в Бк/кг⁻¹) в источнике выделяется ф-лой

$$\text{МДК} = \frac{2}{K_1 K_2 M} \sqrt{\frac{B}{t}}. \quad (9)$$

Здесь M — масса пробы, K_1 — коэф., учитывающий выход регистрируемого излучения на 1 акт распада радионуклида, K_2 — эффективность регистрации, B — скорость счёта фона, t — время измерений.

Радиационная «значимость» радионуклидов. Для оценки радиац. воздействия разл. радионуклидов применяют два метода: оценивают вклад радионуклида в индивидуальную усреднённую годовую дозу и э д л у ч е н и я для критич. группы людей — лиц, находящихся в наилучших условиях с точки зрения радиац. воздействия (табл. 1); оценивают вклад этого радио-

Табл. 1. — Связь усреднённой годовой дозы, содержащейся в продуктах питания, с удельной активностью некоторых радионуклидов

Радионуклид	Объект	Концентрация радионуклидов, ведущая к эдкн. дозе 10 мкЗв в 1 г (в критич. группе), Бк/д, Бк/кг
^{14}C ^{14}C $^{22}\text{Na} + ^{24}\text{Na}$ ^{137}Cs ^{137}Cs	Молоко	8
	—	20
	—	0,3
	—	0,4
	—	0,5
^{60}Co $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ^{137}Cs ^{137}Cs	Рыба	10
	—	3
	—	5
^{60}Co ^{137}Cs ^{137}Cs	Панцирные животные (ранки, черепки и др.)	200
	—	200
	—	70

нуклида в популяционную дозу. За концентрацией отд. радионуклидов, дающих вклад в годовую дозу, на уровне 10 мкЗв устанавливается систематич. наблюдение. Проводится паспортизации состояния окружающей среды с последующим наблюдением за скоростью нарастания содержания радионуклидов.

Фон. Для определения малых концентраций радионуклидов необходимо уменьшение радиационного фона, что достигается защитой. В табл.2 приведены осн.

Табл. 2.

ϵ_T , кэВ	Радионуклид	Интенсивность линии, %	Снижение фона защитой, во сколько раз
238,59	²¹⁴ Pb	45	330
325,99	²¹⁴ Pb	38,7	2709
583,14	²¹⁴ Pb	30,96	630
609,31	²¹⁴ Pb	48,9	3600
911,2	²¹⁴ Pb	27	2800
1401,2	²¹⁴ Pb	0,69	7
1120,29	²¹⁴ Bi	15,3	11000
1178,21	²¹⁴ Bi	100	24
1238,11	²¹⁴ Bi	6,05	2000
1322,47	²¹⁴ Bi	100	24
1460,75	²¹⁴ Bi	10,5	16000
1820,62	²¹⁴ Bi	1,43	1100
1764,5	²¹⁴ Bi	16,1	5600
2614,47	²¹⁴ Pb	36	1800

у-лучи, встречающиеся в радиац. фоне, и указано снижение фона защитой (результат эксперимента), выключающей слой Cd (толщиной 1 мм для защиты от нейтронов) Pb (10 см), Cu (4 см) (см. Радиационная защита). На установке, размещенной в соляной шахте на глуб. 305 м был получен фон $N = 1,7 \cdot 10^3$ импульсов на 1 кэВ на 1 см² чувствит. объема детектора за 1000 ч работы при энергиях γ -квантов $\epsilon_T = 2$ МэВ. В случае т. н. активной защиты осн. детектор окружат неск. вспомогательными детекторами. Осн. и вспомогат. детекторы включат в схему антисовпадений. Активная защита в виде пластмассового сцинтиллятора толщиной ~10 см внутри сцинтилляторной защиты толщиной 45 см, с многоканальным полупроводниковым детектором Ge(Li) позволила получить фон $N = 1,9 \cdot 10^4$ импульсов на 1 кэВ на 1 см² чувствит. объема детектора ($\epsilon_T = 2$ МэВ, $t = 1000$ ч).

Лит.: Jäkel W., Westmeier W., Pätzelt P., Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research, 1987, v. A 261; Válo E., Gonzalez L., Gaeta R. and Gonzalez Y. A., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1975, v. 123; Cao Zhong, «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1987, v. A 262; Salazar R. Reyes A. F., Fabra M. J., Baró I. and Tejada J., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1987, v. B 28; Fry F. A., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1984, v. 223; Liguori C., Sarracino A., Sverzelitti P. P. and Zanotti L., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1983, v. 204. В. А. Балажков.

РАДИОНАВИГАЦИЯ — определение местоположения движущегося объекта (морских и воздушных судов, наземного транспорта и космич. аппаратов) с помощью радиотехн. устройств, расположенных на объекте и в окружающем пространстве в точках с известными координатами. В более узком смысле под Р. понимают определение к.-л. параметра движения, напр. скорости или направления движения. В более широком смысле Р. включает и элементы управления движением, напр. выбор курса.

Для Р. могут использоваться 3 независимых навигац. параметра: дальность, радиальная скорость и угол, определяемые относительно заданной системы координат. Опорными точками системы координат являются радионавигат. станции, расположенные на поверхности Земли (с постоянными и известными координатами) или на ИСЗ, кораблях и самолетах, координаты к-рых изменяются, но точно известны в любой момент времени. Геом. место точк. соответствующие одинаковым значениям навигац. параметра в пространстве, зав. поверхностью положения, а на плоскости — линией положения. Пересечение трёх поверхностей или двух линий положения определит координаты объекта. В зависимости от измеремых навигац. параметров могут использоваться 3 осн. метода определения координат.

Дальномерный метод. Параметром является расстояние R_i между опорной точкой и объектом, поверхность положения — сфера радиусом R_i и центром в опорной точке. Координаты объекта (x, y, z) определяются при решении системы трёх ур-ний:

$$R_i = [(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + (z_i - z)^2]^{0,5},$$

где x_i, y_i, z_i — известные координаты трёх ($i = 1, 2, 3$) опорных точек, а R_i — измеренные расстояния от объекта до опорной точки.

Для измерения расстояния передатчик объекта посылает радиомпульс запроса, на опорной точке его принимают и переизлучают. Измерив интервал времени T между моментами послыки запроса и приёмом переизлучённого импульса, определяют $R = c \cdot 0,5 \cdot T$, где c — скорость распространения радиоволн. Недостаток этого метода — огранич. пропускная способность навигац. системы, к-рая не может одновременно отвечать на запросы неск. объектов, устраиваемых при установке в опорных точках и на каждом объекте высокостабильных синхронизиров. эталонов времени (см. Квантовые стандарты частоты). В этом случае передатчики опорных точек в условленные моменты времени излучают радиомпульсы, к-рые принимают на объектах и определяют интервал времени, прошедший с условного момента до момента приёма радиомпульса. Осн. недостаток безапробного метода — необходимость поддерживать чрезвычайно высокую точность синхронизации всех часов навигат. системы, т. к. каждая мкс расхождения шкал времени объекта и опорных точек даёт ошибку в определении расстояния $\Delta R = c \Delta T \approx 300$ м. Для исключения сдвига шкалы времени ΔT объекта относительно шкалы единого времени опорных точек применяют псевдодальномерный метод, заключающийся в измерении параметра R_i до четырёх ($i = 1, 2, 3, 4$) опорных точек. Решение системы четырёх ур-ний

$$c(T_i + \Delta T) = [(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + (z_i - z)^2]^{0,5}$$

позволяет определить три неизвестные координаты объекта при известном сдвиге шкал ΔT .

Радиально-скоростной (доплеровский) метод. Параметром является радиальная скорость объекта относительно опорной точки, зависящая от координат и относительной скорости объекта:

$$\dot{R}_i = [(x_i - x)(\dot{x}_i - \dot{x}) + (y_i - y)(\dot{y}_i - \dot{y}) + (z_i - z)(\dot{z}_i - \dot{z})] / R_i.$$

При известных параметрах опорных точек и скорост. скорости объекта независимые измерения радиальных скоростей относительно трёх опорных точек позволяют определить координаты объекта. Измеряя доплеровское смещение F излучаемого передатчиком сигнала с частотой f , находят радиальную скорость $R \approx cF/f$ (см. Доплера эффект). Ошибку в определении F , возникающую из-за отклонения частоты эталона на объекте от частоты излучения передатчиков в опорных точках, можно исключить, применяя псевдодоплеровский метод, при к-ром измерятся дополнительные навигац. параметр по четвёртой опорной точке (так же, как и в псевдодальномерном методе).

Угломерный метод. Параметром является угол между направлениями на разл. опорные точки. Определение направления на источники радиозлучения осуществляется методами радиопеленгации.

Наряду с тремя осн. методами при построении радионавигат. систем широко применяют комбинац. метода типа дальномерно-доплеровского, дальномерно-угломерного и т. п. Нек-рые навигац. задачи решаются радиолокац. методами (см. Радиолокация), а при использовании в качестве опорных точек небесных тел — радиостр. методами (см. Радиостромолия).

Помимо метода определения координат объекта важной характеристикой любой радионавигат. системы является диапазон рабочих частот. В условиях Земли

рабочая длина волны определяет потенц. дальность действия навигат. системы, под к-рой понимается макс. расстояние, в к-ром обеспечивается заданная точность измерений. Она будет ограничиваться случайными изменениями скорости распространения радиоволн (дальномерный и доплеровский метод) и направлением их прихода (угломерный метод). Учетная условия распространения радиоволн, для ближней Р. применяют ультракороткие волны, а для глобальной Р. (в пределах всей Земли) — сверхдлинные волны. Спутниковые системы Р. работают только в УКВ-диапазоне (см. *Распространение радиоволн*).

Лит.: Белаиов О. В., Основы радионавигации, 2 изд., М., 1977; Шебшаевич В. С. и др., Сетевые спутниковые радионавигационные системы, М., 1982; Шкляр Г. Г. и др., Радионавигационные системы и устройства, М., 1984.

РАДИОНУКЛИДЫ — радиоакт. ядра (атомы). Их различают по типу радиоакт. распада (см. *Радиоактивность*). Т. к. α - и β -распады ядер обычно сопровождаются испусканием рентг. или γ -квантов, то большинство Р. являются источниками этих излучений, напр. ^{60}Co , широко используемый в медицине и технике. Число частых α - и β -излучателей невелико: ^3H (Т), ^{14}C , ^{238}Pu и нек-рые др.

Общее число известных Р. > 1800 (см. цветную вклейку в 3-м т.), и оно непрерывно растёт из-за синтеза новых Р. (см. *Трансураниевые элементы*).

В зависимости от устойчивости Р. подразделяются на короткоживущие и долгоживущие; принято, что Р. с периодом полураспада $T_{1/2} < 10$ сут относятся к короткоживущим. В связи с развитием экспресс. техники всё большее практич. значение приобретают Р. с малыми $T_{1/2}$ (всек. с или десятки с), напр. ^{16}N ($T_{1/2} = 7,13$ с); ^{16}O ($T_{1/2} = 27$ с). Полный распад таких Р. происходит за нек-рые мин, поэтому они практически безвредны, с их помощью можно исследовать пищевые продукты, потребительские товары и т. д. (см. *Радиометрия*).

Согласно действующим нормам радиационной безопасности (НРБ), все Р. подразделяются по радиотоксичности на 4 группы. К группе А относятся особо опасные Р. Это Р. тяжёлых элементов, ядра к-рых испытывают спонтанное деление или α -распад, имеющие сравнительно большие $T_{1/2}$. Такие Р. способны накапливаться в жизненно важных органах человека (^{210}Po ; изотопы Рn с А = 238, 239, 240, 242; ^{232}Cf и др.). К группе Б с высокой токсичностью относят ^{90}Sr , ^{106}Ru , ^{131}I , ^{144}Ce , ^{235}U и др. К группе В со ср. радиотоксичностью относят ^{45}Ca , ^{60}Co , ^{95}Zr и др. В группу Г входят Р. с малой токсичностью (^{14}C , ^3H и др.).

Р. могут быть природными (естественными) или искусственно полученными (техногенными). У природных долгоживущих Р. период распада сравним с возрастом Земли. Природные короткоживущие Р. или являются членами природных радиоакт. рядов, или непрерывно образуются за счёт ядерных реакций, обусловленных космич. излучением. Напр., ядра ^{14}C непрерывно образуются в результате радиационного захвата нейтронов космич. излучения ядрами ^{14}N атм. воздуха ($^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$) или в результате деления ядер урана под действием нейтронов. В результате в природе (в исчезающе малых кол-вах) постоянно присутствуют Тс, Рn, Рn, Нр, Рn.

Значит. кол-ва техногенных Р. образуются при работе ядерных реакторов. Они возникают при делении ядер ^{235}U и ^{239}Pu . Для получения Р. используют также др. нейтронные источники. В т. н. изотопных генераторах можно отделять постоянно накапливающийся «дочерний» Р. от более долгоживущего материнского.

С. С. Бердосов, РАДИОПЕРЕДАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА — устройства для формирования радиосигналов, предназначенных для передачи информации на расстояние с помощью радиоволн.

Р. у. формируют радиосигналы с заданными характеристиками, необходимыми для работы конкретных радиотехн. систем, и излучают их в пространство. В лдбых Р. у. осуществляются следующие осн. физ. процессы: генерация эл.-магн. колебаний в заданном участке радиодиапазона; управление параметрами этих колебаний (амплитудой, частотой, фазой, поляризацией и т. д.) по закону передаваемой информации (амплитудная, частотная и др. виды модуляции; см. *Модуляционные колебания*); излучение радиосигналов в пространство при помощи антенны, связанной с генератором электромагнитных колебаний либо непосредственно, либо через линию связи. Помимо создания радиосигналов, предназначенных специально для передачи информации, Р. у. применяются в системах радионавигации, дистанц. зондирования земной поверхности и др. целей.

Структурные схемы Р. у. различны в зависимости от требований к характеристикам формируемых в них радиосигналов. Типовые Р. у. для радиовещания с амплитудной (АМ) или частотной (ЧМ) модуляцией строятся обычно по многокаскадной схеме (рис. 1, а, б).

Генерирование высокостабильных первичных колебаний осуществляется в спец. устройствах — возбудителях Р. у. Иногда (напр., при ЧМ) формирование радиосигналов производится сразу путём модуляции первичных колебаний. В качестве простых возбудите-

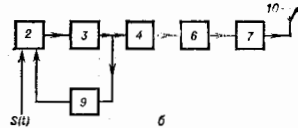
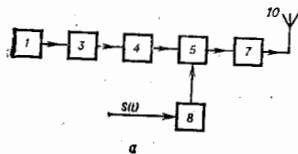


Рис. 1. Типовые структурные схемы радиопередающих устройств с амплитудной (а) и частотной (б) модуляцией: 1 — задающий генератор, стабилизированный кварцем (возбудитель); 2 — частотно-модулируемый возбудитель; 3 — буферный усилитель; 4 — каскады умножения частоты; 5 — модулируемый каскад; 6 — предомножитель усилитель; 7 — выходной усилитель мощности; 8 — модулятор; 9 — система автоподстройки центральной частоты; 10 — антенна.

лей используются автогенераторы на транзисторах, лампах-пролетных диодах и т. д. Поскольку частота автоколебаний, близкая к собств. частоте колебательной системы, зависит от режима работы активного элемента, принимаются жесткие меры по защите всех элементов автогенератора от влияния дестабилизирующих факторов. Мин. достижимый уровень нестабильности частоты автогенератора ограничен шумами, т. е. естеств. флуктуациями фазы и амплитуды автоколебаний (см. *Стабилизация частоты*). В совр. Р. у. с быстрой электронной перестройкой в широком диапазоне рабочих частот в качестве возбудителей колебаний используются синтезаторы частот — устройства, генерирующие множество высокостабильных колебаний на дискретных частотах, синтезируемых из колебаний одного прецизионного кварцевого генератора или кварцевого стандарта частоты. Схемы синтезаторов строятся с использованием систем автоподстройки частоты и фазовой синхронизации колебаний.

Для ослабления влияния последующих каскадов на режим работы возбуждителей колебаний в схеме Р. у. включают т. п. буферные усилители, потребляющие мин. мощность сигнала от автогенератора. Часто в тех же целях прибегают к умножению частоты задающего генератора, что одновременно повышает устойчивость работы Р. у. в целом. В качестве нелинейных элементов в каскадах умножения частоты используют ВЧ-транзисторы, протонные клистроны и др. активные приборы. В диапазоне СВЧ находят применение полупроводниковые диоды (варикапы).

Выходные усилители мощности Р. у., связанные с антенной непосредственно или через линию связи, обеспечивают заданную излучаемую мощность. Эти усилители строятся по схеме генератора с внеш. возбуждением, и в качестве активных элементов в них используются мощные транзисторы или металлокерамич. электронные лампы (часто с принудит. охлаждением электродов). В диапазоне СВЧ применяются протонные клистроны и усилительные приборы с распределенным взаимодействием — лампы бегущей волны и лампы обратной волны.

Управление параметрами колебаний в соответствии с передаваемой информацией $S(t)$ производится с помощью модуляторов. АМ в маломощных вещательных Р. у. осуществляется, напр., изменением по закону $S(t)$ управляющего напряжения на активном элементе; затем происходит усиление модулиров. колебаний. В радиолокации, радиорелейных линиях связи и мн. др. системах широко применяют разновидность АМ — импульсную модуляцию (ИМ). При ИМ высокочастотные колебания на выходе Р. у. вырабатываются лишь в течение коротких интервалов времени (импульсов), раздельных большими или меньшими паузами. В мощных импульсных модуляторах используется метод накопления энергии (или магн.) энергии в ёмкостях (или индуктивных) накопителях. Накопление энергии происходит во время паузы с последующим разрядом накопителя на генератор через электронный или газоразрядный коммутатор.

Угл. модуляции (частотная, ЧМ, или фазовая, ФМ) повышает помехоустойчивость системы связи. Для осуществления ЧМ т. н. прямым методом осуществляется электронная перестройка частоты колебаний задающего автогенератора по закону $S(t)$ (рис. 1, 6). При этом для стабилизации несущей частоты используется система автоподстройки, к-рая корректирует медленные уходы частоты автогенератора, вызванные дестабилизирующими факторами. При косвенном методе ФМ применяются высокостабильные задающие внешние автогенераторы и производится фазовая модуляция их колебаний. При этом сохраняется высокая стабильность центральной частоты, однако полезная девиация частоты ЧМ колебаний на низких модулирующих частотах мала.

Для переноса информации в виде ЧМ, а не в виде ФМ модулирующее напряжение, пропорциональное $S(t)$, подается на модулятор фазы не непосредственно, а через интегратор.

В СВЧ- и ВЧ-диапазонах, а также в оптич. диапазоне реализация Р. у. по многокаскадной схеме затруднена и Р. у. часто выполняются по однокаскадной схеме с мощным автогенератором, совмещающим ф-цию возбуждения, модулятора и выходного каскада.

Для существенного повышения мощности Р. у. прибегают к сложению мощностей неск. активных элементов, соединяя их параллельно или последовательно с нагрузкой. В сверхмощных Р. у. мощную ступень выводят по системе блоков — отд. выходных каскадов, общей нагрузкой к-рых является промежуточный контур, связанный с антенной. Недостатки подобных соединений активных элементов обусловлены взаимной связью их через нагрузку и источник возбуждения. Мостовое включение активных элементов существенно ослабляет взаимную связь между ними. Мост-делитель,

выполненный из реактивных элементов, распределяет входную мощность поровну между активными элементами, а мост-сумматор складывает их мощность в общей нагрузке.

Эфф. сложение мощности мн. генераторов для формирования сигналов в заданной области пространства реализуется с помощью фазированных антенных решеток (ФАР), содержащих большое число (до неск. тыс.) излучающих элементов и каналов для их возбуждения (рис. 2). Форму и положение узкого лепестка диаграммы направленности в Р. у. с ФАР можно быстро и точно изменять с помощью электронно управляемых фазовращателей, линий задержки и коммутаторов.

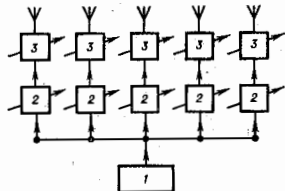


Рис. 2. Структурная схема радиопередающего устройства с фазированной антенной решеткой: 1 — возбуждатель сигнала; 2 — каналы управления задержкой; 3 — усилители мощности.

В Р. у. оптич. и частично СВЧ-диапазонах используются квантовые генераторы и усилители (см. Лазер). Для модуляции интенсивности оптич. излучения (когерентного или некогерентного) разработаны простые электронно-оптич. модуляторы. Нестабильность частоты колебаний квантовых генераторов за счёт слабости взаимодействия микрочастиц чрезвычайно мала (порядка 10^{-10} — 10^{-12}). В качестве канала связи в оптич. диапазоне широко применяются волоконно-оптич. кабели из спец. стеклокерамики или др. диэлектрика с чрезвычайно широкой полосой пропускания частот (до 10 ГГц/км) и слабым затуханием энергии света (5 дБ/км и менее).

Классификация Р. у. возможна по разным признакам: по назначению, диапазону рабочих частот, мощности. Различают Р. у. радио- и телевизионного вещания, профессиональной и космич. радиосвязи, навигационные, телеметрические, радиолокационные, Р. у. радиопередачи и т. д. Совр. Р. у. охватывают спектр ул.-магн. колебаний от очень низких (3—30 КГц) до крайне высоких (30—300 ГГц) частот. По мощности выделяют Р. у. очень малой ($P \leq 3$ Вт), малой (3—100 Вт) и средней (0,1—10 кВт) мощности, а также мощные (до 1000 кВт) и сверхмощные (св. 1000 кВт).

По виду модуляции различают Р. у., работающие в непрерывном режиме с амплитудной, частотной, фазовой модуляцией или их сочетаниями, и импульсные Р. у. с разл. видами модуляции параметров радиоимпульсов — амплитудно-импульсной, широтно-импульсной, кодомпульсной и др. Частый случай импульсной модуляции — манипуляция используется при передаче телеграфных знаков. В условиях воздействия мощных помех применяют шумоподобные сигналы.

По типу активных элементов, используемых для формирования радиосигналов в разл. диапазонах рабочих частот и мощностей, различают Р. у. транзисторные, ламповые, клистроновые, магнетронные, на лампах бегущей волны или обратной волны, лазерные и т. д.

Техн. характеристики Р. у. определяются требованиями к радиосистеме, в составе к-рой они работают. Важнейшей характеристикой является точность фиксации положения спектра частот радиосигнала, определяемая нестабильностью несущей частоты.

Нормы на стабильность частоты Р. у. жестки и зависят от диапазона частот, назначения и мощности Р. у. Напр., в диапазоне 4,0—29,7 МГц для стационарных вещательных и связанных Р. у. допускается $\Delta f/f \leq 5 \cdot 10^{-7}$ при мощности $P < 500$ Вт и $\Delta f/f \leq 1,5 \cdot 10^{-7}$ при $P > 500$ Вт. В др. системах требования к стабильности частоты Р. у. могут быть ещё выше.

Наряду с осн. рабочими колебаниями на выходе Р. у. возникают нежелат. побочные колебания, спектр к-рых находится за пределами полосы сигнала. Нормы на побочные излучения определяются условиями эл.-магн. совместимости радиотехн. средств. Требования к допустимому их уровню зависят от назначения и мощности Р. у., повышаясь с ростом мощности. По существующим требованиям $P_{\text{поб}}/P_{\text{осн}} < -40$ дБ при $P_{\text{осн}} < 0,5$ Вт, $P_{\text{поб}}/P_{\text{осн}} < -60$ дБ при 40 Вт $< P_{\text{осн}} < 1$ кВт и $P_{\text{поб}}/P_{\text{осн}} < -90$ дБ при $P_{\text{осн}} > 1000$ кВт для Р. у. в диапазоне 30—235 МГц. Абс. уровень мощности любого побочного излучения Р. у. не должен превышать $25 \cdot 10^{-8}$ — $1 \cdot 10^{-8}$ Вт в зависимости от диапазона частот, мощности и назначения Р. у.

Важной характеристикой Р. у. является величина кд η — отношение $P_{\text{осн}}$ к полной мощности, потребляемой Р. у. от источника питания. Так, для вещательных Р. у. в режиме отсутствия модуляции $\eta = 60\%$, в Р. у. межконтинентальной связи на длинных волнах при очень большой мощности (500—2000 кВт) в телеграфном режиме достигается $\eta = (50-60)\%$.

Осн. направления развития Р. у. имеют след. тенденции: дальнейшее освоение новых диапазонов частот и достижение больших мощностей Р. у. с помощью более совершенных активных элементов и новых способов генерирования эл.-магн. колебаний; разработка принципов объединения Р. у. с включающей системой в единое целое; развитие технологии и методов интегрального исполнения узлов и Р. у. в целом; применение в Р. у. для формирования радиосигналов и управления режимами работы элементов цифровой техники и микропроцессоров.

Лит.: Вятянов С. И., Радиопередающие устройства, М., 1950; Проектирование радиопередающих устройств, под ред. В. В. Шахматова, М., 1978; Проектирование радиопередающих устройств СВЧ, под ред. Л. М. Утмана, М., 1978; Радиопередающие устройства, под ред. М. В. Благочестного, Г. М. Утмана, М., 1982. М. В. Натанов.

РАДИОПРИЕМНИКИ СВЧ — радиоприёмные устройства, предназначенные для работы в диапазоне радиоволн от 300 МГц до 3000 ГГц (в диапазоне СВЧ). Р. СВЧ подразделяются по рабочему диапазону — на Р. СВЧ дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн, а также по схеме построения — на Р. СВЧ прямого усиления, супергетеродинные (см. Супергетеродин) и детекторные (см. Детекторирование). Радиоприёмники могут быть охлаждаемыми и неохлаждаемыми. В большинстве случаев Р. СВЧ строят по супергетеродинной схеме, т. к. обычно эта схема обеспечивает наивысшую чувствительность и практически легче реализуется, чем схема прямого усиления. Детекторные Р. СВЧ получили применение гл. обр. в диапазоне дециметровых волн и построены на основе криогенно охлаждаемых болометров и полупроводниковых объёмных детекторов. В сантиметровом и миллиметровом диапазонах (до частоты $f = 230$ ГГц) в большинстве случаев используются неохлаждаемые Р. Более коротковолновые Р. СВЧ, причём часто охлаждаемые, применяют только в научных исследованиях.

В Р. СВЧ в качестве нелинейных активных элементов для генерирования, усиления и преобразования СВЧ-колебаний применяют полупроводниковые элементы, размеры к-рых до частот $f = 150$ ГГц значительно меньше длины волны λ . Канализация СВЧ-колебаний в Р. СВЧ осуществляется разл. видами линий передачи. Для подключения к антенне или измерит. аппаратуре в диапазонах $\lambda < 2$ мм. часто используются микрополосковая или несимметричная полосковая линия, щелевая, компланарная и волноводно-щелевая линии

с переходом на прямоуг. металлч. волновод (рис. 4); на коротких миллиметровых волнах и в дециметровом диапазоне для канализации СВЧ-колебаний — односторонние и многомодалые (см. Моды) прямoug. волноводы

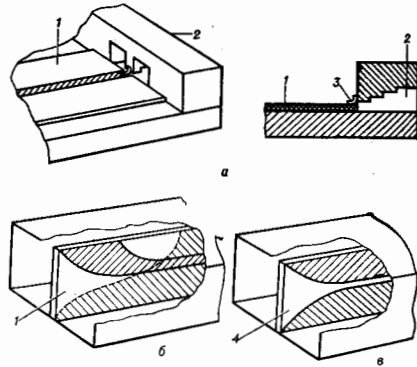


Рис. 1. Элементы конструкции линий передачи СВЧ с переходом на прямоуг. волноводы: а, б — микрополосковая линия, в — щелевая, волноводно-щелевая линия; 1 — микрополосковая плата (диэлектрическая пластина с пленочными металлическими проводниками на обеих сторонах); 2 — прямоуг. волновод со ступенчатым переходом к П-волноводу; 3 — соединительная металлическая лента; 4 — диэлектрическая пластина с пленочными проводниками.

и квазиопт. структуры (рис. 2, 3). Для Р. диапазонов $\lambda \approx 2-0,5$ мм наблюдается тенденция перехода от сосредоточенных приёмных элементов к распределённым, от волноводных элементов согласования потока излучения с приёмным элементом к оптическим. В этом диапазоне ограничения предельной чувствительности обусловлены гл. обр. не тепловыми флуктуациями, а квантовыми. Примерами сосредоточенных приёмных элементов, в к-рых используют волноводные элементы



Рис. 2. Квазиоптическая структура для объединения пучков радиоволн гетеродина f_1 и сигнала f_2 на входе смесителя супергетеродинного радиоприёмника: 1 — волновод частоты f_1 ; 2 — делитель пучка в виде проволочной сетки; 3 — пучок радиоволн частоты f_1 ; 4 — волновод с полным отражением; 5 — объединённый пучок радиоволн f_1 и f_2 на выходе смесителя (размер d регулируется по максимуму прохождения пучков).

согласования, являются полупроводниковые усилители СВЧ на полевых транзисторах Шоттки (ПТШ) или параметрические усилители на полупроводниковых диодах, смесители на диодах Шоттки (см. Диоды твердотельные) или контактах сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (СИС-смесители). Детектор на InSb, а также полупроводниковые и сверхпроводниковые болометры представляют собой примеры распределённых (объёмных) приёмных элементов с использованием квазиопт. методов согласования (см. Квазиоптика).

Наиб. важные параметры Р. СВЧ — коэф. шума (шум-фактор) F (для эфф. шумовой темп-ры $T_{\text{ш}}$) (рис. 4) и полоса рабочих частот Δf (длина волн $\Delta \lambda$). Шумовые

параметры F и $T_{ш}$ связаны соотношением $F = 1 + T_{ш}/T_0$, где $T_0 = 293$ К. Входные малошумящие усилители (МШУ) Р. СВЧ созданы до частот $f =$

(ГИС) и монолитных интегральных схем. На частотах $f > 150$ ГГц применяют волноводные (рис. 5) и квазиоптич. конструкция СДШ (рис. 2).

Рис. 3. Квазиоптическая структура для детекторного радиоприёмника с распределённым полупроводниковым приёмным элементом: 1 — световод; 2 — держатель; 3 — приёмный элемент; 4 — иммерсионная линза из диэлектрика с диэлектрической проницаемостью, такой же, как у приёмного элемента; 5 — проводник для подачи смещения на приёмный элемент и вывода напряжения детектируемого сигнала.

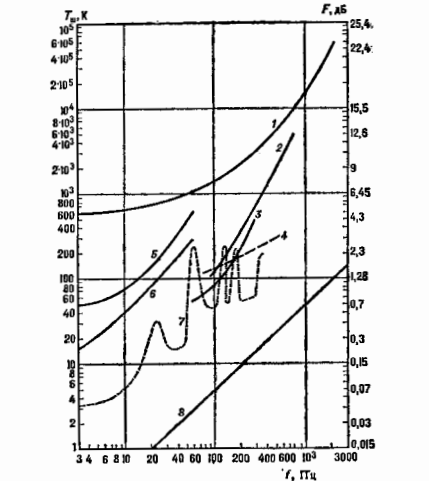
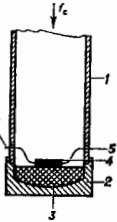


Рис. 4. Частотная зависимость минимальных шумовых параметров радиоприёмников и их малошумящих входных каскадов: 1 — неохлаждаемые смесители на диодах Шоттки; 2 — охлаждаемые до 20 К смесители на диодах Шоттки; 3 — сверхпроводниковые СИС-смесители, охлаждаемые до 2 К; 4 — смесители на InSb, охлаждаемые до 4 К; 5 — неохлаждаемые малошумящие усилители на полевых транзисторах Шоттки; 6 — усилители, охлаждаемые до 20 К; 7 — шум атмосферы; 8 — квантовый шум.

$= 100$ ГГц, однако практич. использование в технике в осн. получили только МШУ до $f \approx 40$ ГГц, причём наиб. эффективными по совокупности характеристик являются МШУ на ПТШ, к-рые повсеместно вытесняют др. виды МШУ, в т. ч. в миллиметровом диапазоне радиоволн. Охлаждение МШУ на этих транзисторах приводит к существенному снижению величин $T_{ш}$. Из разновидностей входных каскадов Р. СВЧ ближайший к МШУ на ПТШ по величине шумовых параметров смеситель на диодах Шоттки (СДШ), к-рый является самым распространённым малошумящим входным каскадом Р. СВЧ и наиб. продвинутым в КВ-часть радиодиапазона. В своих диапазонах частот СДШ, как и др. функциональные элементы и узлы Р., изготавливают методами микроэлектроники в виде гибридно-интегральных схем

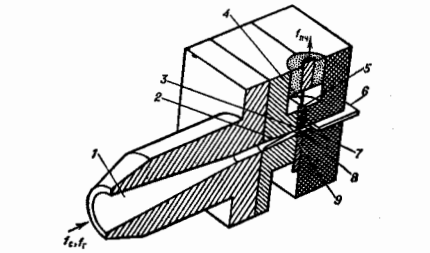


Рис. 5. Смеситель на диодах Шоттки: 1 — рупорная антенна для ввода колебаний сигнала и гетеродина; 2 — конусный переход от круглого волновода к прямоугольному; 3 — кристалл диода Шоттки соевой структуры; 4 — проводящий слой сигнала; 5 — фильтр низкой частоты на отрезок номинальной длины с высоким и низким волновым сопротивлением; 6 — подвижный настроенный короткозамыкающий поршень; 7 — прямоугольный волновод пониженной высоты; 8 — контактная пружинка и чашка диода Шоттки; 9 — опорный штифт контактной пружиной.

Преобразование частоты осуществляется в смесителе при подведении к нему мощности гетеродина. Большинство гетеродинов, применяемых в СВЧ-диапазоне, создаются на основе полупроводниковых активных элементов — диодов и транзисторов. Для создания гетеродинов на частотах $f \geq 10$ ГГц используют в осн. 2 вида диодов — Ганна диоды (ДГ) и диоды Шоттки, а также ПТШ. На основе ДГ создают автогенераторы (см. Генератор электромагнитных колебаний), использующие отрицательное дифференциальное сопротивление, возникающее в ДГ. Геттердины на диодах Ганна (ГДГ) также являются самым распространённым видом гетеродиного автогенератора в диапазоне 10—150 ГГц благодаря своей миниатюрности, экономичности и малым шумам. Они могут быть с фиксиров. настройкой (со стабилизацией частоты и без неё) и с механич. или электр. перестройкой частоты, к-рая в последнем случае часто осуществляется с помощью нелинейной ёмкости, включаемой в колебательный контур (систему) генератора. Обычно в качестве такой ёмкости применяют полупроводниковый диод (напр., диод Шоттки). Для стабилизации частоты используют высокочастотный объёмный резонатор, чаще в виде диэлектрич. резонатора (рис. 6). Для создания гетеродинов на частотах $f > 150$ ГГц применяют умножители частоты на диодах Шоттки. Такие умножители частоты (удвоители, утроители) конструктивно сложны и содержат элементы СДШ. Транзисторные гетеродины на ПТШ в виде пере-

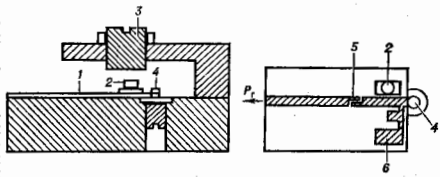


Рис. 6. Конструкция микрополосового гетеродина на диоде Ганна на $f=50$ ГГц: 1 — микрополосовая плата; 2 — диэлектрический резонатор в форме диска; 3 — вент. настроенный рабочей частоты; 4 — диод Ганна; 5 — СВЧ блокволноводный конденсатор; 6 — вывод для подачи постоянного напряжения питания.

страиваемых или стабилизированных автогенераторов, подобных ГДР, создамы и применяются в Р. в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. По сравнению с ГДР они более экономичны (выше КПД) и надежны. Во всех случаях с укорочением длины волны λ возрастает шум гетеродина и его влияние на величину F , а также трудности подавления зеркального канала приема на частоте f_{λ} расположенной симметрично частоте сигнала f_c относительно частоты f_g ($|f_c - f_{\lambda}| = 2f_{\lambda}$, где f_{λ} — промежуточная частота). Поэтому в диапазоне миллиметровых и дециметровых волн применяют супергетеродинные радиоприемники с двойным преобразованием частоты, в к-рых имеются 2 преобразователя частоты (смесителя с гетеродином) и 2 усилителя промежуточной частоты. В результате первого преобразования получают первую (высокую) промежуточную частоту, лежащую в диапазоне СВЧ ($f_{\text{пч}} = 1-10$ ГГц), а после второго вторую (относительно низкую) промежуточную частоту ($f_{\text{пч}} = 30-200$ МГц), обычно используемую в Р. СВЧ с однократным преобразованием частоты. Благодаря высокой $f_{\text{пч}}$ увеличивается разброс частот $|f_c - f_{\lambda}|$ и облегчается задача повышения селективности Р. СВЧ по зеркальному каналу (в радиотехнич. Р. СВЧ это не требуется). Одновременно уменьшается и вклад шума гетеродина в общий уровень шума на выходе первого смесителя. Это обусловлено тем, что уровень составляющих шумового спектра, сопровождающего несущее колебание гетеродина, уменьшается по мере удаления от несущей частоты (т. е. по мере увеличения $f_{\text{пч}}$); следовательно, будут малы и шумовые составляющие спектра гетеродина, преобразованные на $f_{\text{пч}}$ в едином процессе преобразования сигнала.

Детекторы в Р. СВЧ строятся на основе сосредоточенных детекторов на ДБШ и распределенных болометров. Такими являются электронные болометры на разогрете электронов в полупроводнике l — InSb и сверхпроводниковых пленках, а также обычные болометры на разогрете материала болометра (напр., полупроводника Ge и сверхпроводниковых пленок). Осн. характеристики детекторов Р.: предельная чувствительность $F_{\text{пр}}$ (для возможности сравнения разл. детекторов Р. эта величина приводится к приёмной площадке $S = 1 \text{ см}^2$ и полосе усиления детектируемого сигнала $\Delta F = 1$ Гц); предельная частота модуляции принимаемого сигнала $F_{\text{пр}}$, при к-рой амплитуда детектируемого сигнала уменьшается в ϵ раз (в болометрах связана со скоростью отвода тепловой энергии от электронов в электронных болометрах или от всего приёмного элемента в обычных болометрах); рабочая темп-ра T_p ; рабочий диапазон длин волн (табл.).

Тип приёмного элемента	$F_{\text{пр}}$, Вт	$F_{\text{пр}}$, Гц	T_p , К	Рабочий диапазон для волн
Сверхпроводниковый пленочный металл. болометр	$3 \cdot 10^{-14}$	1	1,4	мм, дм
Германиевый болометр Шоу	10^{-12}	10^2	1,5	мм, дм
Электронный болометр	$10^{-12}-10^{-14}$	10^4	4,2	$F_{\text{пр}}$ падает при 0,5 мм, мм, дм
Электронный болометр на сверхпроводниковых пленках	10^{-11}	10^4	2,0	мм, дм
Детектор на ДБШ	$F_{\text{пр}} = 10^{-12}-10^{-16}$ (сосредоточенный в волноводе)	293	$F_{\text{пр}}$ падает на 2 порядка в диапазоне $1 \text{ см}-0,7 \text{ мм}$	

Области применения Р. СВЧ: радиолокация, радионавигация, радиосвязь, радиоспектроскопия и др. радиодиагностика, исследования, радиосвязь (радиорелейная, космич., спутниковая), спутниковое радио- и телевидение, радиометрия.

Лит.: В ы с т а в к и н А. Н., М и г у л и н В. В., Приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн. «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 1, с. 1989; А р ч е р Д. К. У., Малошумящие гетеродинные приемники ближнего миллиметрового диапазона для радиотехнических наблюдений. СТИЭР, 1985, т. 1985, № 1, с. 114; Теоретические устройства СВЧ в технике связи, М., 1988; К а л а ч С. М., Радиоприемные устройства миллиметрового диапазона волн, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т. 39, М., 1989; В ы с т а в к и н А. Н., К о п е л е ц В. Ш., О з л и н и к о в Г. А., Сверхширокополосные приемные устройства миллиметровых волн, М., 1989; Г е р с е н з о н Е. М. и др., О предельных характеристиках быстродействующих сверхпроводниковых болометров. СТИЭР, 1989, № 2, с. 114; А. Н. Выставкин, РАДИОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА — системы электр. цепей, узлов и блоков, предназначенные для улавливания распространяющихся в открытом пространстве радиоволн естеств. или искусств. происхождения и преобразования их к виду, обеспечивающему использование содержащейся в них информации. Первые Р. у. созданы в 90-х гг. 19 в.

Принцип действия Р. у. поясняется на обобщенной функциональной схеме (рис. 1). С помощью прямой антенны 1 происходит преобразование эл.-магн. волн

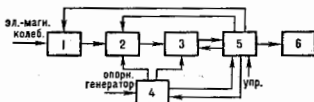


Рис. 1. Обобщенная функциональная схема радиоприемного устройства: 1 — прямая антенна; 2 — усилительно-преобразовательный тракт; 3 — информационный тракт; 4 — устройство управления и отображения; 5 — детектирующее устройство; 6 — оконечное устройство.

в электр. сигналы. В усилительно-преобразовательном тракте (УТ) 2 осуществляется выделение полезных сигналов из всей совокупности поступающих от антенны сигналов в помех и усиление первых до уровня, необходимого для нормальной работы последующих каскадов Р. у. Хотя в УТ с сигналами могут проводиться некоторые нелинейные процедуры — смещение спектра, ограничение амплитуды и др., в принимаемую информацию этот тракт существенных искажений не вносит и в этом смысле является линейным.

Информ. тракт (ИТ) 3 производит осн. обработку сигнала с целью выделения содержащейся в нём полезной информации (детектирование) и ослабления мешающего воздействия помех естеств. и искусств. происхождения.

Гетеродинный тракт (ГТ) 4 преобразует частоту собственного или внеш. опорного генератора электромагнитных колебаний и формирует дискретные множества частот, необходимые для преобразования частоты в УТ, для работы следящих систем и цифровых устройств обработки сигнала в ИТ, для перестройки Р. у. на др. входную частоту и т. п. (см. также Супергетеродин). Устройство управления и отображения 5 позволяет осуществлять ручное, дистанц. и автоматизиров. управление режимом работы Р. у. (включение и выключение, поиск сигнала, адаптация к изменяющимся условиям работы и др.) и отображает качество его работы на соответствующих индикаторах. В оконечном устройстве 6 энергия выделяемого сигнала используется для получения требуемого выходного эффекта — акустич. (телефон, громкоговоритель), оптич. (кинескоп, дисплей), механич. (печатательное устройство) и т. д. Существуют радиотех. системы (РТС), в к-рых Р. у. содержит неск. приёмных антенн и УТ (разнесённый приём) или имеют ряд выходных каналов и оконечных устройств (многочанальное Р. у.).

Классификация Р. у. определяется в первую очередь назначением соответствующих РТС: системы передачи информации (радиосвязь, радиове-

пание, телевидение, радиотелеметрия, радиоуправление; системы и в телевидении и информации (радиолокация, радионавигация, радиостроения, контроль природной среды); системы в радиусе и информации (радиопроходимость). Использование того или иного диапазона радиочастот и ширины спектра, отводимая для РТС разл. классов, регламентированы, что существенно влияет на выбор вида приемных радиосигналов, и как следствие — на построение и параметры Р. у.

По виду принимаемых сигналов Р. у. можно разделить на два крупных класса: для приема квазиогеревых сигналов или некогерентных, гл. обр. радиотепловых, излучений (см. *Когерентность, Радиометр*). К первому, более обширному классу относятся Р. у. систем передачи и разрушения информации, Р. у. активных радиолокац. и радионавигат. систем. Радиометры находят применение в радиотеллокации, радиостроении, при дистанц. контроле природной среды, для обнаружения объектов на фоновых поверхностях и т. д. В свою очередь, квазиогеревые сигналы можно разделить на непрерывные и импульсные. В непрерывных РТС Р. у. принимают информацию, отображаемую изменением параметров, модулицией амплитуды (АМ), частоты (ЧМ), фазы (ФМ) несущего непрерывного, обычно гармонического, сигнала (см. *Модулирование колебаний*). В импульсных системах приемный сигнал представляет собой последовательность радиоимпульсов, в к-рой информация могут нести изменяющиеся параметры как отд. импульсов, так и всей последовательности. В цифровых РТС приемное несущее колебание модулируется кодовыми группами импульсов, соответствующими определ. уровням передаваемого сигнала.

По функциональному назначению Р. у. делит на профессиональные и бытовые (бытовые). Последние обеспечивают приём программ звукового и телевизионного вещания и являются наиб. массовыми радиотехн. устройствами. Р. у. подразделяются также по месту установки (стационарные, бортовые, переносные), по способу управления и коммутация, по виду питания.

Различаются Р. у. и по мн. конструктивно-эксплуатат. и экономич. показателям: стабильности, точности и времени настройки, эргономичности, надёжности, ремонтнотротоности, эвергетич. экономичности, массе и габаритам, стоимости, мобильности и др.

Основные параметры Р. у. Чувствительность Р. у. характеризует его способность принимать слабые сигналы и количественно определяется мн. эдс или помпимальной мощностью P_A в антенне, при к-рых на выходе Р. у. сигнал воспроизводится с требуемым качеством. Под последним обычно понимают обеспечение либо нормального функционирования оконечного устройства при заданном отношении сигнал — шум на выходе Р. у., либо одного из вероятностных критериев принятого сигнала.

При приёме сравнительно сильных сигналов (незатеняемый приём), в условиях относительного слабого влияния помех чувствительность Р. у. ограничивается усилением УТ. Если сигнал и помехи соизмеримы, повышение усиления не приводит к росту чувствительности. Поскольку кроме веш. помех на выходе УТ всегда присутствуют помехи, обусловленные в осн. флукуатц. шумами (см. *Флукуатция электрические*), предел чувствительности определяется последними. Реальная чувствительность Р. у. определяется соотношениями

$$P_A = P_{с.вх} = \frac{P_{ш.вх}}{K_p} D = kT_0 \Pi_{ш} K_{ш.пр} D;$$

$$E_A = \sqrt{4kT_0 \Pi_{ш} K_{ш.пр} D R_A},$$

где $T_0 = 293$ К, $\Pi_{ш}$ — шумовая полоса (полоса частот,

в к-рой оценивается интенсивность шумов), $K_p = \frac{P_{с.вх.вых}}{P_{с.вх}}$ — коэф. усиления мощности УТ, $P_{с.вх.вых}$ — мощность сигнала соответственно на входе и выходе УТ, $D = \frac{P_{с.вх.вых}}{P_{ш.вх.вых}}$ — коэф. различимости, $P_{ш.вх.вых}$ — мощность шумов на выходе УТ, R_A — полное активное сопротивление антенны,

$$K_{ш.пр} = \frac{P_{с.вх}}{P_{с.вх.вых}} -$$

коэф. шума Р. у., $P_{ш.вх}$ — мощность шумов на входе УТ. При $D = 1$ достигается пороговая чувствительность $P_{Апор} = P_{ш.вх.вых}/K_p$. Для оценки шумовых свойств малопомехных Р. у. используется также шумовая темп-ра $T_{ш.пр} = (K_{ш.пр} - 1) T_0$. Р. у. СВЧ имеют чувствительность $10^{-9} - 10^{-10}$ Вт или шумовую темп-ру 5—500 К, чувствительность Р. у. умеренно высоких частот находится в зависимости от назначения в пределах от десятых долей до тыс. мкВт.

Избирательность Р. у. называют его способность отделить полезный сигнал от мешающих, основанную на использовании отличий признаков полезных и мешающих сигналов: направления распространения и времени действия, поляризации, амплитуды, частоты и фазы. Пространственная и поляризац. избирательность достигается применением антенн с острой *диаграммой направленности* или с электронно-управляемым лучом (в фазированных антенных решетках), их настройкой на соответствующую поляризацию сигнала. Временная избирательность (при приеме импульсных сигналов) достигается отиранием Р. у. лишь на время действия полезного сигнала. Осн. значение имеет частотная избирательность, поскольку в большинстве РТС сигналы отличаются по частоте и их разделение осуществляется с помощью резонансных элементов, цепей и *фильтров электрических* (см. также *Резонансный усилитель*). Различают односигнальную и многосигнальную избирательность.

Одосигнальная избирательность определяется амплитудно-частотными характеристиками (АЧХ) избирательных цепей в УТ при действии на вход Р. у. только одного слабого сигнала — полезного или мешающего, не вызывающего нелинейных эффектов. Количественно избирательность оценивается чаще всего отношением, показывающим, во сколько раз усиление УТ (или отдельного его каскада) для полезного сигнала больше усиления для мешающего сигнала. Др. мерой оценки одосигнальной избирательности служит коэф. прямоугульноты, равный отношению полос пропускания УТ (или отдельных его каскадов) при двух значениях нормированного коэф. усиления, обычно 3 дБ и 60 дБ: чем ближе этот коэф. к единице, тем больше АЧХ реального каскада совпадает с идеальной прямоуг. характеристикой и тем выше одосигнальная избирательность.

Обычно приём слабого сигнала осуществляется на фоне одной или неск. значительных по уровню внеполосных помех (т. е. помех, не попадающих в полосу пропускания Р. у.), при этом начинает проявляться нелинейность УТ и его АЧХ уже не полностью характеризует реальную избирательность Р. у., для оценки к-рой используется многосигнальная (двух- и трёхсигнальная) избирательность. Нелинейные эффекты в УТ обусловлены гл. обр. нелинейными вольт-амперной характеристиками его активных элементов (диодов, транзисторов и др.) при больших уровнях сигнала или помех и вызывают такие явления, как интермодуляция, перекрестные искажения, блокирование, сжатие амплитуды. Интермодуляция (взаимная модуляция) возникает вследствие образования сигналов с комбинац. частотами при нелинейном преобразовании в УТ двух и более помех. Если эти составляющие в УТ далее усиливаются, создается побочный канал приёма. Количественно интермодуляция оценивается отношением уровня промодулиров. сигнала на выходе УТ к уровню одного из взаимодействующих сигналов.

Перекрытые искажения проявляются в переносе модуляции с мешающего видеополосного сигнала на полезный. Блокирование выражается в уменьшении усиления полезного сигнала под действием мешающего сигнала близкой частоты и оценивается уровнем последнего, вызывающим ослабление на 3 дБ выходной мощности полезного сигнала. В режиме большого полезного сигнала наблюдается явление сжатия амплитуды, т. е. нарушения линейной зависимости между амплитудами сигнала на входе и выходе УТ. Повышение реальной избирательности достигается снижением с помощью фильтрующих цепей уровня помех на входе первого усилительного (нелинейного) элемента и принятием мер по линейризации его характеристик.

Верность воспроизведения сообщения — это способность Р. у. в отсутствие помех воспроизводить на выходе с заданной точностью закон модуляции принимаемых сигналов. Количественно оценивается искажениями, т. е. изменениями формы выходного сигнала по сравнению с модулирующей ф-цией. Лишние (амплитудные и фазовые) искажения, обусловленные нелинейными элементами УТ, не сопровождаются появлением в спектре сигнала новых составляющих, не зависят от уровня входного сигнала и глубины модуляции; амплитудные искажения проявляются в изменении соотношения амплитуд спектральных составляющих. Оценка фазовых искажений, проявляющихся в неравности сдвигов во времени разл. составляющих спектра сигнала при прохождении через УТ, проводится с использованием характеристики группового запаздывания. При слуховом приеме существенны лишь амплитудные искажения, при визуальном, особенно телевизионном, — также и фазовые. Для оценки линейных искажений при визуальном приеме пользуются, кроме того, т. н. переходной характеристикой Р. у., представляющей временную зависимость выходного напряжения при подаче сигнала с единичным скачком модулирующего напряжения.

Нелинейные искажения оцениваются коэф. гармонических искажений. Динамич. диапазон Р. у. определяется отношением макс. уровня сигнала, ограниченного допустимыми нелинейными искажениями в УТ, к чувствительности и характеризует пределы изменения уровня входных сигналов, в к-рых УТ практически линейен. С помощью автоматики, регулирующих усиления достигается динамич. диапазон 100—120 дБ.

Помехоустойчивость — способность Р. у. обеспечивать необходимое качество приема при действии разл. видов помех, разделяемых на мультипликативные, связанные со случайными изменениями свойств среды распространения эл.-магн. волн и приводящие к замираниям, искажениям формы сигнала, межсимвольной интерференции и т. п., и аддитивные, образующиеся в результате суммирования посторонних эл.-магн. колебаний с полезным сигналом. Последние делятся на естественные (атмосферные и космич. шумы, шумы теплового излучения Земли) и искусственные, в числе к-рых создаваемые сторонними радиопередатчиками, индустриальные и т. п. Помехи, не попадающие в осн. канал приема (внеканальные), ослабляются цепями, обеспечивающими частотную избирательность Р. у. Для подавления внутриканальных помех используется отличие их спектральных, временных и др. характеристик от характеристик сигнала, для чего применяют помехоустойчивые виды модуляции, корректирующие коды и спец. виды обработки сигналов. Для количеств. оценки помехоустойчивости используются вероятностный, энергетич. и артикулич. критерии. Под воздействием в помеху Р. у. понимают его реакцию на помехи, действующие как на антенну, так и на др. цепи — питания, управления и коммутации.

Существует неск. типов УТ, структурные схемы к-рых показаны на рис. 2. В Р. у. с п р я м ы м п р е о б р а з о в а н и е м с и г н а л а (рис. 2, а)

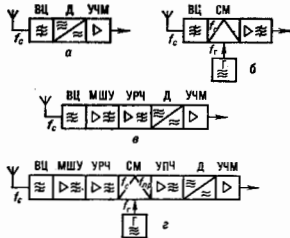


Рис. 2. Структурные схемы усилительно-преобразовательных трактов: а — с прямым преобразованием сигнала; б — с прямым преобразованием сигнала гетеродинированием; в — тракт прямого усиления; г — супергетеродин.

ными цепями (ВЧ) резонансного или фильтрового типа осуществляется частотная избирательность, а затем производится демодуляция сигнала (Д) и его последующее усиление на частоте модуляции (УЧМ). Простейшие устройства этого типа — детекторные были исторически первыми Р. у., их недостаток — низкая чувствительность, поэтому их применение ограничено СВЧ-системами анализа эл.-магн. обстановки и т. п. Применение более сложных демодуляторов, напр. автокорректирующего, позволяет реализовать простые и надёжные Р. у. сигналов относительной фазовой телеграфии с высокой помехоустойчивостью.

Разновидность Р. у. с прямым преобразованием сигнала — устройства с п р я м ы м г е т е р о д и н и р о в а н и е м с и г н а л а СВЧ на видеочастоте с помощью смесителя (СМ) и гетеродина (Г) (рис. 2, б). В этом случае осн. усиление и избирательность осуществляется на видеочастоте, а к преобразователю частоты (ПЧ) предъявляются повыш. требования к динамич. диапазону, коэф. шума, уровню интермодуляционных помех. Одноканальные Р. у. с независимым гетеродином используются, в частности, в доплеровских радиолокац. системах для измерения скорости объекта наблюдения. Квадратурные ПЧ позволяют осуществлять демодуляцию сигнала с любыми видами модуляции при сохранении информации об амплитуде и фазе исходного радиосигнала.

В Р. у. п р я м о г о у с и л е н и я (рис. 2, в) входная цепь осуществляет предварит. частотную избирательность и согласовывает антенну со входом малошумящего усилителя (МШУ), осн. назначение к-рого — повышение чувствительности устройства за счёт снижения уровня собств. шумов. Следующий затем усилитель радиочастоты (УРЧ) обеспечивает осн. усиление тракта и частотную фильтрацию сигнала от помех. Настройка на полезный сигнал производится синхронной перестройкой по частоте входной цепи, МШУ и УРЧ. Несмотря на использование афф. МШУ и сложных частотно-избирательных цепей, такие Р. у. из-за ряда трудностей техн. характера применяют лишь при сравнительно невысоких требованиях к чувствительности в избирательности.

В Р. у. прямого усиления функции МШУ и УРЧ могут выполняться разл. регенеративными усилителями: квантовыми парамагнитными — мазерами, параметрическими, на туннельных диодах, Ганна диодах и др., в к-рых в колебательную систему в сигнальном тракте вносится обусловленное разл. фаз. явлениями отрицательное дифференциальное сопротивление, обеспечивающее усиление по мощности за счёт перекачки энергии от источника питания (накачки). Регенеративные усилители могут обладать весьма малыми коэф. шума и значительным усилением по мощности, что позволяет

обойтись одним каскадом УРЧ, однако они относительно узкополосны и требуют повыш. внимания к вопросам обеспечения устойчивости по отношению к дестабилизирующим факторам. В супергенераторе входимое в колебательную систему отрицат. сопротивление таково, что в течение части периода в ней самовозбуждаются автоколебания. Р. у. с супергенераторами в качестве УРЧ свойственны значит. искажения сигнала и опасность паразитного излучения через приёмную антенну, вследствие чего их применение ограничено портативными устройствами СВЧ, отечающими сравнительно невысоким требованиям.

Осн. тип построения УТ разл. классов Р. у. — супергетеродина (рис. 2, з) с одно- или многократным преобразованием частоты. Входная цепь, МШУ и УРЧ образуют т. н. преселектор, обеспечивающий чувствительность и предварт. частотную избирательность Р. у. В результате одноврем. воздействия усиленного сигнала и колебаний гетеродина на смеситель, содержащий нелинейный элемент или элемент с переменным параметром, на выходе образуются колебания с гармониками и комбинационными составляющими с частотами $f = |n f_1 \pm m f_2|$; $n, m = 0, 1, 2, \dots$ Одна из этих составляющих выделяется фильтром и используется в качестве новой несущей выходного сигнала с частотой, называемой промежуточной $f_{пр}$. Обычно $f_{пр} = |f_1 - f_2|$, $f_2 \approx f_1$ (равностороннее преобразование); при этом f_2 выбирается так, чтобы $f_{пр}$ была ниже границ диапазона рабочих частот Р. у. Реже используются преобразования при $n = 2, 3, \dots$ и суммарное преобразование $f_{пр} = |f_1 + f_2|$. В процессе преобразования происходит перенос спектра сигнала в область $f_{пр}$ без нарушения амплитудных и фазовых соотношений его составляющих, т. е. ПЧ линейен по сигналу. За ПЧ следует усилитель промежуточной частоты (УПЧ), частотно-избирательные цепи к-рого обеспечивают осн. избирательность супергетеродина по соседнему каналу. Для обеспечения $f_{пр} = \text{const}$ при перестройке Р. у. в рабочем диапазоне частот реализуется сопряжённая настройка входной цепи, избирательных цепей УРЧ (МШУ) и гетеродина. Перенос сигнала на более низкую фиксированную частоту позволяет сравнительно просто реализовать в УПЧ достаточно устойчивое усиление, обеспечить высокую частотную избирательность, а также оптимальную фильтрацию сигнала от помех с помощью согласованных фильтров, однако вызывает и такие нежелат. эффекты, как образование побочных каналов приёма (зеркального, интермодуляционного, комбинационного и др.), влияние неустойчивости частоты гетеродина на настройку, возможность излучения колебаний гетеродина через приёмную антенну. Такая возможность наиб. реальна при отсутствии УРЧ (МШУ), когда первым каскадом УТ является ПЧ, как это зачастую имеет место в Р. у. миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Весьма высокие требования к избирательности по соседнему и зеркальному каналам выполняются в супергетеродинах с последовательным многократным преобразованием частоты.

Чувствительность Р. у., особенно в СВЧ-диапазоне, ретационн образом зависит от коэф. шума и усиления по мощности первых каскадов УТ. На рис. 3 приведены обобщённые шумовые характеристики МШУ и дюдных смесителей. Наименьшим уровнем шумов обладают охлаждаемые квантовые парамагн. усилители, однако вследствие высокой сложности и стоимости, плохих массогабаритных показателей их использование ограничено практически радиостроительными Р. у. Весьма низким уровнем шумов обладают также охлаждаемые параметрич. усилители и усилители на лампах транзисторах с барьером Шоттки (УПТШ), причём массогабаритные показатели допускают их применение даже в бортовых Р. у. Оба типа устройств применяются преим. в наземных Р. у. систем космич. связи, причём вследствие большей простоты и технологичности полупроводниковые они постепенно вытесняют параметрич. усилители. Неохлаждаемые параметрич. усилители и УПТШ широко используются в бортовых Р. у. космич. систем, а УПТШ также и в Р. у. наземных радиорелейных линий разл. типов, в радиолокац. и др. системах на частотах выше 4—6 ГГц. На более низких частотах МШУ и УРЧ реализуются преим. на транзисторах биполярных. Лампы бегущей волны вытесняются полупроводниковыми приборами во всех частотных диапазонах, включая СВЧ. На миллиметровых и субмиллиметровых волнах первым каскадом Р. у. служит чаще всего ПЧ с балансным смесителем на диодах с барьером Шоттки, причём широко используется схема с возвращенным эверинн комбинац. частот.

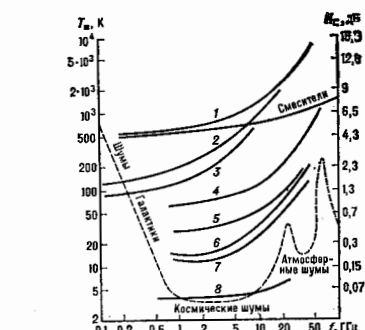


Рис. 3. Зависимость шумовых параметров МШУ и дюдных смесителей от частоты [4]: 1 — лампа бегущей волны; 2 — усилитель на туннельном диоде; 3 — усилитель на биполярном транзисторе; 4 — УПТШ; 5 — полупроводниковый ПУ; 6 — УПТШ, охлаждаемый до 20 К; 7 — полупроводниковый ПУ, охлаждаемый до 20 К; 8 — квантовый парамагнитный усилитель, охлаждаемый до 4 К.

применяются обычно маломощные генераторы на разл. активных элементах (транзисторах, ИС, диодах Ганна, к्लитронах и др.) с относит. частотной неустойчивостью $10^{-2} - 10^{-4}$, достигаемой использованием разнообразных типов резонаторов: резонансных контуров с сосредоточенными и распределёнными параметрами, кварцевых, диэлектрич., на поверхностных акустич. волнах и т. п. Используются термостабирирование генераторов и перенос высокостабильных колебаний в СВЧ-диапазон с помощью транзисторно-варакторных цепочек. Широко применяются декадные синтезаторы частот с дискретным частотным интервалом, построенные на основе систем фазовой автоподстройки частоты с переменным делителем частоты, а также по методу суммирования импульсных последовательностей.

В интегральной технике решается широкий круг задач обработки сигнала, подразделяемых на группы, для каждой из к-рых может быть синтезирована типовая оптимальная структура тракта. Структурный синтез оптимального Р. у. разработан в осн. для случая воздействия аддитивных широкополосных шумовых помех гауссового или марковского типа, что характерно, в частности, для диапазонов метровых, дециметровых и сантиметровых волн в отсутствие искусства помех. Первая группа задач — оценка (фильтрация) непрерывного сообщения, существенно изменяющегося на интервале наблюдения. При приёме модулированных колебаний процесс фильтрации сообщения эквивалентен процессу демодуляции. Этот круг задач решается с использованием оптимальных линейных фильтров, сложных частотных и фазовых демодуляторов. Вторая

группа — приём дискретных сообщений — включает бинарное обнаружение (приём двучастных сигналов с пассивной паузой) в импульсных и цифровых РТС, обнаружение сигнала в радиолокации, распознавание двух сигналов, обнаружение и распознавание неск. сигналов. Применяются оптимальные фильтры, как согласованные с сигналом, так и нечувствительные к его фазе, коррелторы, фазовые обнаружители, устройства синхронизации и др. Третья группа задач связана с оценкой разл. параметров принимаемых сигналов в предположении, что на интервале наблюдения соответствующий параметр не изменяется. Это осн. задачи Р. у. РТС измерит. типа — радиолокационных, радионавигационных, радиотелеметрических, в них широко применяются сложные сигналы (шумоподобные, с линейной частотой модуляции и др.).

В устройствах управления и отображения используются электронные исполнительные элементы (*варикапы, pin-диоды, полевые транзисторы*), управляемые, в зависимости от функционального и цифрового назначения Р. у., в аналоговой форме, с помощью непрограммируемых и программируемых цифровых устройств, *микропроцессоры* и перепрограммируемых постоянных устройств памяти, причём существует тенденция к вытеснению аналоговых устройств цифровыми (см. также *Памяти устройств*). Индикация одномерных величин (частоты настройки, уровня сигнала и т. и.) производится на цифровых, знаковых или линейных светодиодных индикаторах, двумерная индикация осуществляется на осциллографических, мозаичных светодиодных индикаторах, дисплеях на жидких кристаллах и др.

Оси. направления развития Р. у.: широкое внедрение цифровых методов оптимальной обработки сигналов и цифровых устройств управления и отображения; более эффективное использование СВЧ-диапазона, освоение миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов; комплексная микроинтеграция с повышением степени интеграции, внедрением СВЧ- и сверхкоротных ИС.

Лит.: Радиоприёмные устройства, под ред. Л. Г. Варулина, М., 1984; Головин О. В. Профессиональные радиоприёмные устройства дециметрового диапазона, М., 1985; Конюхович Д. М., Современный радиоприёмный приёмник, М., 1986; Твёрдые тела устройства СВЧ в технике связи, М., 1988; Радиоприёмные устройства, под ред. А. П. Жуковского, М., 1989; Розанов Б. А., Розанов С. В., Применение миллиметровых волн, М., 1989. *Н. Н. Фокин.*

РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ — раздел физики, в котором изучаются спектры поглощения разл. веществ в диапазоне радиоволн (на частотах эл.-магн. поля от 10^8 до $6 \cdot 10^{11}$ Гц). В более широком смысле к Р. относят также исследования резонансной дисперсии, релаксации, нелинейных явлений, индукторов, испускания и др. явлений резонансного взаимодействия эл.-магн. и акустич. полей указанного диапазона с квантовыми системами.

Резонансное поглощение в диапазоне радиоволн обусловлено индукторами, переходами между уровнями энергии E_i атомов, молекул, атомных ядер и пр., удовлетворяющими условию

$$\Delta E = E_i - E_j = h\nu, \quad (1)$$

где ν — частота радиоволны. Такие интервалы энергии возникают, напр., при взаимодействии магн. моментов электронов и ядер с внеш. магн. полем [см. *Земана эффект*, *Электронный парамагнитный резонанс* (ЭПР), *Ядерный магнитный резонанс* (ЯМР)]; электрич. квадрупольных моментов ядер с градиентом внутр. кристаллич. поля [см. *Ядерный квадрупольный резонанс* (ЯКР)]; при взаимодействии магн. моментов электронов с ядер (сверхтонкое расщепление уровней энергии); во вращательных спектрах молекул в газах (см. *Микроволновая спектроскопия*); при тунелировании атомов, ионов и молекулярных фрагментов в кристаллах и стёклах; при коллективном взаимодействии электронов в магнитоупорядоченных веществах (см.

Ферромагнитный резонанс, *Антиферромагнитный резонанс*); при движении электронов проводимости в магн. поле (см. *Циклотронный резонанс*) и пр. Интервалы ΔE между уровнями энергии, изучаемые в Р., обычно соответствуют диапазону СВЧ (10^8 — $3 \cdot 10^{11}$ Гц), а в случае ЯМР и ЯКР — диапазону ВЧ (10^2 — $3 \cdot 10^8$ Гц). Столь малые интервалы, как правило, не удаётся разрешить в оптич. и ИК-спектрах, их можно зарегистрировать только методами Р.

По сравнению с оптич. спектроскопией и инфракрасной спектроскопией Р. имеет ряд особенностей. В Р. практически отсутствует аппаратурное уширение спектральных линий, поскольку в качестве источника радиоволн используются когерентные генераторы, а частоту можно измерить с высокой точностью. Отсутствует и типичное для оптич. диапазона радиационное уширение, т. к. вероятности спонтанного испускания, пропорциональные ν^3 , в диапазоне радиоволн пренебрежимо малы. Из-за малой энергии $h\nu$ на единицу мощности приходится большое число квантов, что практически устраняет квантовомехан. неопределённость фаз радиочастотного поля, к-рое можно описывать классически. Всё это позволяет получать информацию о веществе на точных измерений физич. резонансных линий, к-рая определяется в Р. взаимодействием микрочастиц друг с другом, с тепловыми колебаниями матрицы и др. полями, а также их движением (в частности, *Доллера эффект* в газах). Ширина линий в Р. меняется в очень широких пределах: от ~ 1 Гц для ЯМР в жидкостях до $\sim 10^8$ Гц для ЭПР в концентраторах парамагнетиков, ферромагн. резонанса, *парапетрического резонанса* ионов в твёрдых телах.

С др. стороны, из-за малой величины ΔE уменьшается чувствительность методов Р. Истинность регистрируемых спектров определяется преобладанием поглощения эл.-магн. энергии над эл. индукторов, испусканием, т. е. равностью населённости $N_j - N_i$ уровней энергии, между к-рыми происходит переходы. В условиях теплового равновесия при темп-ре T эти населённости подчиняются *Больцмана распределению*, откуда для невырожденных уровней

$$\Delta N = N_j - N_i = (N_i + N_j) \text{th}(\Delta E / 2kT). \quad (2)$$

В оптич. спектроскопии, как правило, $\Delta E \gg kT$ (за исключением практически только ниж. уровней); в Р., напротив, вплоть до $T \sim 1$ К выполняется неравенство $\Delta E < kT$, поэтому величина ΔN мала и обратно пропорциональна темп-ре.

Для получения спектров последнему веществу помещают в объёмный резонатор, волновод или ВЧ-контур и в зависимости от типа резонансных переходов (магн. или электрич.) подвергают действию соответствующей компоненты эл.-магн. поля. Магн. дипольные переходы характерны для всех видов *магнитного резонанса* (ЭПР, ЯМР, ЯКР и т. д.), электрич. переходы — для микроволновых спектров газов, параэлектрич. резонанса и др. Эксперим. методы регистрации спектров в Р. можно разделить на стационарные, импульсные и косвенные.

В стационарных методах образец непрерывно облучают достаточно слабым (не вызывающим когерентных эффектов) эл.-магн. полем, частоту к-рого медленно изменяют. При выполнении условия (1) часть энергии поля поглощается веществом, что регистрируют по соответствующему уменьшению амплитуды эл.-магн. колебаний. Зависимость коэф. поглощения от частоты ν и представляет собой стационарный спектр поглощения. Вместо изменения частоты в Р. часто применяют эквивалентное изменение внеш. магн. или эл. поля, влияющего на условие резонанса (1).

Мощность Р эл.-магн. поля, поглощаемая веществом на частоте ν , равна

$$P = h\nu \Delta N g(\nu) |W_{ij}|^2, \quad (3)$$

где $\Delta\nu$ определяется ф-лой (2), $g(\nu)$ — плотность состояний на частоте перехода, определяющая форму и ширину линии поглощения, а величина W_{ij} пропорциональна недиагональному матричному элементу оператора магн. (электрич.) дипольного момента частицы и амплитуде соответствующей компоненты радиочастотного поля.

Стационарное поглощение веществом мощности P предполагает дальнейшую передачу энергии термостату, роль к-рого обычно выполняется степени свободы, связанные с тепловым движением (колебания кристаллич. решётки, хаотич. движение молекул жидкости, кинетич. энергия электронов проводимости и пр.). Указанный процесс называют продольной релаксацией и характеризуют постоянной времени τ_1 . При росте мощности эл.-магн. поля до значений, обеспечивающих условие $g(\nu)|W_{ij}|^2 \tau_1 \approx 1$, продольная релаксация уже не успевает отвести в термостат поступающую энергию, происходит насыщение резонансного поглощения ($\Delta N \rightarrow 0$). Насыщение используют в Р. для измерения τ_1 и получения информации о движении частиц, спин-фоновых взаимодействиях и пр.

Импульсные методы получили распространение в ЯМР, ЯКР и отчасти в ЭПР. При этом вещество подвергается действию короткого мощного радиочастотного импульса, переводящего систему частиц в когерентное нестационарное квантовое состояние, являющееся суперпозицией состояний $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$. Возникающее при этом движение ансамбля частиц (в случае магн. резонанса — когерентная прецессия спинов вокруг постоянного магн. поля) генерирует в датчике сигнал свободной индукции $F(t)$. Взаимодействие частиц друг с другом и с разл. полями приводит к потере когерентности и затуханию $F(t)$ с характерным временем поперечной релаксации τ_2 . Ф-ция $F(t)$ содержит полную информацию о спектре поглощения и связана с ним преобразованием Фурье. Применение двух и более последоват. импульсов позволяет частично компенсировать потерю когерентности (см. *Спиновые эхо*), что повышает чувствительность и разрешающую способность метода.

В косвенных методах резонансное поглощение радиочастотного поля регистрируют по изменению (обычно небольшому) нек-рых макроскопич. характеристик вещества. Ими могут быть, напр., интенсивность и поляризация оптич. люминесценции (оптич. детектирование), аннотропия γ - и β -радиоакт. излучения, траектория молекулярных и атомных пучков в водорододом веш. поле (см. также *Раби метод*), темп-ра образца, его способность к нек-рым хим. реакциям и пр. К косвенным методам можно отнести также двойные резонансы, в к-рых поглощение квантов одной частоты регистрируют по отклику на другой частоте. Для расширения возможностей Р. используют многоквантовые и параметрич. эффекты, акустич. методы (см., напр., *Акустический парамагнитный резонанс*). В ВЧ-области диапазона радиоволн (частота выше 10^{11} Гц) Р. по своим методам и объектам исследования приближается к ИК-спектроскопии (см. *Субмиллиметровая спектроскопия*).

Р. применяют в физике, химии, биологии, технике для получения детальной информации о внутр. структуре и атомно-молекулярной динамике твёрдых тел, жидкостей и газов, определения структуры и конформации молекул, измерения магн. и электрич. моментов микрочастиц, изучения их взаимодействий друг с другом и с разл. внеш. и внутр. полями. Методы Р. используют также для качеств. и количеств. хим. анализа, контроля хим. и биохим. реакций, определения структуры примесей и дефектов, измерения магн. полей, темп-ры, давления, для неразрушающего контроля материалов и изделий. В Р. было впервые получено индуцирующее излучение, что привело к созданию *квантовых генераторов* и усилителей СВЧ-диапазона — *квантовых стандартных частот* и чувствительных приёмников, а затем и

лазеров (см. также *Квантовая электроника*). Один из видов двойного резонанса — динамич. поляризацию ядер (см. *Ориентированные ядра, Оверхаузера эффект*) — применяют при создании поляризованных ядерных мишеней. Р. используют также в медицине для получения диагностич. изображений внутр. органов (см. *Томография*).

Лит.: Тауэр Ч., Шаффер А., *Радиоспектроскопия*, пер. с англ., М., 1958; Ибрагим Д., *Спектроскопия в высших и сверхвысоких частотах*, пер. с англ., М., 1958; Альтшулер С. А., Козырев В. М., *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, 2 изд., М., 1972; Абрагам А., *Ядерный магнетизм*, пер. с англ., М., 1963; Сянткер Ч., *Основы теории магнитного резонанса*, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Γιουνди А. Г., Феден Э. И., *Ядерный магнитный резонанс. Основы и приложения*, Новосибирск, 1980; *Физические основы квантовой радиофизики*, т. 1, 1980, В. А. Азарьин.

РАДИОТЕЛЕКОП — устройство для приёма радиополучения космич. объектов. Состоит из трёх осн. частей: антенны, маломощного приёмника (*радиометра*) и анализатора сигналов.

Антенна радиотелескопа собирает падающее на неё радиозлучение с опред. участка неба, угл. размеры к-рого определяются шириной диаграммы направленности. Эффективность антенны зависит от еёэф. площади и *шумовой температуры*. Антенна находится в поле излучения Земли, к-рое соответствует шумовой темп-ре ок. 300 К. Чтобы избежать «засветки» излучением Земли, принимаются спец. меры. Используют т. н. скалярные (коррелируемые) облучатели антенн. Такой облучатель представляет собой кончик рупор с ребристой поверхностью. Он обеспечивает максимально возможный приём сигнала со всей геом. поверхности зеркала антенны и минимально возможным вне его. Шумовая темп-ра антенны достигает мин. значений при использовании Кассегреновской (или Грегорианской) системы облучения (аналогичной соответствующим схемам *оптических телескопов*) в сочетании со скалярным облучателем во вторичном фокусе. В такой системе облучаемое вторичное зеркало находится на фоне неба, что уменьшает «засветку» излучением Земли. *Яркость температура* неба в диапазоне сантиметровых и миллиметровых радиоволн составляет всего неск. градусов. Чтобы снизить потери, определяемые поглощением в атмосфере, Р. миллиметрового диапазона устанавливают высоко в горах.

Приёмник Р. имеет низкий уровень шумов. Для обеспечения минимальности шумовой темп-ры системы антенна — приёмник охлаждается не только усилителем, но и облучателем или его входная часть до 15–20 К. Шумовая темп-ра маломощных транзисторных усилителей ~ 1–20 К и примерно равна частоте, выраженной в Гц. На волнах миллиметрового диапазона применяются также *квантовые усилители* и *параметрические усилители*. После усиления сигнал обычно поступает на смеситель, где смешивается с сигналом гетеродина, а далее на анализатор. Это может быть просто квадратичный детектор, на выходе к-рого сигнал пропорционален измеряемой мощности (темп-ре), анализатор импульсного излучения пульсаров, спектроанализатор, система записи на широкополосный магнитфон (в случае наблюдений в режиме радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами). Результаты наблюдений обрабатываются на ЭВМ.

Для снижения разл. «паразитных» эффектов при измерении слабых сигналов от космич. объектов применяют ряд методов. Расчётная чувствительность измерений шумового сигнала $\delta T = T_e \sqrt{\Delta f \tau}$ определяется радиометрич. выигрышем, равным $\sqrt{\Delta f \tau}$; в случае широких полос пропускания $\Delta f \sim 1$ ГГц и времени накопления сигнала $\tau \sim 10^8$ с ($(\Delta f \tau)^{1/2} \sim 10^4$), $\delta T \approx 20$ мкК (при $T_e \approx 20$ К). Чтобы выделить сигнал такого малого уровня, необходимо компенсировать (вычест) собств. шум аппаратуры и фона, напр. при помощи источника пост. тока. Это простейший случай — компенсация метода. Однако реальная техн. чувствительность определяется стабильностью коэф. усиления аппаратуры, флук-

туациями в атмосфере и т. д. Снижение влияния этих факторов достигается методами амплитудной, диаграммой, частотной модуляции; нулевым, корреляционным. В методе амплитудной модуляции сигнал непосредственно на входе приёмника происходит быстрое сравнение измеряемой величины (сигнал объекта) с сигналом эталона (эквивалента) и выделения разностного сигнала на выходе приёмника. Если эталонный сигнал близок к измеряемой величине, то изменения уровня соевств. шумов аппаратуры практически не влияют на измеряемую величину. Чувствительность этого метода $\delta U = \frac{U}{\sqrt{2}} \Delta f$. Практически полное исключение влияния изменения коэф. усиления радиометра достигается в нулевом методе — тем-ра эквивалента непрерывно подстраивается системой обратной связи под исследуемому тем-ру так, чтобы сигнал на выходе равнялся нулю. Измеряемой величиной в этом случае является тем-ра шумов эквивалента. В качестве эквивалента может быть выбрана близлежащая площадка неба, т. е. антенна попеременно наводится то на источник, то на площадку рядом с ним — диаграмма в а м п л и т у д н ы й. При этом практически исключается влияние атмосферы. Диаграммная модуляция может осуществляться путём качания вторичного зеркала в системе Кассегрена, переключением выходов двух облучателей (расположенных в фокальной плоскости зеркальной антенны) либо переключением фазы сигнала в радиointерферометре. В случае спектральных исследований переключение может осуществляться по частоте, т. е. сравниваться с шумами вне спектральной линии, — ч а с т о т а я м о д у л я ц и я. В поларизац. и радиointерференц. измерениях часто применяются корреляц. приём сигналов — двухканальный приёмник выделяет коррелированную составляющую сигнала. Соевств. шумы аппаратуры в таком приёмнике не коррелируют между собой, в то время как принимаемый сигнал от точечного источника будет когерентным, т. е. будет коррелировать на выходе радиометра. Аналогичное явление происходит при приёме поларизов. сигнала источника на два ортогональных облучателя.

Лит. см. при ст. *Антенна радиотелескопа. Апертурный сигнал.* Л. И. Матвеев.

РАДИОФИЗИКА — раздел физики, охватывающий изучение и применение эл.-магн. колебаний и волн радиодиапазона, а также распространение развитых при этом методов в др. науки. На шкале эл.-магн. волн радиодиапазон занимает интервал частот от 10^4 до 10^{11} Гц (см. *Радиоволны*), и первоначально радиофиз. исследования придерживались этих границ. Со временем, однако, проявилась тенденция к «экспансии», и ныне Р. вобрала в себя физику эл.-магн. колебаний практически любого диапазона частот.

Совр. Р. имеет сложную и разветвленную структуру, обеспечивающую: 1) тех. освоение всего охватываемого эл.-магн. колебаний; 2) исследования физ. свойств линейных и нелинейных систем (сред) и создание их адекватных моделей; 3) обогащение новыми физ. идеями радиотехники, технологии и др. инженерных областей; 4) развитие методов метрологии в части измерения важнейших физ. параметров, констант и создание надёжных эталонных стандартов; 5) исследование свойств окружающего пространства; 6) изучение эл.-магн. проявлений биол. объектов.

Р. сформировалась в 30–40-е гг. 20 в. с развитием радиотехники, радиосвязи, радио- и телерадиотехники, радионавигации и радиолокации, что потребовало освоения новых диапазонов частот, разработки и воплощения физ. принципов генерации, излучения, распространения и приёма радиоволн, модуляции и кодирования радиосигналов и т. д. В СССР развитие Р. связано с именами Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси и с созданной ими науч. школой.

Первоначально развитие Р. определялось тремя компонентами: теорией колебаний и волн, физ. электро-

ники и электродинамикой. Причём Р. не только использовала достижения в этих областях науки, но и способствовала их развитию.

Теория колебаний и волн содержит матем. аппарат для исследования процессов в колебл. системах (линейных и нелинейных, с сосредоточенными и распределёнными параметрами, постоянными или периодически меняющимися во времени, см. *Колебания*). Особую роль играют исследования нелинейных колебаний (в частности, автоколебаний), лежащих в основе работы большинства генераторов электромагнитных колебаний радиодиапазона. Впоследствии в этот раздел вошли теоретич. и эксперим. задачи, в к-рых колебл. движения являются частными (хотя и по-прежнему выделенными) случаями общих процессов. Сформировалось особое направление исследования динамич. поведения нелинейных систем, отвлечённое от их конкретной реализации с привлечением методов качественной теории дифференц. ур-ий, физического (аналогового) и численного моделирования. В Р. активно используется это новое направление, к-рое чаще наз. *нелинейной динамикой* (см. *Динамическая система, Нелинейные уравнения математической физики*).

В физ. электронике Р. стимулировала оптимизацию характеристик уже существовавших приборов и создание принципиально новых эл.-вакуумных, газоразрядных и твердотельных устройств. Быстродействие, простота управления, высокие значения кпд, перекрытие всех диапазонов частот и мощностей, высокая чувствительность, избирательность, шероховатые, низкий уровень шумов и др. требования, предъявляемые к разл. устройствам, могут быть удовлетворены только с привлечением разнообразных физ. явлений. Поэтому радиофиз. исследования сопутствовали, а иногда предшествовали исследованиям электронной и ионной эмиссии, полупроводниковой плазмы и разработка методов управления движением заряд. частиц (см. *Электронная и ионная оптика, Ускорители заряженных частиц*), изучение взаимодействия эл.-магн. полей с электронными потоками, с газоразрядной плазмой и с плазмой твёрдых тел и др. В результате развития представлений об автофазировке и группировке электронов, о самосогласованном синхронном взаимодействии частиц с эл.-магн. полем появились такие приборы, как клистрон, магнетрон, лампа бегущей волны, лампа обратной волны и др., а затем маэер на циклотронном резонансе, гиротрон, лазер на свободных электронах и т. п., к-рые являются и предметом изучения Р., и базой для радиофиз. исследований (см. *Релятивистская электроника*).

Электродинамика, в осн. опирающаяся на ур-ния Максвелла в линейных средах, обеспечила понимание процессов излучения, распространения и приёма радиоволн. Это позволило создать разл. элементы радиоаппаратуры как в ДВ-диапазонах (системы с сосредоточ. параметрами — колебл. контуры, фильтры, преобразователи и т. п.), так и в КВ-диапазонах (системы с распределёнными параметрами — линии передачи, волноводы, объёмные резонаторы, аттенуаторы и т. п.). Осн. направления исследования: излучение и распространение радиоволн в разл. средах (напр., в космич. плазме), с учётом аннотирования, поглощения, рефракции и дифракции, рассеяния, отражения и нелинейных эффектов, связанных со взаимодействием излучения с веществом, создание ми. типов антенн.

По мере развития Р. её методы проникали в др. области физики. В результате в Р. стали различать «физику для радио» и «радио для физики». Новые задачи, новые цели, а также освоение новых диапазонов частот привлекли в Р. идеи и методы из др. областей физики, в частности из оптики (приёмы управления волновыми пучками, принципы действия таких элементов, как линзы, зеркала, интерферометры, поляриды и т. п.), что привело к появлению нового раздела Р. — *квантовой оптики* (теория оптич. пучков с учётом поперечной диффузии

комплексных амплитуд, квазиоптич. линии передачи, открытые резонаторы и т. п.). С др. стороны, радиофиз. методы, развитые, напр., для сантиметрового диапазона длин волн, проникнув в оптику, заметно расширили её возможности, вызвав к жизни такие разделы, как *волоконная оптика*, *интегральная оптика*, *волоконная оптика*. Поэтому иногда используют такие гибридные понятия, как «радиооптика», «оптоэлектроника». Затем мн. приёмы были перенесены и в др. разделы науки, прежде всего в акустику (напр., акустоэлектроника).

В результате взаимодействия с др. областями физики и observations от. разделов внутри Р. образовался ряд самостоят. направлений. Статистич. Р. охватывает такие вопросы, как флуктуат. процессы в колебат. и автоколебат. системах, управление формой и стабильностью спектральных линий генераторов, шумов приёмыков и преобразователей, неравновесное излучение сред, распространение волн в средах со случайными неоднородностями. Разработка и применение методов корреляц. анализа сигналов, предельные возможности получения голограмм, изображений и др. проблемы. *Радиоспектроскопия* — совокупность методов, разработанных для измерения и расшифровки спектров излучения и поглощения атомов, молекул и кластеров, попадающих в интервал частот радиодиапазона, развития новых принципов диагностики и анализа сред. *Радиоастрономия* — разработка физ. методов приёма, обработки и интерпретации слабых сигналов, приходящих от космоса, источников, создание антенн и интерферометров с узкой диаграммой направленности, исследование притоков радиополучения разл. источников. Изучение взаимодействия излучения с веществом на квантовом уровне, к-рое привело к созданию квантовых генераторов и усилителей для сверхкоротковолновых участков радиодиапазона, вызвало появление *квантовой электроники*. Иногда выделяют более общее направление — *квантовую Р.*, к-рая обеспечивает новый теоретич. подход, охватывающий на сочетание классич. электродинамики (для описания излучения) и квантовой механики (для описания вещества). Сюда примыкает *микроволновая электроника*, существенно изменившая адекватно и технич. вооружение радиотехники (полупроводниковые приборы, интегральные схемы, криогенная электроника, высокотемпературная сверхпроводящая электроника, жидкие кристаллы и т. п.).

Т. о., круг рассматриваемых Р. вопросов и сферы её влияния непрерывно расширяются. Однако Р. остаётся традиционно самостоят. областью знаний и методов исследования, так или иначе связанных с использованием эл.-магн. излучения.

А. В. Галюнов-Грехов, М. А. Миллер.

РАДИОХИМИЯ — раздел химии, охватывающий исследование хим. свойств радиоакт. элементов и их соединений, когда использование обычных хим. методов невозможно или затруднено. Это — исследование короткоживущих радионуклидов, высокоактивных веществ, *трансурановых элементов*. К Р. относят также проблемы получения ядерного горючего для ядерных реакторов, переработки радиоакт. отходов для подготовки их к захоронению и др.

РАДИОИЗХ (радиоизлучение) — радиосигнал, отражённый от одного или группы предметов или от области пространства, заполненной средой, способной рассеивать радиоволны, и принятый в том же пункте, где расположено радиопередатющее устройство. Отражающими объектами служат как скопления насекомых, птиц и др., так и воздушные слоистые образования, а также вызванные турбулентностью среды неоднородности атмосферы. Анализ Р. входит в задачи *радиолокации* — определение расстояний до отражателя, его свойств, движений и изменений. Широкое развитие получили методы анализа Р. в физике атмосферы, геофизике и в метеорологии.

РАДИУС ИНЕРЦИИ — величина r , имеющая размерность длины, с помощью к-рой момент инерции тела от-

ноительно данной оси выражается ф-лой $I = Mr$, где M — масса тела. Напр., для однородного шара радиуса R относительно оси, проходящей через его центр, $I = 0,4 MR^2$, $\rho = \sqrt{0,4 R} \approx 0,632 R$.

РАДИУС ЯДРА — среднее к-вадратич. — величина, характеризующая размеры ядра и определяемая соотношением

$$R = \sqrt{\int r^2 \rho(r) dr^3 / \int \rho(r) dr^3}.$$

Здесь r — расстояние до центра ядра, ρ — плотность нуклонов в ядре (см. *Ядро атома*). В ядерной физике часто рассматривают также по отдельности Р. я. для нейтронов R_n (когда ρ_n — плотность нейтронов), для протонов R_p (ρ_p — плотность протонов) и зарядовый радиус $R_{зар}$ ($\rho_{зар}$ — зарядовая плотность ядра). Последние 2 величины связаны соотношением

$$R_{зар} = \sqrt{R_p^2 + r_p^2},$$

где r_p — среднеквадратичный зарядовый радиус протона. **РАДОН** (Radon), Rn, — радиоактивный хим. элемент VIII гр. периодич. системы элементов, ат. номер 86, инертный газ. Все изотопы Р. высокоактивны; α -радиоактивные ^{222}Rn (собственно Р., $T_{1/2} = 3,824$ сут.), ^{220}Rn (имеет назв. *торон*, Tn, $T_{1/2} = 55,6$ с) и ^{219}Rn (а к т о в, An, $T_{1/2} = 4,0$ с) входят в состав естеств. радиоакт. рядов и в некоторых кол-вах постоянно присутствуют в земной коре; ср. концентрация Р. в атмосфере $6 \cdot 10^{-17}$ массовых %; изотопы ^{222}Rn , ^{220}Rn и ^{219}Rn часто наз. эманациями. Искусственно получены изотопы ^{211}Rn — ^{214}Rn , из них наиб. устойчив ^{211}Rn (электронный захват, β^+ - и α -распад, $T_{1/2} = 14,6$ ч). Электронная конфигурация внеш. оболочек $6s^2 p^6$. Энергия последоват. ионизации 10,745, 21,4 и 29,4 эВ соответственно. Радиус атома Rn 0,22 нм.

При нормальных условиях плотность Р. $9,73 \text{ кг/м}^3$, $t_{кип} = -81,9^\circ \text{C}$, $t_{пл} = -71^\circ \text{C}$, критич. тем-ра $104,5^\circ \text{C}$ при критич. давлении 6,2 МПа, тройная точка соответствует $-73,9^\circ \text{C}$ и давлению 0,07 МПа. Уд. теплота испарения 77,9 кДж/(кг·К), теплотворность $c_p = 90 \text{ Дж/(кг·K)}$ (при 298 К и нормальном давлении). Растворимость Р. в 100 г воды 51,0 мл (0°C) и 13,0 мл (50°C).

Химически инертен, непосредственно реагирует только с F_2 . С нек-рыми соединениями образует клатраты. Радонные ванны применяются для лечения нек-рых заболеваний. По присутствию Р. в воздухе судят о наличии U и Th в приповерхностных слоях земной коры. На определение скорости выделения Р. из твёрдого тела при разл. темп-рах основан эманационный метод исследования твёрдых тел. Существует предположение, что присутствие в воздухе Р. способствует возникновению нек-рых онкологич. заболеваний.

С. С. Вербицкий.

РАДОНА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — интегральное преобразование ф-ции $f(x)$ от n вещественных переменных, $x = (x_1, \dots, x_n)$, ставящее в соответствие ф-ции $f(x)$ её интеграл по $(n-1)$ -мерной плоскости (гиперплоскости) $\Pi = \{\xi \mid x = C\}$ (хотя бы один из вещественных параметров ξ_i , задающих положение Π в \mathbb{R}^n , не равен 0):

$$F(\xi, C) = \int \delta(x - C) f(x) dx = \int_{\xi_i=1}^n \delta(x - C) f(x) dV_n,$$

где dV_n — евклидов элемент объёма на Π .

Р. п. $F(\xi, C)$ ф-ции $f(x)$ — однородная ф-ция своих переменных степени -1 , связанная с Фурье преобразованием $\tilde{f}(\xi)$ ф-ции $f(x)$ ф-лой

$$F(\xi, C) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \tilde{f}(\alpha \xi) \exp(-i\alpha C).$$

Ф-лы обращения Р. п. различны для чётных и нечётных n : для чётных n

$$f(x) = \frac{(-1)^{n/2}(n-1)!}{(2\pi)^n} \int_{\Gamma} d\Omega P \int_{-\infty}^{\infty} dCF(\xi, C)(C - \xi x)^{-n},$$

для нечётных n

$$f(x) = \frac{(-1)^{(n-1)/2}}{2(2\pi)^{n-1}} \int_{\Gamma} d\Omega F_C^{(n-1)}(\xi, \xi x).$$

Здесь Γ — произвольная поверхность в пространстве параметров ξ , окружающая начало координат, а

$$d\Omega = \sum_{k=1}^n (-1)^{k-1} d\xi_1 \dots d\xi_{k-1} d\xi_{k+1} \dots d\xi_n.$$

Символом F_C^{n-1} обозначена $(n-1)$ -я производная Р. п. по последнему аргументу.

Ф-лы обращения решают задачу восстановления ф-ции по значениям её интегралов, взятых по всем гиперповерхностям пространства R^n . Эта задача возникает, напр., в томографии, где $f(x)$ характеризует поглощение звука в данной точке x исследуемого объёма, а непосредственно измеряется её Р. п. — интегральные характеристики поглощения в последовательных плоских сечениях.

Лит.: Гельфанд И. М., Граев М. И., Вилекс И. Я., Интегральная геометрия..., М., 1962; Функциональный анализ, под ред. С. Г. Крейна, М., 1964.

В. П. Погов.

РАЗВЕРТКА электронная — перемещение электронного луча в электронно-лучевом приборе (осциллограф, трубка, кинескоп, электронно-оптич. преобразователе и т. п.) с целью изучения функциональной зависимости нек-рой физ. величин от независимой переменной.

Наиб. распространено исследование процессов во времени (временная Р.). При рассмотрении исследуемого процесса в прямоугол. системе координат в зависимости от отклоняющей системы электронного луча в качестве временной Р. применяют генераторы пилообразного напряжения или генераторы пилообразного тока. Эти устройства обеспечивают передвижение электронного луча с пост. скоростью и позволяют получить линейный масштаб по оси времени (линейная Р.), в то время как наблюдаемая величина вызывает отклонение вдоль др. оси. В нек-рых случаях информация о наблюдаемой величине осуществляется не отклонением луча, а изменением его яркости. Для наблюдения редко повторяющихся или однократных процессов применяют устройства, способные генерировать одиночные импульсы пилообразного напряжения или тока в момент действия исследуемого процесса (см. *Осциллограф, Генератор пилообразного напряжения*).

Размеры экрана электронно-лучевой трубки или кинескопа ограничивают длину линейной Р., а следовательно, и возможность детального рассмотрения процесса, длительность больше, чем время прохождения электронного луча по экрану при выбранной скорости Р. Для устранения этого недостатка применяют полярную систему координат и соответственно круговую или спиральную Р. Такие Р. создают одновременно подачей на две взаимно-перпендикулярные отклоняющие системы двух сдвинутых по фазе на 90° синусоидальных напряжений или токов с пост. амплитудой (круговая Р.) или с амплитудой, медленно изменяющейся по сравнению с их периодом (спиральная Р.).

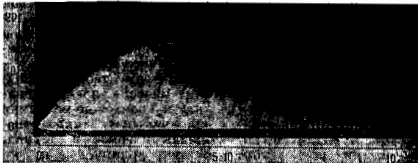
При наблюдении функциональной зависимости изучаемой величины не от времени, а от к-л. другой независимой переменной последняя, в свою очередь, всегда является ф-цией времени. Так, напр., при изучении зависимости анодного тока электронной лампы от

напряжения на её управляющей сетке анодный ток или падение напряжения на известном сопротивлении, пропорциональное этому току, воздействует на одну отклоняющую систему осциллографа. Трубки, а сеточное напряжение (независимая переменная), изменяясь по к-л. закону во времени, воздействует на вторую отклоняющую систему. Т. о. время, в явном или неявном виде, всегда участвует в Р.

Наряду с осциллографич. применениями Р. играет весьма важную роль в радиолокации, радионавигации и телевидении.

РАЗВЕРТКА ОПТИЧЕСКАЯ — непрерывное во времени перемещение оптич. изображения самостоятельного или подсеченного вспомогат. источником света объекта по поверхности светочувств. элемента (фотогр. эмульсия, экрану электронно-оптич. преобразователя) с целью исследования быстропротекающих процессов — электрич. разрядов, детонации взрывчатых веществ и газовых смесей, распространения ударных волн, взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом и др. В отличие от скорости кинескопа, при к-рой фиксируют дискретные фазы изучаемого процесса, Р. о. обеспечивают его непрерывную регистрацию.

Р. о. осуществляют либо при неподвижном изображении за счёт движения светочувств. слоя, либо при неподвижном фотослое за счёт движения изображения. В типичной схеме Р. о. первый объект стрит изображение исследуемого объекта в плоскости щели, к-рая выражает из него узкую полосу; при развитии процесса это изображение перемещается вдоль



Фотограмма оптической щелевой развертки плазменного факела, возникающего при взаимодействии лазерного излучения с образцом из меди.

щели, оставаясь в её плоскости. С помощью второго объекта изображение полоски переводится на фотоплёнку, размещённую в виде кольца внутри или снаружи вращающегося барабана, ось вращения к-рого параллельна щели. Подобные системы работают в ждущем режиме, не требуют сложных схем синхронизации и обеспечивают получение развертки процессов с большим разбросом их начала по времени. Линейная скорость вращения плёнки, если она закреплена снаружи барабана, достигает 100 м/с, при закреплении внутри — 300–400 м/с. Разрешающая способность Р. о. по времени равна промежутку времени, за к-рый изображение щели проходит путь, равный её собственной ширине. При ширине изображения 0,1 мм разрешенное по времени может достигать $(2-3) \cdot 10^{-7}$ с. Понимать относят. скорость движения плёнки и изображения объекта позволяет это сделать к а л я я Р. о., при к-рой плёнка неподвижна, а перемещается изображение за счёт отражения от вращающегося плоского зеркала, скорость к-рого может быть значительно больше скорости барабана (до 10^6 об/мин). К тому же при вращении зеркала угл. скорость движения отражённого луча удваивается. Одиночное зеркало может быть заменено зеркальным многогранником (3–12 граней). Линейная скорость Р. о. с зеркальным 12-гранником до $4,5 \cdot 10^8$ м/с. Разрешенное по времени приборов с зеркальной Р. о. при ширине щели 0,1 мм достигает $5 \cdot 10^{-9}$ – $5 \cdot 10^{-8}$ с. Существуют две системы зеркальных Р. о.: 1) система с ограниченным

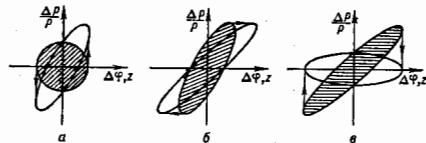
рабочим углом разворота зеркала, требующая синхронизации начала процесса с определ. положением зеркала; 2) система непрерывного действия (ждущая система), при к-рой на фотогр. материале всегда имеется изображение изучаемого явления и фоторегистрация может быть произведена в любой момент времени.

При изучении слабостянутых быстропотекающих процессов Р. о. осуществляется с помощью электривоноотч. преобразователя (ЭОП), к-рый одновременно выполняет роль усилителя яркости. Регистрацию изображения щели, на к-рую спроецировано изображение исследуемого объекта, производят на экране ЭОП с линейной развёрткой, регистрацию точечного изображения — с круговой развёрткой. Последовательное люминесцентное экрана ЭОП позволяет регистрировать сразу всю картину Р. о. обычным фотографированием. Приборы с ЭОП, предназначенные для получения Р. о., имеют предельное разрешение $\sim 10^{12} - 10^{13}$ с (в редких случаях до 10^{14} с) при разрешающей способности на экране 15—20 лия/мм. Пороговая чувствительность системы с ЭОП составляет $10^{-8} - 10^{-9}$ Дж/см² в области спектральной чувствительности 400—1300 нм.

Лит.: Дубовик А. С., Фотографическая регистрация быстропотекающих процессов, 3 изд., М., 1984; Климин В. Ф., Панырин А. Н., Солоухин Р. И., Оптические методы регистрации быстропотекающих процессов, Новосибир., 1980. Л. Н. Капорский.

РАЗГРУППИРОВАТЕЛЬ (дебанер) — устройство в ускорителях, служащее для выравнивания энергии частиц в сгруппированных пучках (банках). Р. используется гл. обр. для согласования продольных фазовых объёмов при передаче частиц из одного ускорителя в другой (напр., из линейного ускорителя в протонный синхротрон).

Типичная схема Р. включает два резонатора и дрейфовое пространство между ними. На резонаторах (в идеальном случае) создается пилообразное напряжение. В первом резонаторе сгруппиров. пучок возвращается в продольном фазовом пространстве [в плоскости z (или $\Delta\varphi - \Delta p/p$), где $\Delta\varphi$ — отклонение по фазе, z — отклонение по продольной координате, а $\Delta p/p$ — по импульсу от соответствующих значений для равновесной — центральной — частицы]. Первонач. фазовый объём, занятый пучком (круг на рис. а), при этом деформируется, поскольку импульс вперед



летящих частиц увеличивается, а сзади летящих — падает. В дрейфовом пространстве пучок расплывается из-за наличия $\Delta p/p$ и его продольный размер увеличивается до требуемого значения (рис., б). Во втором резонаторе генерируется напряжение обратного знака, уменьшающее $\Delta p/p$ у частиц, летящих вперед, и увеличивающее его у частиц, летящих сзади. В итоге из второго резонатора выходит разгруппиров. пучок частиц с уменьшенным разбросом по импульсу (рис., в). В реальных резонаторах напряжение имеет форму, близкую к синусоидальной, и для разгруппировки используется линейный участок поля. Л. П. Зетлицкий.

РАЗДЕЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ МЕТОД — метод отделения частных решений математической физики уравнений путём разложения решения, зависящего от полного набора независимых переменных, в произведение сомножителей, зависящих от непересекающихся подвыборов независимых переменных. Если каждый

сомножитель зависит лишь от одного переменного, то разделение переменных наз. полными. Если по крайней мере один из сомножителей зависит от более чем одного независимого переменного, то разделение переменных наз. частичным или Р-разделением.

Решение ур-ния $L u(x_1, \dots, x_n) = 0$ представимо в виде произведения двух сомножителей

$$u(x_1, \dots, x_n) = v(x_1, \dots, x_k) w(x_{k+1}, \dots, x_n),$$

когда дифференц. оператор L можно представить в виде сумм двух операторов L_1 и L_2 , из к-рых L_1 действует только на v , L_2 — только на w :

$$L = L_1 + L_2; L u = (L_1 + L_2) u = (L_1 + L_2) v w = \\ = w L_1 v + v L_2 w = 0.$$

Это позволяет записать исходное ур-ние в виде

$$A v = B w,$$

где левая часть зависит только от x_1, \dots, x_k , правая — только от x_{k+1}, \dots, x_n , что возможно лишь при условии, если A и B порознь равны одной и той же постоянной, называемой константой разделения.

Существование систем координат, в к-рых данное ур-ние допускает разделение переменных, связано со свойствами симметрии ур-ния (его групповыми свойствами). Известны системы координат, в к-рых разделяются переменные всех классич. линейных ур-ний матем. физики (*Лапласа уравнения, волнового уравнения, диффузии уравнения, Шредингера уравнения для разл. потенциалов и др.*) и нек-рых нелинейных уравнений математической физики (напр., обычно-го и модифицированного Кортевега — де Фриза уравнения, Шредингера уравнения нелинейного, Синус-Гордона уравнения). Все специальные функции матем. физики получены при помощи Р. п. м. из ур-ний Лапласа, Гельмгольца и диффузии. Частным случаем Р. п. м. являются понижение порядка динамической системы при выборе в качестве независимой переменной одного из первых интегралов, П-теорема размерностей анализа, нахождение частично инвариантных решений (напр., автомодельных) в теории групповых свойств дифференц. ур-ний.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Миллер У. Симметрия и разделение переменных, пер. с англ., М., 1981. Ю. А. Далецкий.

РАЗДУВАЮЩАЯ ВСЕЛЕННАЯ (инфляционная Вселенная) — название теории начальной стадии развития Вселенной, предложенной в нач. 80-х гг. 20 в. с целью исправить ряд недостатков стандартного варианта горячей Вселенной теории (см. также Космология).

Согласно теории горячей Вселенной, пространственно-временные свойства Вселенной с большой степенью точности описываются одной из трёх моделей Фридмана — открытой, замкнутой или плоской. Во всех случаях Вселенная должна была родиться в сингулярном состоянии с бесконечно большой плотностью в темп-рой в нек-рый нач. момент времени $t = 0$ (модель Большого Взрыва). При последующем расширении темп-ра Вселенной должна была падать и постепенно достигнуть совр. значения $T \approx 2,7$ К (темп-ра микроволнового фоновое излучения). В дальнейшем замкнутая Вселенная должна была бы снова сжаться до состояния с бесконечной плотностью и темп-рой, а открытая или плоская Вселенная — неограниченно расширяться, продолжая постепенно остывать.

Обладая рядом несомненных достоинств, теория горячей Вселенной в нек-рых отношениях оставалась не вполне удовлетворительной. К нач. 1980-х гг. выяснилось, что в рамках этой теории большинство создава-

емых единств теорий элементарных частиц приводит к космологич. следствиям, несовместимым с данными наблюдений. Так, напр., согласно единым теориям слабых, сильных и эл.-магн. взаимодействий (см. *Великое объединение*), в горячей Вселенной на самых ранних стадиях её существования должно было рождаться много сверхтяжёлых частиц — *магнитных монополей*. Плотность вещества, обусловленная этими частицами, к настоящему моменту должна была бы на 15 порядков превосходить наблюдаемую плотность вещества во Вселенной $\rho_0 \sim 10^{-29}$ г/см³. Теория горячей Вселенной на два ответа на вопросы: что было до Большого Взрыва; почему риманова геометрия, описывающая свойства пространства нашей Вселенной, с такой огромной степенью точности близка к евклидовой геометрии плоского мира; почему наблюдаемая часть Вселенной в ср. является однородной; откуда в этом однородном мире выявилась нач. неоднородности, необходимые для образования галактик; почему разные части Вселенной, сформировавшиеся независимо друг от друга, в настоящее время выглядят практически одинаково; почему все части бесконечной плоской или открытой Вселенной должны были начать своё расширение одновременно. Если же Вселенная замкнута, то было непонятно, как она могла прожить $\sim 10^{10}$ лет, несмотря на то, что типичное время жизни замкнутой горячей Вселенной не должно было бы сильно превосходить т. н. планковское время $t_P \sim M_P^{-1} \sim 10^{-43}$ с (рис. 1).

Здесь, $M_P \sim 10^{19}$ ГэВ — планковская масса, $M_P = \sqrt{G^{-1}}$, где G — гравитационная постоянная [все величины приведены в системе единиц (принятой в теории элементарных частиц), в к-рой скорость света c и постоянная Планка h положены равными единице]. Ныне приобрели особую популярность *Кауцы* — *Клейма* теории и теории суперструн, согласно к-рым пространство-время Вселенной изначально имело размерность $d > 4$, но в нек-рых направлениях пространство как бы сжалось (скомпактифицировалось) в тонкую трубочку толщиной $l \sim M_P^{-1} \sim 10^{-33}$ см. Поэтому макроскопич. тела не могут двигаться в этих направлениях и пространство-время представляется четырёхмерным. От того, сколько измерений скомпактифицировалось и как именно произошла компактификация, зависят и эфф. размерность пространства Вселенной, и свойства элементарных частиц в нём. Пока не выяснено, почему скомпактифицировалось именно $d-4$ измерения (пространство-время оказалось четырёхмерным) и почему после компактификации (и последующих процессов нарушения симметрии) фив. взаимодействия разделились на слабые, сильные и эл.-магнитные.

Ост. часть этих проблем можно решить (или обойти) в рамках теории Р. В. Общая черта разл. вариантов теории Р. В. — это валентные стадии экспоненциального (или квазиэкспоненциального) расширения Вселенной, находящейся в вакуумоподобном состоянии с большой плотностью энергии. Эту стадию наз. стадией раздувания или инфляции. После раздувания вакуумоподобное состояние распадается, рождающиеся при этом частицы взаимодействуют друг с другом, устанавливается термодинамич. равновесие и последующая эволюция происходит согласно теории горячей Вселенной (рис. 1).

В простейшем варианте теории Р. В. в изначальном вакуумоподобном состоянии находится пространство, заполненное достаточно однородным медленно меняющимся скалярным полем ϕ . Поля такого типа часто фигурируют в единых теориях элементарных частиц (т. н. Хиггса поля). Свойства полей Хиггса во многом схожи со свойствами бозе-конденсата куперовских пар в теории сверхпроводимости (см. *Бозе — Эйнштейна конденсат*). Однако в отличие от обычного бозе-конденсата, однородное скалярное поле ϕ , рассматриваемое в совр. теориях элементарных частиц, выглядит одинаково как для движущегося, так и для покоя-

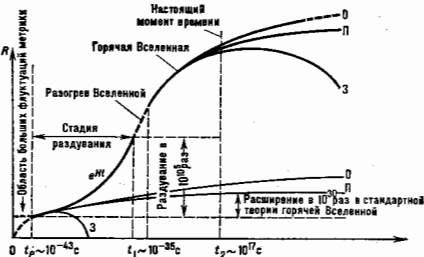


рис. 1. Изменение размера горячей Вселенной (её масштабного фактора R) для трёх моделей Фришмана — открытой (O), плоской (Pi) и замкнутой (Z) (тонкие линии). Жирными линиями изображены возможные пути эволюции раздувавшейся области Вселенной. Изна-а квантовогравитационных флуктуаций классическое оптическое расширение Вселенной возможно не ранее чем через 10^{-36} с от момента Большого Взрыва (или от момента начала раздувания в данной области), $t = 0$. За время раздувания ($\sim 10^{-36}$ с) раздувающаяся область Вселенной увеличивается в 10^{26} раз. — 10^{10} раз.

щегося наблюдателя. В этом смысле однородное скалярное поле отличается от любой другой матеральной среды, с к-рой можно было бы связать выделенную систему отсчёта (систему покоя среды). С точки зрения возможных проявлений, постоянное скалярное поле ϕ ведёт себя как несколько изменённое вакуумное состояние. Осн. ф-ция полей такого рода в единых теориях элементарных частиц состоит в том, что, по-разному взаимодействуя с разными частицами, поле ϕ меняет их массу и константы связи и тем самым нарушает симметрию между разными типами взаимодействий. Значение таких полей для космологии связано, в первую очередь, с тем, что пост. поле ϕ может иметь большую плотность энергии $V(\phi)$, от величины к-рой зависит скорость расширения Вселенной.

В широком классе теорий, включающем теорию массивного скалярного поля $V(\phi) = (m^2/2)\phi^2$, расширение Вселенной тормозит процесс изменения поля ϕ . При больших значениях $V(\phi)$ расширение идёт быстро, а величина поля ϕ меняется очень медленно. Поэтому плотность энергии $V(\phi)$ в течение большого времени остаётся почти постоянной, т. е., в отличие от плотности обычного вещества, она почти не убывает при расширении Вселенной (плотность энергии вакуума не меняется при расширении). Это в конечном счёте и приводит к экспоненциально быстрому росту (раздуванию) области Вселенной, заполненной большим полем $\Phi_{\text{инф}} \gg M_P$, рис. 2): масштабный фактор

$$R(t) \sim \exp(Ht), \text{ где } H = \sqrt{8\pi V(\phi)/3M_P^2}.$$

Причина того, что расширение Вселенной не приводит к убыванию энергии постоянного скалярного поля, состоит в том, что его тензор энергии-импульса пропорционален метрич. тензору, $T_{\mu\nu}(\phi) = V(\phi)g_{\mu\nu}$ (см. *Тяготение*). Это соответствует особому ур-нию состояния, связывающему ρ и p — плотность энергии поля ϕ и давление: $\rho = -p = V(\phi)$. При расширении Вселенной плотность энергии должна была бы уменьшаться, $d\rho = -p dV$, где dV — увеличение элемента объёма, но это уменьшение компенсируется за счёт того, что расширяющийся элемент объёма совершает при этом работу $\phi dV = -p dV$. Именно отриц. значение давления в состоянии с пост. полем ϕ лежит в основе возможности расширения Вселенной с пост. положит. относн. ускорением $\dot{R}/R \sim H^2$.

После того как поле ϕ становится достаточно малым ($\phi \ll M_P$), скорость расширения и соответствующая

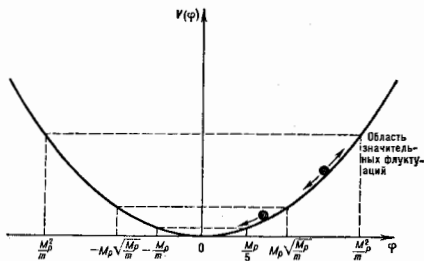


Рис. 2. Эволюция скалярного поля ϕ в простейшей теории поля с массой m и плотностью потенциальной энергии $V(\phi) = (m^2/2)\phi^2$. В области $\phi > M_p^2/m$, где $V(\phi) > M_p^4$, классическое описание пространства в простейших теориях невозможно. При $M_p/5 \leq \phi \leq M_p^2/m$ поле ϕ эволюционирует относительно медленно, а Вселенная расширяется квазиэкспоненциально. При $M_p \sqrt{M_p/m} \leq \phi \leq M_p^2/m$ амплитуда поля ϕ сильно флуктуирует, что ведёт к несконечному рождению новых и новых раздувающихся областей Вселенной. При $M_p/5 \leq \phi \leq M_p \sqrt{M_p/m}$ флуктуации поля ϕ имеют относительно небольшую амплитуду, они приводят к рождению неоднородностей плотности, нужных для образования галактик. При $\phi \leq M_p/5$ поле начинает быстро осциллировать вблизи точки $\phi = 0$, рождаются пары частиц, и энергия колеблющегося поля переходит в тепловую энергию родившихся частиц.

тормозящая сила, действующая на поле ϕ , уменьшаются. Поле начинает быстро колебаться вблизи минимума значения своей потенц. энергии $V(\phi)$. При этом поле ϕ рождает пары элементарных частиц, отдавая им свою энергию и тем самым разогревая Вселенную.

В типичных моделях стадия раздувания продолжается очень недолго, $\sim 10^{-35}$ с. Однако за это время раздувающаяся Вселенная успевает увеличить свой размер в $(10^8 - 10^{10})$ раз (точные цифры зависят от выбора конкретной теории элементарных частиц и механизма, обеспечивающего раздувание). После столь сильного расширения геометрия пространства внутри раздувающейся области Вселенной становится практически неотличимой от евклидовой геометрии плоского мира, подобно тому как геом. свойства поверхности воздушного шара по мере его раздувания всё меньше и меньше отличаются от свойств плоскости. Раздувание Вселенной приводит к тому, что монополи и др. неоднородности оказываются преим. за пределами её наблюдаемой в совр. эпоху части размером $l_0 \sim 10^{26}$ см. Это одновременно решает проблемы однородности наблюдаемой Вселенной и малочисленности в ней монополей. Поскольку вся наблюдаемая часть Вселенной образовалась за счёт раздувания одной области ничтожно малого размера, нет ничего удивительного в том, что свойства различных удалённых друг от друга областей видимого нами мира оказываются в ср. одинаковыми.

Во время раздувания (инфляции) квантовые флуктуации скалярного поля ϕ , неизбежно присутствующие в вакууме, приобретают всё большую и большую длину волны, растягиваясь вместе с расширением Вселенной. Когда длина волны данной флуктуации $\delta\phi$ начинает превосходить величину H^{-1} , поле ϕ перестаёт флуктуировать, его амплитуда «замораживается», а длина волны продолжает экспоненциально расти. Это приводит к непрерывному процессу генерации неоднородностей поля ϕ с большой длиной волны ($l \gg H^{-1}$), а они в свою очередь порождают неоднородности плотности, нужные для последующего образования галактик (см. *Черевичные флуктуации* в ранней Вселенной).

Флуктуации поля ϕ играют и ещё одну, более фундаментальную роль. Если поле ϕ достаточно велико ($\phi > M_p \sqrt{M_p/m}$, рис. 2), то его уменьшение за счёт медленного сжатия к минимуму $V(\phi)$ оказывается несущественным по сравнению с флуктуативным изменением поля ϕ . В результате этого процесса в нек-рой части нач. объёма поле ϕ не уменьшается, а увеличивается. В то же время Вселенная продолжает быстро расширяться, так что полный объём, занятый увеличивающимся полем ϕ , не уменьшается, а экспоненциально растёт, причём тем скорее, чем больше поле ϕ . Т. о., любая область $R. В.$, содержащая достаточно большое (и достаточно однородное) поле ϕ , постоянно порождает новые и новые раздувающиеся области с большим полем ϕ , и этот процесс продолжается бесконечно. В рамках этих представлений эволюция всей Вселенной в целом не имеет конца и может не иметь единого сингулярного начала, до к-рого пространство и время вообще не существовали (рис. 3).

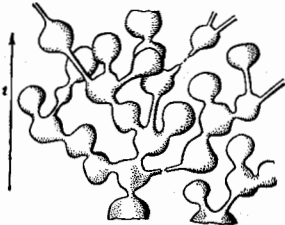


Рис. 3. Возможная глобальная структура раздувающейся Вселенной. Одна раздувающаяся область порождает много новых областей, в которых свойства пространства-времени и законы взаимодействия элементарных частиц друг с другом могут быть различными.

В реальности, теория элементарных частиц, кроме поля ϕ , обеспечивающего раздувание, существует большое кол-во др. типов скалярных полей Φ , а их потенц. энергия $V(\Phi)$ зачастую имеет много локальных минимумов. Флуктуации, генерирующиеся во время раздувания, приводят к рождению ракл. экспоненциально больших областей, заполненных разными полями Φ , соответствующими всем возможным минимумам энергии $V(\Phi)$. Квантовые флуктуации в областях с очень большими значениями поля ϕ [При $V(\phi) \sim M_p^4$, рис. 2] могут приводить к формированию раздувающихся областей Вселенной с др. типами компактификации. В результате Вселенная разбивается на много экспоненциально больших областей (рис. 3), внутри к-рых размерность пространства-времени, тип компактификации и свойства элементарных частиц могут быть различными (т. н. доменная структура Вселенной). Мы живём в 4-мерном пространстве-времени, в к-ром существуют известные нам типы взаимодействий, но не исключено, что это происходит не потому, что только так и может быть устроен мир. Возможно, что в разных частях Вселенной могут реализовываться все мыслимые состояния, но жизнь известного нам типа возникает только в 4-мерном пространстве-времени с вполне определёнными типами взаимодействий между элементарными частицами. Области Вселенной с иными свойствами, согласно теории Р. В., находятся от нас на расстояниях, на много порядков превышающих размеры наблюдаемой части Вселенной.

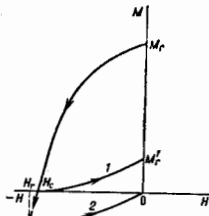
Т. о., теория Р. В. приводит к пересмотру существовавших ранее представлений о самых ранних стадиях эволюции наблюдаемой части Вселенной, о структуре Вселенной в целом и о нашем месте в мире. Ста-

для раздвигания представляется сейчас необходимыми элементом космологич. эволюции. Вместе с тем вполне возможно, что окочат. вариант теории Р. В. в определ. чертах будет отличаться от простейших моделей, обсуждаемых выше.

Лит.: Линде А. Д., Физика элементарных частиц и инфляционная космология, М., 1990, А. Д. Линде. **РАЗМАГНИЧИВАНИЕ** — процесс, в результате к-рого уменьшается намагниченность магн. материала (образца). Частичное Р. происходит уже при снижении напряженности H намагничивающего поля до нуля. Особенно большое уменьшение намагниченности M при этом происходит в образцах незамкнутой формы под влиянием их собств. размагничивающего поля, направленного антипараллельно намагниченности. Такое Р. не может быть полным, и образец после него сохраняет остаточную намагниченность M_r . Полное Р., т. е. снижение M_r до нуля, может быть достигнуто тремя способами.

1. Р. в состоянии магнитным полем. Если на образец воздействовать магн. полем H , антипараллельным его остаточной намагниченности M_r , последняя снижается и при нек-ром значении этого поля H_c , называемом *коэрцитивной силой*, становится равной нулю (рис.). После выключения внеш. размагничивающего поля намагниченность становится частично восстанавливается по кривой возврата 1 до значения M_r .

Размагничивание постоянным магнитным полем H ; M — намагниченность образца; M_r — остаточная намагниченность; H_c — коэрцитивная сила; H_r — релаксационная коэрцитивная сила.



Можно подобрать такое размагничивающее внеш. поле $|H_c| > |H_r|$, после выключения к-рого значение M_r образца станет равным нулю (кривая возврата 2), т. е. он окажется размагниченным. В отличие от H_c , поле H_r вызывает релаксацию и оной коэрцитивной силой. Участок петли *гистерезиса магнитного*, находящийся во втором квадранте между точками M_r и H_c , наз. кривой размагничивания.

2. Р. в переменном магнитном поле. При воздействии на образец в состоянии остаточной намагниченности перемен. полем с амплитудой, убывающей от значения, заведомо превышающего коэрцитивную силу, до нуля, достигается его полное Р.

3. Р. в сравнении с образцом выше *Кюри точки*. При таком нагреве вообще утрачивается ферромагн. упорядочение вещества. Если после этого образец охлаждается в отсутствие магн. поля, он оказывается полностью размагниченным.

Хотя все три способа Р. приводят к нулевой значению намагниченности, характер *магнитной доменной структуры*, создаваемой каждым из них, различен, что приводит к различию и нек-рых свойств вещества (напр., начальной магн. восприимчивости, магнитострикции).

При Р. в веществе наблюдаются те же процессы, что и при намагничивании, только идут они в обратном направлении. Наряду с этим имеется и нек-рая особенность процессов Р., связанная с образованием доменов с обратной намагниченностью (зародышей *перемагничивания*). Задержка в возникновении и (или) росте таких зародышей является одной из причин *гистерезиса магнитного*.

Р. широко применяется в технике. Так, после мех. технол. операций детали из ферромагн. материалов оказываются намагниченными, это может служить источником помех при работе содержащих эти детали устройств и механизмов. Поэтому такие детали подвергают Р. При измерении магн. характеристик материалов также применяют Р. образцов.

Лит. см. при ст. *Намагничивание*. А. С. Ермоленко. **РАЗМАГНИЧИВАЮЩИЙ ФАКТОР** (коэффициент размагничивания) — отношение размагничивающего магн. поля H_d в намагниченном теле к намагниченности M этого тела. Для тела произвольной формы, помещенного в бесконечно большое внеш. магн. поле,

$$\mu_0 H_d = -\|N\|M,$$

где μ_0 — *магнитная постоянная*, M — вектор намагниченности в точке измерения H_d . $\|N\|$ — Р. ф., являющийся в общем случае зависящим от координат *тензором*. Только тела в форме эллипсоидов, изготовленные из однородного магн. материала и находящиеся в однородном магн. поле, имеют однородное размагничивающее поле. Для таких тел $H_d = \|N\|$ и M не зависят от координат точки в объеме тела. Если эллипсоид намагнитить вдоль одной из его гл. осей a , b или c (напр., вдоль a), то H_d и M параллельны этой оси и $\mu_0 H_d = -N_a M_a$. Для эллипсоидов вращения ($b = c$) значение N_a может быть вычислено по ф-лам

$$N_a = \frac{1}{\nu^2 - 1} \left[\frac{\nu}{(\nu^2 - 1)^{3/2}} \ln (\nu + \sqrt{\nu^2 - 1}) - 1 \right] \text{ при } \nu = \frac{a}{b} > 1 \text{ (овоид)},$$

$$N_a = \frac{1}{1 - \nu^2} \left[1 - \frac{\nu}{(1 - \nu^2)^{3/2}} \arccos \nu \right] \text{ при } \nu = \frac{a}{b} < 1 \text{ (сфероид)}.$$

В единицах СИ $N_a + N_b + N_c = 1$, поэтому для однородного шара $N_a = N_b = N_c = 1/3$.

При намагничивании полностью размагниченного эллипсоида вдоль одной из его гл. осей намагнитченность остается однородной и параллельной внеш. полю H_e при всех его значениях, а соответствующий Р. ф. не зависит от намагниченности. Поэтому, напр., по кривой намагничивания $M_d(H_e)$ может быть вычислена кривая $M_a(H_i)$, где H_i — внутреннее поле $H_i = H_e - \mu_0^{-1} N_a M_a$.

В практике магн. измерений различают магн. и метрический и баллистический Р. ф. Первый применяется при измерении усредненной по объему всего тела намагниченности $M_{ср}$. Второй используется при баллистич. методе измерения намагниченности, когда определяется среднее по поперечному сечению в центр. части образца значение намагниченности. В силу однородности намагниченности для эллипсоида нет различия между этими Р. ф. В случае тел др. формы (напр., призм, цилиндров) обычно магнитометрический Р. ф. больше баллистического, причём оба зависят от магн. свойств материала и характера распределения локальных значений намагниченности в образце. Для тел неэллипсоидальной формы Р. ф. сложным образом зависят не только от формы, но и от магн. свойств материала, распределения намагниченности в образце и координат точки наблюдения. Эмпирич. значения Р. ф. для тел разной формы (обычно цилиндров) приводятся в виде таблиц или графиков. При использовании приводимых в справочниках значений Р. ф. следует учитывать, для каких материалов и при каких условиях измерений они были определены.

Лит.: Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1, М.—Л., 1934; Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, 3 изд., М., 1969; Поляков В. К. М., Ферромагнетизм, М.—Л., 1957; Таблицы физических величин. Сирозачник, М., 1976, с. 545—48.

«РАЗМЕР» ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЧАСТИЦЫ — характеристика частицы, отражающая распределение по прост-

ранству её массы или электрич. заряда; обычно говорят о т. н. среднеквадратичном радиусе распределения электрич. заряда (к-рый одновременно характеризует и распределение массы)

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \left[\int \rho_e(r) r^2 d^3r \right]^{1/2},$$

где ρ_e — нормированная плотность заряда $\int \rho_e(r) d^3r = 1$.

Элементарные частицы принято разделять на три осн. группы: калибровочные бозоны (промежуточные векторные бозоны, фотон, глюоны), лептоны и адроны. Частицы первых двух групп могут быть названы истинно элементарными. Адроны являются составными системами, построенными из кварков, и, строго говоря, элементарными частицами не являются. Соответственно резко различаются «размеры» частиц этих групп.

Калибровочные бозоны и лептоны в пределах точности выполненных измерений не обнаруживают конечных «размеров». Это означает, что их «размеры» <math>< 10^{-18}</math> см (по оценке на нач. 1990-х гг.). Если и в дальнейших экспериментах конечные «размеры» у этих частиц (а также кварков) не проявятся, то это может свидетельствовать о том, что «размеры» калибровочных бозонов, лептонов и кварков исчезающе малы и близки по порядку величины к фундаментальной длине (к-рая может оказаться близкой к планковской, 10^{-33} см).

В отличие от истинно элементарных частиц «размеры» адронов конечны. Их характерный среднеквадратичный радиус определяется радиусом конформизма (или удержания кварков) и по порядку величины близок 10^{-13} см. При этом он, конечно, варьирует от адрона к адрону.

Наиб. надёжно измерены среднеквадратичные радиусы, характеризующие распределение электрич. заряда протона, заряженных π -мезонов и К-мезонов (см. Мезоны). Среднеквадратичный радиус распределения заряда связан простой ф-лой с формфактором частиц $F(q^2)$ (Фурье-образом их плотности заряда, $F(q^2) = \int \rho_e \exp(iq \cdot r) d^3r$). Здесь q^2 — квадрат трёхмерного импульса, передаваемого в процессе рассеяния. При малых q^2

$$F(q^2) = 1 - \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle q^2 + \dots$$

Измерение формфакторов протона в экспериментах по рассеянию на нём электронов, а также формфакторов π - и К-мезонов в экспериментах по рассеянию последних на электронах вещества позволило определить соответствующие среднеквадратичные радиусы:

$$\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = (0,814 \pm 0,015) \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$\langle r_{\pi^\pm}^2 \rangle^{1/2} = (0,663 \pm 0,023) \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$\langle r_{K^\pm}^2 \rangle^{1/2} = (0,53 \pm 0,05) \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Ошибки отражают уровень точности выполненных экспериментов.

РАЗМЕРНАЯ ТРАНСМУТАЦИЯ в квантовой теории поля — формальный приём, позволяющий использовать для характеристики взаимодействия квантовых полей размерный параметр вместо безразмерной константы связи, фигурирующей в лагранжиане взаимодействия классич. полей.

Благодаря квантовым эффектам поляризации вакуума безразмерная числовая характеристика классич. теории полей — константа связи g превращается в ф-цию квадрата 4-импульса, $\bar{g}(k^2)$, называемую эфф. к-тивной константой связи или эфф. эффективн. зарядом. Эта ф-ция, рассматриваемая на плоскости

k^2, \bar{g} , характеризуется двумя координатами — размерной абсциссой $k^2 = \mu^4$ и безразмерной ординатой $\bar{g} = g_\mu$. Новый размерный параметр μ связан с условиями измерения, и, напр., в случае квантовой электродинамики, когда роль g играет квадрат эфф. заряда электрона α , μ^2 равен квадрату 4-импульса фотона, при помощи к-рого измеряется заряд электрона.

В частных случаях благодаря специфике поведения ф-ции эфф. заряда $\bar{g}(k^2)$ факт наличия двух параметров, характеризующих интенсивность взаимодействия системы квантовых полей, может быть «затушеван». Так, в квантовой электродинамике, исходя из очевидных требований соответствия с классич. макроскопич. случаем, долгое время использовали «графиконное значение» квадрата эфф. заряда электрона $\alpha = \bar{\alpha}(k^2 = 0)$, равное его миллионковому значению $1/137$. С др. стороны, после обработки одноплетного приближения теории возмущений методом ренормализации, группы для эфф. заряда получают выражение, имеющее вид суммы геом. прогрессии. Напр., в квантовой хромодинамике (КХД) одноплетное ренормгрупповое приближение для эфф. константы связи α_s [ср. с ф-лой (4) в ст. Ренормализационная группа] имеет вид

$$\frac{d\alpha_s}{d\ln k^2} = -\frac{\alpha_s}{1 + \alpha_s b_1 \ln(k^2/\mu^2)} \quad (1)$$

(b_1 — число). Это выражение с помощью подстановки $\alpha_s = [b_1 \ln(\mu^2/\Lambda^2)]^{-1}$ может быть приведено к виду

$$\frac{d\alpha_s}{d\ln k^2} = \frac{1}{b_1 \ln(k^2/\Lambda^2)}, \quad (2)$$

в к-ром два параметра μ и α_s входят через одну комбинацию

$$\Lambda = \mu \exp(1/2b_1\alpha_s).$$

Как видно, параметр Λ даёт ординату полюсной особенности одноплетного приближения и поэтому также является характеристикой краевого тина. С фив. точки зрения, величина Λ , называемая параметром шкалы КХД, характеризует масштаб импульсной переменной $k = \sqrt{|k^2|}$, при к-рой α_s принимает значения, большие единицы, т. е. соответствует сильной связи.

Т. о., возможность Р. т. «в чистом виде», т. е. «превращения» одной безразмерной константы связи в одну размерную — параметр шкалы, является следствием специфики ренормгрупповой структуры выражения для эфф. заряда.

Лит. см. при ст. Ренормализационная группа.

РАЗМЕРНОСТЕЙ АНАЛИЗ — метод установления связи между физ. величинами, существенными для изучаемого явления, основанный на рассмотрении размерностей единиц этих величин.

В основе Р. а. лежит требование: ур-ние, выражающее искомую связь, должно оставаться справедливым при любом изменении единиц входящих в него величин. Если это требование выполняется, то размерности в левой и правой частях ур-ния совпадают; если этого не происходит, то изменение к.-л. физ. величины вызовет разные изменения в обеих частях ур-ния и равенство нарушится. Неравенство размерностей левой и правой частей ур-ния может означать, что не учтена к.-л. величина, существенная для данного явления, либо в ур-ние должна входить неучтённая размерная константа. Напр., ур-ние для периода колебаний матем. маятника, длина к-рого l и масса m , можно записать в виде

$$T = l^2 m \nu,$$

а для размерностей оно будет иметь вид

$$T = LM,$$

т. е. для размерностей равенство не выполняется. Однако известно, что колебания маятника происходят под действием силы тяжести, т. е. в ур-ние для t нужно ввести ускорение свободного падения g :

$$\tau = l^2 m \nu g^2.$$

Тогда для размерностей получим

$$T = L^2 M^0 (LT^{-2})^2,$$

а для показателей размерностей — систему ур-ний

$$x + z = 0; y = 0; 2z = -1.$$

Т. е. $z = -1/2$, $x = 1/2$, $y = 0$. И искоемое ур-ние имеет вид

$$\tau = C \left(\frac{l}{g} \right)^{1/2}.$$

Безразмерный коэф. C , равный, согласно законам механики, 2 π , методом Р. а. определить нельзя. Т. о., ур-ния связи между физ. величинами устанавливаются методом Р. а. с точностью до пост. коэффициентов. Поэтому Р. а. не является универсальной, однако он найдет применение в гидравлике, аэродинамике и др. областях, где строгое решение задачи часто натакаивается на значит. трудности. При решении сложных задач на основе Р. а. используют т. п. л-теорему, согласно к-рой всякое соотношение между нек-рым числом размерных величин, характеризующих данное физ. явление, можно представить в виде соотношения между меньшим числом безразмерных комбинаций, составленных из этих величин. Эта теорема связывает Р. а. с теорией подобия, в основе к-рой лежит утверждение, что если все соответствующие безразмерные характеристики (*подобия критерии*) для двух явлений одинаковы, то эти явления физически подобны (см. *Подобия теория*).

Лит.: Бриджмен П. В. Анализ размерностей, пер. с англ., Л.—М., 1934; Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике, 10 изд., М., 1987; Коган В. Ю., Размерность физической величины, М., 1968; Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989.

Л. А. Сена.
РАЗМЕРНОСТЕЙ ТЕОРИЯ — см. *Размерностей анализ*.

РАЗМЕРНОСТЬ единицы физической величины, или просто размерность величины, — выражение, показывающее, во сколько раз изменится единица данной величины при известном изменении единиц величин, принятых в данной системе за основные. Р. представляет собой одночлен (его заключают в квадратные скобки или превращают физ. величину символом $[A]$, от лат. *dimensio* — измерение), составленный из произведения обобщенных символов осн. единиц в различных (целых или дробных, положит. или отрицат.) степенях, к-рые наз. показателями Р. Если основными являются единицы величины A , B и C , а единица производной величины D пропорциональна единицам величины A в степени x , величины B в степени y и величины C в степени z , то Р. единицы величины D запишется в виде произведения

$$[D] = [A]^x [B]^y [C]^z \text{ или } \dim D = A^x B^y C^z.$$

Если единица величины D не зависит от размера единицы к.-л. из осн. величин, то D обладает в д. е. в о.й Р. по отношению к этой осн. величине. Если единица величины D не зависит от размера ни одной из осн. единиц, то такая величина наз. безразмерной.

Выбор величин, единицы к-рых принимаются за основные, а также размер этих единиц, вообще говоря, произвольны и определяют систему единиц измерений. В *Международной системе единиц* (СИ) таких величин семь: длина (L), масса (M), время (T), сила тока (I), температура (θ), сила света (I), кол-во вещества (N); в скобках приведены символы этих величин в ур-ниях Р.

Единицей кол-ва вещества в СИ является моль —

кол-во вещества, содержащее столько же структурных элементов N (атомов, молекул, нуклонов и т. п.), сколько атомов содержится в углероде массой 0,012 кг.

Р. единицы производной величины зависит не только от выбора осн. величин, но и от определяющего её в данной системе единиц ур-ния. Р. одной и той же физ. величины может оказаться разной при её определении на основании разл. ур-ний. Так, если Р. силы F определяется на основании 2-го закона Ньютона, то при осн. величинах L, M, T

$$[F] = LMT^{-2},$$

а при тех же осн. единицах Р. силы, полученная в основании закона всемирного тяготения, выглядит иначе:

$$[F] = L^{-2}M^2.$$

Если в качестве определяющего ур-ния служит 3-й закон Кеплера, то единица массы окажется производной с $R. [m] = L^3 T^{-2}$, а единица силы приобретает Р. $[F] = L^2 T^{-4}$. [Нужно иметь в виду, что при сведениях ур-ний Р. в определ. систему единиц появятся размерные коэф. такие, чтобы Р. (и размер) единицы физ. величины стала принятой в данной системе единиц.]

Р. иногда считают характеристикой производной величины, отражающей её связь с основными. Однако в Р. часто входят также осн. величины, от к-рых данная величина вообще не зависит (напр., в Р. механик. напряжения входит время, от к-рого оно вообще не зависит, а электрич. ёмкость, к-рая для геометрически подобных проводников пропорциональна их линейным размерам, в СИ имеет Р. $[C] = L^{-2}M^{-1}T^4$). См. также *Размерностей анализ*.

РАЗМЕРНОСТЬ ГРУППЫ L и — количество осн. параметров, с помощью к-рых определяются элементы группы. Группа L является одновременно гладким многообразием, поэтому Р. L и $\dim G$ совпадают с размерностью этого многообразия, т. е. с числом координат на нём. Размерность комплексной группы L вдвое больше размерности соответствующей вещественной группы L . Нек-рые группы, наиб. часто используемые в физике, имеют следующие размерности (n — размерность пространства, в к-ром действует группа): $\dim GL(n, C) = 2n^2$, $\dim U(n) = n^2$, $\dim SU(n) = n^2 - 1$, $\dim SO(2n) = n(2n - 1)$, $\dim SO(2n + 1) = n(2n + 1)$, $Sp(n) = n(2n + 1)$.

Лит. см. при ст. *Группы*.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ — зависимость физ. характеристик твёрдого тела от его размеров и форм, когда один из его геом. размеров, напр. толщина d пластины, порядка (или меньше) длины волны де Бройля (см. *Квантовые размерные эффекты*) либо длины свободного пробега l квазичастиц, реализующих энергетич. спектры твёрдого тела (электронов проводимости, фононов, магнонов и др.), или др. макроскопич. параметров, характеризующих движение квазичастиц (классической Р. э.). Ниже рассматриваются классические Р. э.

Р. э. проявляются в зависимости от d кинетич. коэф. (электропроводности, теплопроводности и др.), описывающих линейный отклик тела на внеш. возмущения (электрич. поле, градиент темп-ры и др.), приложенные в плоскости пластины либо вдоль осн. проводки для *нитевидного кристалла*. Эта зависимость обусловлена рассеянием квазичастиц границей образца. При столкновении с поверхностью импульсы падающей на поверхность квазичастицы (p) и отражённой от поверхности (p') могут быть строго скоррелированы (зеркальное отражение) от идеально гладкой бездефектной поверхности) либо частично скоррелированы (или коррелированы полностью отсутствует (диффузное отражение)). Если на поверхности адсорбированы примесные атомы либо поверхность слабо шероховата (дефекты), то столкновения квазичастиц с поверхностью описываются укл. распределением импульсов отраженных электронов

ρ' , яв. индикатрисой рассеяния $w(p, p')$. Она зависит от поверхности. Как правило, зависимость кинетич. коэф. от d характерна для диффузного отражения квазичастиц. Однако и при их зеркальном отражении идеально гладкой поверхностью, т.е. в отсутствие рассеяния, проявляются Р.э. (см. *Осцилляции Зонд-лямера, Статистический скин-эффект*).

Р.э. удобнее наблюдать в тонких плёнках и питевидных кристаллах при низких темп-рах, когда длина свободного пробега квазичастиц достаточно велика, $d \ll l$. Т.к. в выражении для кинетич. коэф. входят эфф. ширина w индикатрисы рассеяния, то Р.э. служат методом исследования поверхности твёрдого тела с помощью собств. квазичастиц. С др. стороны, существование доминирующ. параметра d расширяет возможности изучения квазичастиц, в частности электронов проводимости. Так, Р.э. позволяют определить все *эффективные массы* электронов, их скорость и кривизну в любой точке поверхности Ферми и т.п.

Размерные эффекты в электропроводности. Падение уд. электропроводности проводников с уменьшением d впервые объяснил Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) в 1906. Вероятность зеркального отражения свободных носителей заряда (для определенности электронов) от поверхности (параметр зеркальности) имеет вид

$$q = 1 - \int_{p'} w(p, p') dp'$$

При этом q существенно зависит от угла падения θ электрона на границу: $q = 1 - \cos^2\theta$ ($\theta \leq \pi/2$). С ростом θ отражение электронов приближается к зеркальному, при $\theta \rightarrow \pi/2$ $q \rightarrow 1$.

Зависимость $\sigma(d)$ в тонких пластинах и проволоках различна (рис. 1, 2). В проволоках имеет место соотношение

$$\sigma_d / \sigma_{\infty} \propto (d/l) \ln(l/d),$$

где σ_{∞} — уд. электропроводность массивного проводника. В пластинах

$$\sigma_d / \sigma_{\infty} \propto (d/l)^{1/2}.$$

Р.э. проявляются в температурной зависимости σ . В чистых проводниках (с шероховатой поверхностью), когда электроны в объёме рассеиваются на фононах (см. *Рассеяние носителей заряда*), σ падает с ростом T и существенно зависит от w . Чем меньше w , тем меньше различаются σ_d и σ_{∞} . При $d/l \ll T/\theta_d$ (θ_d — Дебая температура) в пластинах $\sigma_d \propto d^2 T^{-1/2}$, в проволоках $\sigma_d / \sigma_{\infty} \propto d T^{1/2} \ln(T/d)$.

В полуметаллах и многовалентных полупроводниках зависимость $\sigma(d)$ проявляется в достаточно толстых образцах, когда d сравнимо с длиной $l = v_{\text{фрел}} \tau$, где v — ср. скорость электронов, $\tau_{\text{фрел}}$ — время их медленной релаксации между долинами. Наблюдаемые для В1 два падающих участка в зависимости $\sigma(d)$ объясняются возникновением эл. тока, компенсирующего поперечные токи. Поле обусловлено искривлением энергетич. зон у границ образца.

Размерные эффекты в теплопроводности. В металлах перенос тепла осуществляется электронами и фононами, но электронная компонента — доминирующая. При $T > \theta_d$ и при достаточно низких темп-рах, когда электрон-фононное рассеяние мало по сравнению с электрон-примесным, вклад электронов в коэф. теплопроводности κ^0 определяется *Видемана — Франца законом*, т.е. повторяет зависимость $\sigma(d)$. При $T \lesssim \theta_d$, когда существенно электрон-фононное рассеяние, электронная теплопроводность в пластинах $\kappa^0 \propto (d/l)^{1/2}$. В проволоках $\kappa^0 \propto \sigma(d)$, но с ними, чем в законе Видемана — Франца, коэф. пропорциональности.

В диэлектриках перенос тепла осуществляется гл. обр. фононами. При низких темп-рах, когда все фононы имеют одинаковые скорости v (скорость звука, см. *Дебая теория*), коэф. фоновой теплопроводности

$$\kappa = c(T)sl(T),$$

где $c \propto T^3$ — теплоёмкость единицы объёма, $sl(T)$ является мерой плотности фононов (см. *Дебая закон теплоёмкости*), $l(T)$ — эфф. длина пробега фононов, $sl(T)$ зависит от характера межфононных взаимодействий. Наряду с т.н. нормальными «соударениями» фононов с сохранением суммарного квазиимпульса, не приводящими к сопротивлению потоку фононов (длина пробега l_N), происходят столкновения с потерей квазиимпульса — *переворота процессы* или *U-процессы* (длина пробега $l_U \propto \exp(\theta_d/T)$). В массивных бездефектных образцах эфф. длина пробега l определяется величиной l_U . С повышением темп-ры l_U (и, следовательно, κ) возрастает до тех пор, пока не становится равной размеру образца d . При дальнейшем охлаждении l не изменяется, а κ убывает как T^3 (максимум κ соответствует $l = d$).

При $T \ll \theta_d$ вероятность *N-процессов* значительно больше вероятности *U-процессов*, т.е. $l_N \ll l_U$. В ограниченном температурном диапазоне, определяемом условием $l_N \ll d \ll l_U$, сопротивление потоку фононов создаёт только их столкновения с границами, хотя *N-процессы* происходят чаще. Теплопроводность такой пластины (проволоки) определяется т.н. гидродинамич. потоком фононов, аналогичным Пуазейлевскому течению жидкости, при l -ком перемещении фонона представляет собой случайное блуждание (броуновское движение). Можно показать, что фонон в ср. между соударениями со стенками за счёт *N-процессов* проходит путь $l \propto d^2/l_N$. Т.о., в области $l_N \ll d \ll l_U$ $\kappa \propto d^3/l_N$. Рост l с повышением T происходит до тех пор, пока *U-процессы* не начинают конкурировать с рассеянием на границах. При дальнейшем нагревании κ резко падает. Переход к гидродинамич. режиму осуществляется прохождением через максимум $\kappa(T)$ (рис. 3).

Теплопроводность магнетиков (ферритов, антиферромагнетиков) обусловлена движением не только фононов и электронов, но и маг-

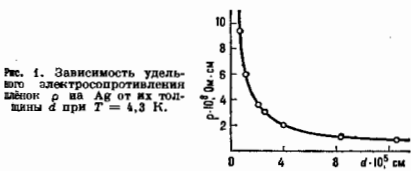


Рис. 1. Зависимость удельного электросопротивления ρ_d на Ag от их толщины d при $T = 4,3$ К.

Р.э. проявляются в температурной зависимости σ . В чистых проводниках (с шероховатой поверхностью), когда электроны в объёме рассеиваются на фононах (см. *Рассеяние носителей заряда*), σ падает с ростом T и существенно зависит от w . Чем меньше w , тем меньше различаются σ_d и σ_{∞} . При $d/l \ll T/\theta_d$ (θ_d — Дебая температура) в пластинах $\sigma_d \propto d^2 T^{-1/2}$, в проволоках $\sigma_d / \sigma_{\infty} \propto d T^{1/2} \ln(T/d)$.

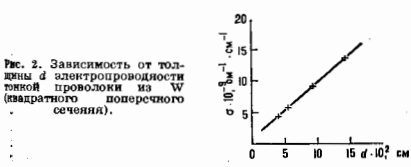


Рис. 2. Зависимость удельной электропроводности σ_d проволоки из W (квадратного поперечного сечения).

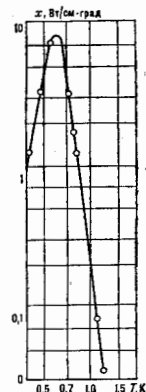


Рис. 3. Зависимость теплопроводности монокристаллов В1 от температуры.

новов. Энергия магновов зависит от магн. поля. Вклад магновов в теплопроводность можно оценить по зависимости $\kappa(H)$. В ней, как и в зависимости $\kappa(T)$, проявляется рассеяние магновов границей образца (см. *Сильные токи*).

Всплески электромагнитного поля в проводнике. Эл.-магн. волны в осн. отражаются поверхностью проводника, проникая в него на небольшую глубину скин-слоя δ (см. *Скин-эффект*). Электроны, движущиеся от поверхности, уносят информацию об эл.-магн. поле в скин-слое в глубь проводника на расстояние порядка длины свободного пробега l . В условиях аномального скин-эффекта ($\delta \ll l$) электроны, «улетающие» от поверхности на сравнительно далекие расстояния, усложняют зависимость эл.-магн. поля (ВЧ-поля) от расстояния x . Сильное магн. поле H (при k -ром радиус электронной орбиты $r \ll l$), параллельное поверхности образца, препятствует дрейфу электронов в глубь проводника, и ВЧ-поле при $\delta \ll r \ll l$ проникает в проводник по цепочке электронных орбит в виде узких всплесков (рис. 4).

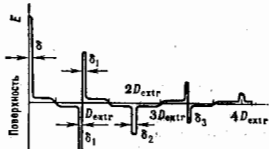


Рис. 4. Распределение ВЧ-поля E по глубине x металла с шероховатой поверхностью при аномальном скин-эффекте в магнитном поле, параллельном его поверхности.

Наиб. эффективно взаимодействуют с ВЧ-полем электроны на тех участках траектории, где они движутся вдоль волнового фронта, т. е. почти параллельно поверхности металла. Это достигается, когда компонента скорости v_x совпадает или близка к фазовой скорости волны v_ϕ (точка А, рис. 5). При этом эфф. электроны движутся синхронно с волной в скин-слое, а затем создают ВЧ-ток на расстоянии D , где вновь $v_x = v_\phi$ (точка В). Поскольку орбиты электронов с разными квазиимпульсами p различны, то энергия, приобретённая электронами в скин-слое, оказывается рассредоточенной по интервалу значений x от δ до макс. диаметра орбиты (рис. 5). Т. к. диаметр орбиты — функция проекции импульса электрона на направление магн. поля p_H , то в результате усреднения по всем электронам выделенными оказываются электроны с экстремальными значениями $D(p_H) = D_{extr}$. В результате на расстоянии $x = D_{extr}$, где разброс диаметров электронных орбит $\Delta D \leq \delta$, происходит фокусировка эфф. электронов. Это служит причиной возникновения всплеска электрич. ВЧ-поля E , k -рый служит исходным для след. всплеска на глубине $2D_{extr}$ и т. д. (рис. 4, 5). Т. о. возникает цепочка выделенных траекторий, по k -рой эл.-магн. поле проникает на большую глубину.

При т. н. многоканальном зеркальном отражении ВЧ-поля на скин-слое в глубь образца.

Рис. 5. Перенос электронами ВЧ-поля на скин-слое в глубь образца.

вдоль поверхности, не покидая скин-слоя, то уходит на скин-слоя в глубь образца (рис. 6), возникает доплит. всплески ВЧ-поля, отсутствующие в пластинах с шероховатыми поверхностями. Дальнейший

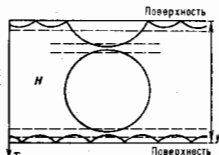


Рис. 6. Всплески ВЧ-поля при двухканальном отражении от границы.

перенос ВЧ-поля из этого всплеска в глубь металла осуществляют электроны с D_{extr} .

Т. к. $D_{extr} \propto H^{-1}$, то, изменяя поле H , можно перемещать расположение всплесков ВЧ-поля. Прозрачность тонкой пластины резко возрастает при тех значениях H , при k -рых всплеск приближается к противоположной поверхности образца. В результате прозрачности и поверхностный импеданс пластины осциллирует с изменением H (*Гантцбургера эффект*).

Ширины последуют. всплесков ($\delta_1, \delta_2, \delta_3, \dots$) и их форма зависят от l и состояния поверхности образца. Чем больше l , тем уже всплески ВЧ-поля. В пластинах с шероховатыми поверхностями по ширине всплеска можно определить длину свободного пробега электронов, формирующих всплеск. В пластинах с гладкими границами всплеск при подходе к противоположной трансформируется электронами, зеркально отражаемыми на ней. Отражённые электроны создают вблизи поверхности большой ток, ослабляющий ВЧ-поле во всплеске (рис. 6). Уменьшенный всплеск выходит на противоположную поверхность образца.

Всплеск поля формирует небольшая доля электронов (у k -рых разброс диаметров орбит $\Delta D \leq \delta$), и, как правило, поле во всплеске невелико, оно меньше поля на поверхности пластины $E(0)$: $E(D_{extr}) < E(0)$. Однако в условиях *циклотронного резонанса* возможна ситуация, когда один и те же электроны формируют и поверхностный импеданс, и всплеск ВЧ-поля. Тогда $E(D_{extr}) \approx E(0)$.

Если период волны $2\pi/\omega$ сравним или меньше времени свободного пробега электрона $\tau = l/v$, т. е. $\omega\tau \gg 1$, то возможен случай, когда за время полёта электрона сквозь скин-слоя фаза ВЧ-поля многократно меняет знак. Если при этом электроны ни разу не сталкиваются с рассеивателями, то в слабом магн. поле ($r > d$) они создают слаботухающее поле, образуя осцилляции ВЧ-поля во времени в пространственные осцилляции. Это приводит к осцилл. зависимости прозрачности R тонких металлических пластин от $H^{-1/2}$ (рис. 7).

Размерный *циклотронный резонанс*. В магн. поле H , параллельном границам пластины, при $D_{extr} < d$ *циклотронный резонанс* имеет такой же характер, как и в массивных образцах, т. е. наблюдается резонансное уменьшение активной R и реактивной X составляющих поверхностного импеданса Z пластины. Если же траектория резонирующих электронов не помещается в сечении образца, т. е. $D_{extr} > d$, то происходит

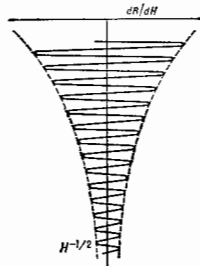


Рис. 7.

«отсекание» частот, соответствующих полю $H_{от}$, а вместо них появляется новая резонансная частота, кратная циклотронной частоте электрона Ω (рис. 8): $\omega = n\Omega = \frac{neH}{mc}$ (n — целое число, m — эффективная масса

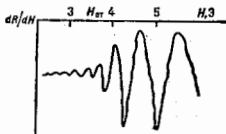


Рис. 8. Спектр циклотронного резонанса в тонком монокристалле Ni ; при $H < H_{от}$ наблюдается резонанс на неэкстремальных орбитах.

электрона). Этой частоте соответствует диаметр орбиты электрона $D = d$. Диаметр орбиты D связан с диаметром соответствующего сечения поверхности Ферми D_p соотношением $D = cD_p/eH$. Поэтому новая частота определяется условием $d = cD_p/eH$ или $Hd = cD_p/e$. Изменяя зависимость поверхностного иппеданса Z от H при разл. d , но при $Hd = \text{const}$, можно построить семейство кривых $Z(d)$, когда D_p фиксировано. Соответствующие резонансные пики Z позволяют определить m . Изменяя Hd , можно определить эфф. массы электронов на всей поверхности Ферми.

В пластине с достаточно гладкими гранями циклотронный резонанс возможен в слабых магн. полях, удовлетворяющих условию $l \ll r \ll D/d$. При этом электроны периодически возвращаются в скин-слой за счёт зеркальных отражений от противоположной грани, а роль магн. поля сводится лишь к искривлению траекторий резонансных электронов. Условие резонанса имеет вид $\omega = 2\pi lT^{-1}$, где T — период движения зеркально отражённых электронов.

Размерный циклотронный резонанс наблюдается и при $D_{extr} < d$. Он обусловлен электронами, взаимодействующими с ВЧ-полем во всплеске. Роль толщины d в этом случае играет величина $d = D_{extr} \cdot N$, где N — число всплесков в пластине. Резонанс наступает, когда ω кратна частоте обращения электронов с диаметром орбиты $d = D_{extr} \cdot N$. Обратное влияние всплесков на поле в скин-слое приводит к резонансной дробке к иппедансу, зависящей от параметров зеркальности обеих граней.

Размерный эффект при отражении Андреева. При отражении электронов проводимости межфазной границы нормальный металл N (или полупроводник) — сверхпроводник S изменяется знак их скорости: $v \rightarrow -v$ (см. *Отражение андреевское*). Если слой нормального металла толщиной d помещён на сверхпроводящую подложку, то в магн. поле отсекание частот циклотронного резонанса наступает, когда радиус орбиты резонансных электронов $r > d$.

При $r < d < 2r$ траектория электрона после отражения Андреева дополняет его траекторию до полной орбиты в массивном образце (рис. 9). Т. о., отражение не меняет период движения и, следовательно, резонансную частоту. При $r > d$ эти частоты отсечены из-за отражения электронов границей металл — вакуум. Вместо них появляются частоты, кратные частоте обращения электронов, диаметр орбиты к-рых равен $2d$.

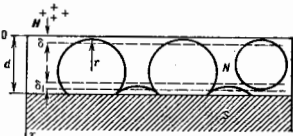


Рис. 9. Траектории носителей заряда в магнитном поле, параллельном слою нормального металла, испытывающих отражение Андреева от сверхпроводящей подложки.

Отражённые $N-S$ -границей электроны создают всплеск ВЧ-поля на нек-ром расстоянии от межфазной границы. Когда всплеск с уменьшением H приближается к скин-слою, происходит резкое изменение поверхностного иппеданса пластины.

Размерные магнитоакустич. явления также более информативны, чем их аналоги в массивных образцах, т. н. *геометрические осцилляции*, *интегральные квантовые осцилляции*, магнитоакустич. резонансы (см. *Акусто-электронное взаимодействие*).

Лит.: Андреев А. Ф., Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников, ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1823; Козиник Ю. Ф., Физика металлических пленок, М., 1978; Гоффелд В. М., Кириченко О. В., Песчанский В. Г., О затухании ультразвука в тонких слоях металла в магнитном поле, ЖЭТФ, 1960, т. 79, с. 538; Рашбаляк У. Г., Kinetic Size Effects in Metals in a Magnetic Field, Sov. Sci. Rev. A, Phys., 1992, v. 16, p. 1-112; Коган Е. М., Устинов В. В., Электропроводность тонких металлических пленок при мультимодовом векторно-фононовом рассеянии, «Физ. металлов и металловедение», 1982, т. 54, с. 258; Электроны проводимости, под ред. М. И. Каганова, В. С. Зельманова, М., 1985. В. Г. Песчанский.

РАЗМЕЩЕНИЕ (перемещение) в фазовом пространстве — свойство потока траекторий консервативной динамической системы, достаточное для перехода этой системы в процессе её временной эволюции к стохастич. поведению.

Поток траекторий динамической системы не уходит на бесконечность, и движение происходит в нек-рой ограниченной области D объёмом V_D фазового пространства, тогда формально P выражается существованием предела

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \mu(A_t | B) = \mu(A)(B), \quad (1)$$

где A, B — две произвольные (как правило, малые) области, принадлежащие D , $\mu(A), \mu(B)$ — их меры (в простейшем случае — относ. объёмы этих областей). Обычно область B предполагается фиксированной, а область A эволюционирует во времени в соответствии с Гамильтоном уравнениями, A_t — значение A в момент времени t , область $A_t | B$ является пересечением областей A_t и B . Для консервативных систем $\mu(A_t) = \mu(A)$ (т. н. *инвариантность меры*, см. также *Луэвля-ля теорема*). P означает, что независимо от размеров,

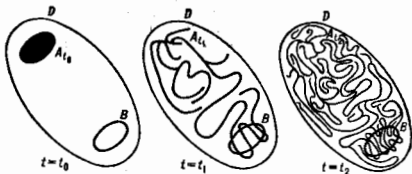


Рис. 1. Эволюция области A и случае размешивания.

формы и взаимного расположения областей A и B во времени достаточно длительного времени элемент области A могут быть обнаружены в любой сколь угодно малой окрестности произвольной точки области D (рис. 1).

Термин « P » введён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs, 1902) по аналогии между движением системы взаимодействующих частиц в фазовом пространстве и перемешиванием жидкости («растворителя» и «красителя»). При этом жидкости рассматриваются как непрерывные среды, неразрывные и несжимаемые; реальные молекулярная структура и диффузия не учитываются. Если в нач. момент жидкости не были перемешаны, то при любом возмущении (встряхивание, вальтование и др.) такая система с течением времени станет практически однородно перемешанной (рис. 2).

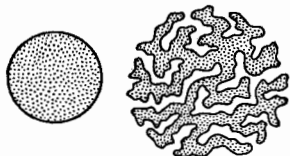


Рис. 2. Расплывание капли при размешивании.

Доказано, что из Р. следует эргодичность системы (см. *Эргодическая гипотеза*), однако обратное утверждение неверно. Эргодичность обеспечивает допустимость использования статистических средних лишь в смысле среднего по времени, тогда как при Р. это справедливо и асимптотически. Эргодичность (без Р.) соответствует регулярноому квазипериодическому заполнению фазового пространства траекториями, Р. — хаотическому (рис. 3).

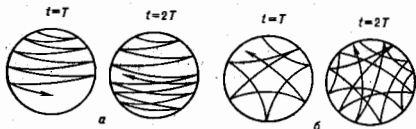


Рис. 3. Различие между эргодическим движением без размешивания (а) и движением с размешиванием (б).

Выполнение условия (1) строго доказано лишь для неких динамич. систем с малым числом степеней свободы. Предполагается, что Р. характерно для мн. систем и отражает общее свойство неустойчивости (разбегания) фазовых траекторий по отношению к малым возмущениям нач. условий. Р. обуславливает непредсказуемость и необратимость поведения динамич. системы (*хаос динамический*). Р. соответствует предельно о характере движений в сложной динамич. системе, требующем перехода к статистич. описанию, но не даёт строгого обоснования применимости методов статистич. механики.

Важнейшим следствием существования Р. является распределение временных корреляций, т. е. выполнение условия

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \langle f(A_t), g(A) \rangle - \langle f \rangle \langle g \rangle = 0, \quad (2)$$

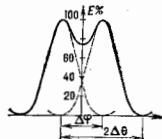
где $\langle f(A_t), g(A) \rangle$ — корреляц. ф-ция динамич. переменных f и g , $\langle f \rangle$ и $\langle g \rangle$ — их статистические средние. Свойство (2) означает, что система, обладающая Р., со временем «забывает» о своих нач. условиях и корреляциях.

Лит.: Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1962, гл. 12; Кривлов И. С., Работы по обоснованию статистической физики, М.—Л., 1960; Вилерс С. К. Р., Равновесия и неравновесия статистическая механика, пер. с англ., т. 2, приложение: Эргодическая проблема, М., 1978; Заславицкий Г. М., Стохастичность динамических систем, М., 1984, гл. 1; Лоскутов А. Ю., Митчелл Д. А. С., Введение в синергетику, М., 1990. Д. Н. Суборов. **РАЗНОСТНЫЙ ТОН — комбинационный тон** с частотой $\omega_1 - \omega_2$, возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на неё двух звуковых колебаний с частотами ω_1 и ω_2 . Особое значение Р. т. заключается в том, что он может оказаться в слышимом диапазоне частот, даже если ω_1 и ω_2 — неслышимые частоты, а это позволяет регистрировать сигналы с частотами ω_1 и ω_2 . **РАЗНОСТЬ ХОДА** лучей (в оптике) — разность оптических длин путей двух световых лучей, имеющих

общие начальную и конечную точки. Понятие Р. т. играет осн. роль в описании *интерференции света* и *дифракции света*. Расчёты распределения световой энергии в оптич. системах основаны на вычислении Р. т. проходящих через них лучей (или пучков лучей). Понятием Р. т. пользуются при описании волновых явлений раал. природы.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ (разрешающая сила) оптических приборов — величина, характеризующая способность этих приборов давать раздельное изображение двух близких друг к другу точек объекта. Наименьшее линейное (или угловое) расстояние между двумя точками, начиная с к-рого их изображения сливаются и перестают быть различимыми, наз. линейным (или угловым) пределом разрешения и т. д. Обратная ему величина служит количественной мерой Р. с. оптич. приборов. Идеальное изображение точки как элемента предмета может быть получено от волновой сферич. поверхности. Реальные оптич. системы имеют входные и выходные зрачки (см. *Диафрагма*) конечных размеров, ограничивающие волновую поверхность. Благодаря *дифракции света*, даже в отсутствие *аббераций оптических систем* и ошибок изготовления, оптич. система изображает точку в монохроматич. свете в виде светлого пятна, окруженного попеременно тёмными и светлыми кольцами. Пользуясь теорией дифракции, можно вычислить наим. расстояние, разрешаемое оптич. системой, если известно, при каких распределениях освещённости приёмник (глаз, фотослой) воспринимает изображение раздельно. В соответствии с условием, введённым Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh, 1879), изображения двух точек можно видеть раздельно, если центр дифракц. пятна каждого из них пересекается с краем первого тёмного кольца другого (рис.).

Распределение освещённости E в изображении двух точечных источников света, расположенных так, что угловое расстояние между максимумами освещённости $\Delta\theta$ равно угловому радиусу центрального дифракционного пятна $\Delta\theta$ ($\Delta\theta = \Delta\theta$ — условие Рэлея).



Если точки предмета самосветящиеся и излучают некогерентные лучи, выполнение критерия Рэлея соответствует тому, что наим. освещённость между изображениями разрешаемых точек составит 74% от освещённости в центре пятна, а угл. расстояние между центрами дифракц. пятен (максимумами освещённости) определится выражением $\Delta\theta = 1,22\lambda/D$, где λ — длина волны света, D — диаметр входного зрачка оптич. системы. Если оптич. система имеет фокусное расстояние f , то линейная величина предела разрешения $\delta = 1,22\lambda f/D$. Предел разрешения телескопов и зрительных труб выражают в угл. секундах и определяют по ф-ле $\delta = 140/D$ (при $\lambda = 560$ нм и D в мм) (о Р. с. микроскопов см. в ст. *Микроскоп*). Приведённые ф-лы справедливы для точек, падающих на оси идеальных оптич. приборов. Наличие аббераций и ошибок изготовления снижает Р. с. реальных оптич. систем. Р. с. реальной оптич. системы падает также при переходе от центра поля зрения к его краям. Р. с. оптич. прибора $R_{оп}$, включающего комбинацию оптич. системы и приёмника (фотослой, катод *электронно-оптического преобразователя* и др.), связана с Р. с. оптич. системы $R_{ос}$ и приёмника $R_{п}$ приближённой ф-лой

$$R_{оп}^{-1} = R_{ос}^{-1} + R_{п}^{-1},$$

из к-рой следует, что целесообразно применение лишь таких сочетаний, когда $R_{ос}$ и $R_{п}$ одного порядка. Р. с. прибора может быть оценена по его *аппаратной функ-*

чем: чем шире аппаратная ф-ция, тем хуже разрешение δ (меньше H).

Для определения Р. с. оптич. приборов существуют *миры* — прозрачные или непрозрачные пластинки с нанесенными на них стандартным рисунком.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 3 изд., ч. 1—2 М.—Л., 1948—52; Лаврентьев Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

РАЗРЕШЕННЫЕ ЛИНИИ — спектральные линии, возникающие при излучательных квантовых переходах, для к-рых выполняется *отбора правила* для электр. дипольных переходов (в отличие от *запрещенных* линий).

РАЗРЫВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, при к-рых наряду со сравнительно медленными изменениями величины, характеризующих состояние колебат. системы, в нек-рые моменты происходит столь быстрые изменения этих величин, что их можно рассматривать как скачки, а весь колебат. процесс в целом — как последовательность медленных изменений состояния системы, начинающихся и кончающихся мгновенным его изменением (скачками или разрывами). *Релаксационные колебания* часто рассматриваются как Р. к.

РАЗРЫВЫ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ — тонкие переходные области, в к-рых происходит резкое изменение (скачок) магнитогидродинамич. (МГД-) параметров (давления, энтропии, плотности, скорости течения, магн. поля) или их производных. Р. м. возникают при столкновении двух потоков, обтекания тел (напр., обтекания планет солнечным ветром), разрывах (вспышках новых и сверхновых звезд), при сжатии газа поршнем, внезапном включении ал.-магн. поля, изменении (исчезновении) начальных или граничных условий и т. д. Р. м. распространяются в идеальном газе (жидкости, плазме) с высокой (строго говоря, бесконечной) скоростью, проводимостью в присутствии магн. поля. Если пренебречь эффектами неидеальности вещества (вязкостью, теплопроводностью, джоулевым нагревом), то толщина переходной области равна нулю, т. е. Р. м. сосредоточены на поверхности.

Различают слабые и сильные Р. м. Слабые м. наз. разрывы, на поверхности к-рого имеет место скачок к-л. производных МГД-параметров как ф-ий координат при непрерывности самих параметров. Поверхности, на к-рых возможен скачок Р. м., являются характерист. поверхностями ур-ний идеальной *магнитной гидродинамики*. Существует 7 типов слабых Р. м.: зонтичный, 2 альвовеских, 2 быстрых и 2 медленных магнитозвуковых. Слабые Р. м. движутся относительно среды со скоростью соответствующих линейных волн.

Р. м. наз. сильными, если на его поверхности имеет место скачок одного или всех МГД-параметров. Сильный Р. м. может образоваться при пересечении слабых разрывов одного типа. Граничные условия на поверхности сильного Р. м., связывающие значения МГД-параметров по разные стороны разрыва, получаются из законов сохранения массы, импульса и энергии и ур-ний Максвелла в интегральной форме. В системе отсчета, где сильный Р. м. покоится, они в изотропном случае ($p_1 = p_2$) имеют вид:

$$\{H_n\}=0, \{v_n\}=0, H_n(v_n) = (H \cdot v_n),$$

$$\left\{p + \rho v_n^2 + \frac{H^2}{8\pi}\right\}=0, \left\{\rho v_n v_n - \frac{H_n}{4\pi} H_n\right\}=0, \quad (1)$$

$$\left\{\rho v_n \left(\mathcal{E} + \frac{1}{2} v^2\right) + p v_n + \frac{H^2}{4\pi} v_n - \frac{H_n}{4\pi} H \cdot v_n\right\}=0.$$

Здесь p , ρ и \mathcal{E} — соответственно давление, плотность и уд. внутр. энергия вещества; v_n , v и H_n , H — нормальная и тангенциальная (относительно поверхности разрыва) компоненты соответственно скорости вещества и напряженности магн. поля; скобка $\{f\}$ обозначает

скачок параметра f при переходе через поверхность разрыва, т. е. разность $(f_2 - f_1)$ значений этого параметра за фронтом разрыва f_2 и перед ним f_1 .

Различают 4 типа сильных Р. м.: тангенциальный, контактный, альвовеский и ударные волны. Для тангенциального Р. м. разрыва поток вещества через поверхность разрыва отсутствует ($v_n = 0$), а магн. поле параллельно поверхности разрыва ($H_n = 0$). На тангенциальном Р. м. плотность ρ и тангенциальная скорость v_t имеют скачки произвольной величины, а скачки давления p и магн. поля H связаны соотношением:

$$\left\{p + \frac{H^2}{8\pi}\right\}=0. \quad (2)$$

В анизотропном случае, когда $p_t \neq p_l$, скачок произвольной величины может иметь продольное давление p_l , а скачки поперечного давления p_t в магн. поля H_t связаны соотношением (2).

Тангенциальный разрывом является поверхность раздела двух жидкостей с разл. термодинамич. параметрами, движущимися относительно друг друга с нек-рой скоростью, параллельной границе раздела. Примером тангенциального Р. м. служит магнитолауза как граница раздела между магнитосферой и солнечным ветром. На тангенциальном разрыве обычно развивается неустойчивость Кельвина — Гельмгольца с *инкрементом*

$$\gamma = \frac{k}{2} \left[(v_1 - v_2)^2 - \frac{H^2}{4\pi} \right]^{1/2}.$$

Она может быть застabilизирована достаточно сильным магн. полем $H^2 > 4\pi(v_1 - v_2)^2$.

Контактный разрыв в покое находится относительно среды ($v_n = 0$), однако магн. поле имеет нормальную компоненту ($H_n \neq 0$). На поверхности контактного Р. м. непрерывны давление p , магн. поле H , скорость v_t , а плотность ρ и др. термодинамич. параметры могут испытывать произвольные скачки. В анизотропном случае, $p_t \neq p_l$, давление и тангенциальная компонента магн. поля могут иметь на контактом разрыве скачки, удовлетворяющие соотношениям:

$$\left\{H_n + \frac{4\pi(p_l - p_t)}{H^2} H_n\right\}=0,$$

$$\left\{p_l + \frac{H^2}{8\pi} + \frac{H^2(p_l - p_t)}{H^2}\right\}=0.$$

На альвовеском (вращательном) разрыве плотность среды не меняется, $(\rho) = 0$, однако имеется поток вещества через поверхность разрыва ($v_n \neq 0$). Альвовеский Р. м. движется относительно этой поверхности вперед и назад ней со скоростью альвовеской волны $v_a = H/\sqrt{4\pi\rho}$. На альвовеском разрыве полная напряженность магн. поля $H = (H_n^2 + H_t^2)^{1/2}$ непрерывна, однако сам вектор H поворачивается вокруг нормали к поверхности разрыва на нек-рый угол. Термодинамич. параметры при переходе через альвовеский разрыв непрерывны, $(s) = 0$, $(p) = 0$, а скачки тангенциальных компонент скорости и магн. поля связаны ф-лой:

$$v_n = -\frac{(H_t)}{\sqrt{4\pi\rho}} \frac{\operatorname{sgn} H_n}{\operatorname{sgn} v_n}.$$

В случае анизотропного давления $p_t \neq p_l$ на альвовеском (вращательном) разрыве плотность и внутр. энергия, а также магн. поле могут тоже испытывать скачки, к-рые связаны соотношениями:

$$\left\{\mathcal{E}\right\} = -\left\{\frac{H^2}{8\pi\rho} + \frac{p_l - p_t}{2\rho}\right\}, \left\{p + \frac{4\pi\rho}{H^2} (p_l - p_t)\right\}=0.$$

Разрывы, движущиеся относительно среды ($v_{\text{др}} \neq 0$), на k -рых плотность среды испытывает скачок, наз. *ударными волнами*. На ударных волнах возрастает энтропия, $s_2 - s_1 = \{s\} > 0$, а также практически для всех видов веществ растут давление и плотность:

$$\{p\} > 0, \{\rho\} > 0.$$

Ударные волны плоско поляризованы, т. е. векторы H_1 , H_2 и нормаль к поверхности разрыва лежат в одной плоскости. Скорость ударной волны относительно вещества перед ней зависит от её амплитуды, т. е. от величины скачка k -л. МГД-параметра, напр. $\{p\}$. При стремлении амплитуды ударной волны к нулю её скорость стремится к скорости линейных *магнитозвуковых волн*, быстрой v_f или медленной v_m . Зависимость между значениями термодинамич. параметров перед волной и позади неё науд. ударной адиабатой или адиабатой Гюгонио. Различают параллельные, перпендикулярные и косые ударные волны.

Эволюционность и устойчивость разрывов магнитогидродинамических. Р. м., устойчивые относительно распада на неск. разрывов или нестационарных течений, наз. *эволюционными*. Любое бесконечно малое возмущение эволюц. разрыва приводит (по крайней мере на достаточно малых промежуточных временах) к малым изменениям МГД-параметров разрыва. Возмущения эволюц. разрыва могут возрастать во времени по экспоненци. закону (как взрыв с положит. инкрементом γ), что свидетельствует о неустойчивости такого разрыва, однако в течение времени $t \leq 1/\gamma$ возмущение останется малым. Введение понятия эволюционности Р. м. связано с возможностью построения нестационарных решений с заданными нач. условиями. Если линеаризованная задача о взаимодействии малых возмущений с разрывом не имеет решения либо имеет не единств. решение, что указывает на неправомерность исходного предположения о малости амплитуд возмущений в течение малого, но конечного времени, то разрыв наз. *неэволюционным*. Незволуч. разрыв в течение короткого времени (в модели идеальной магн. гидродинамики — мгновенно) распадается на неск. устойчивых разрывов или может перейти в нестационарное течение. Альбеновские, тангенциальные и контактные Р. м. относятся к классу эволюционных. Для ударных волн условие эволюционности накладывает ограничения на скорость разрыва относительно среды. В частности, скорость быстрой ударной волны относительно среды перед ней должна быть больше скорости быстрой магнитозвуковой волны в среде v_{f1} , а скорость относительно среды за ней — меньше скорости быстрой магнитозвуковой волны v_{f2} .

При падении волн на сильный разрыв коэф. отражения может превышать единицу, т. е. волна усиливается в процессе отражения.

Структура разрывов. При учёте неидеальности вещества (вязкости, теплопроводности, джоулева нагрева) поверхность сильного разрыва размывается в узкий переходный слой, в k -ром МГД-параметры изменяются быстро, но непрерывно. Характер изменения параметров среды в переходной области наз. *структурой разрыва*. Толщина переходной области для слабой ударной волны часто превышает длину свободного пробега частиц. Это позволяет использовать ур-ния магн. гидродинамики с учётом малых диссипативных факторов для исследования структуры разрыва, k -рая часто описывается монотонной ϕ -цией. В разреженной плазме шарные кулоновские столкновения могут быть весьма редкими и структура разрыва будет определяться коллективными процессами, а толщина переходной зоны может быть существенно меньше длины свободного пробега (напр., *бестокмоинительные ударные волны*).

Лит.: Кудряковский А. Г., Дюбинов Г. А., *Магнитная гидродинамика*, М., 1962; *Plasma Electrodynamics*, т. 2, Окл., 1975; Баранов Б. Б., Краснобаев И. В., *Гидродинамическая теория космической физики*, М., 1977; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., *Физика плазмы для физи-*

ков, М., 1979; Половин Р. В., Демидович В. П., *Основа магнитной гидродинамики*, М., 1987.

РАЗРЫДНАЯ ПЛАЗМА — то же, что *низкотемпературная плазма*.

РАЗРЫДНИКИ — газоразрядные приборы для замыкания и размыкания электрич. цепи; содержат два или более электродов. Электрич. разряд, замыкающий или размыкающий электрич. цепь, в и-рую включён Р., зажигается или гасится при изменении напряжения U , приложенного к электродам. Напряжение зажигания (или пробоя $U_{\text{пр}}$) определяется кривой Пауэна — зависимостью $U_{\text{пр}}$ от произведения давления p на расстояние между электродами d (см. *Пауэна закон*). В зависимости от сочетания этих величин, а также параметров электрич. цепи в Р. могут иметь место разл. формы разряда: коронный, тлеющий, искровой, дуговой и др. или их смешанные формы (см. *Электрические разряды в газах*). Многообразие форм разряда и их параметров определяет применение Р. в электротехнике, радиотехнике, радиоэлектронике, автоматике — для защиты электрич. цепей и приборов от перенапряжений (и k -ровые Р.), для коммутации цепей в импульсной миллиамперсекундной радиотехнике, для передачи энергии в наугарку от ёмкости накопителей энергии (газо-и-ые Р.), Р. используются для измерения высокого напряжения (измерительные Р.), для индикации вакуума (по характеру свечения определяют степень разрежения). В аксеприм. физике управляемые Р. служат для включения импульсных устройств с точностью по времени до десятков нс (напр., в искровой камере, ячейке Керра и т. д.).

Лит.: Калашников А. М., Слудский В. З., *Электронные приборы и импульсная техника*, М., 1962.

РАЗАРЫДНЫЕ ТРУБКИ (трубки Коверси, гомоскопические трубки) — управляемые газоразрядные координатные детекторы ионизирующих частиц. Представляют собой совокупность тонкостенных стеклянных или пластмассовых трубок (изредка полых стеклянных шариков) диам. 3—20 мм и длиной ≥ 1 м (иногда профилированных полипропиленовых пластин с каналами прямоуг. сечения), наполненных инертным газом (обычно Ne, смесь Ne с He или Ne с добавкой $\sim 0.2\%$ Ar) под давлением 0.5—3 атм и помещённых между плоскими электродами. Когда через Р. проходит ионизирующая частица, то по сигналу управляющих детекторов на электроды подается высокочастотный импульс (длительностью 2—4 мкс и запаздыванием ≤ 1 мкс), создающий в межэлектродном пространстве электрич. поле напряженностью до 8 кВ/см.атм. При этом электроны, освобождающиеся в результате ионизации газа Р. т. ионизирующей частицей, и фотоэлектроны, выбитые из стенок Р. т. излучением возбуждённых той же частицей атомов газа, ускоряются электрич. полем и иницируют внутри Р. т. импульсный разряд, k -рый захватывает весь её объём. Этот разряд фотографируют через прозрачный торец трубки или регистрируют в виде электрич. сигнала, используя фотосопротивление, фотодиод, а также с помощью введённого внутрь Р. т. электрода (или внеш. электрода, чувствительного к эл.-магн. полю, создаваемому разрядом).

Поскольку разряд распространяется по всей длине Р. т., она является одномомерным детектором. Для пространственной локализации траекторий частиц используют многоточечные системы уложенных крест-накрест Р. т. (разрядные камеры) площадью до нескольких дес. м², содержащие десятки и сотни тысяч Р. т. Подобные камеры, просеянные блоками плотного вещества, представляют собой разновидность ионизационного calorimetра, где энергия частицы измеряется по общему числу зажигания Р. т.

Ост. характеристики Р. т. как детектора частиц — эффективность регистрации, пространственное (координатное) разрешение, время чувствительности и «мёртвое» время, долговечность. Эффективность Р. т. зависит от её диаметра, состава и давления газа, ионизирующей

способности частицы, параметр высоковольтного импульса и обычно составляет 60—100%. При этом вероятность лонной вспышки не превышает 1%. Координатное разрешение Р. т. определяется её радиусом, однако если частица пересекает большое число Р. т., точность восстановления траектории оказывается значительно выше. Время чувствительности, определяемое как время задержки импульса высокого напряжения, при к-ром эффективность Р. т. падает вдвое, составляет 30—40 мкс, но может быть сокращено до ~1 мкс введением в газ электрострикт. добавок (O_2 , SF_6 и т. п.) — в кол-ве менее 0,4% или применением переменного опчиющего элтрич. поля напряжённостью до 10 В/см. «Мёртвое» время Р. т. зависит от скорости процессов деионизации и деаэробации газа после разряда и обычно составляет 0,1—1 с, но может быть снижено до 10 мс теми же методами, что и время чувствительности. Для предотвращения экранирования внеш. элтрич. поля полем статич. аэрда, осеянного на внутр. стенках Р. т., материал стенок должен иметь не слишком большое объёмное сопротивление (ниже 10^{12} Ом.см.). Стеклянная Р. т. выдерживает более 1,6 млн. вспышек без изменения характеристик.

Деионизация, простота эксплуатации, долговрем. стабильность Р. т. обусловили их широкое применение в наземных и подземных исследованиях космических лучей, при поисках распада протона, в нейтринных экспериментах на ускорителях, где необходимы детекторы большой площади, а потоки частиц сравнительно невелики. Однако Р. т. вытесняются *статическими трубками* (дрейфовыми), обладающими лучшими временными и координатными параметрами. Зависимость эффективности Р. т. от ионизир. способности частиц использовалась при поисках свободных кварков — частиц с зарядом $1/3$ заряда электрона в составе космич. лучей.

Лит.: Некрасов камера, М., 1967; Солнцев М. В. Г. о с. G. Flash-tube hodoscope chambers, «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1973, т. 23, с. 75. Г. И. Мерлов.

РАЗРЫДЫ В ГАЗАХ — то же, что *электрические разряды в газах*.

РАЗУПРОЧНЕНИЕ — процесс понижения прочности и повышения пластичности материалов, предварительного упрочнённых в результате наклёта, термич. обработки (для сталей — закалка с низкотемпературным отпуском, а для сплавов с ограниченной растворимостью, зависящей от темп-ры, — дисперсионное твердение) или облучения частицами с высокой энергией (нейтронами, α -лучами, электронами). Упрочнённое состояние (см. Упрочнение) связано с наличием структурных несовершенств разл. рода и масштаба и является метастабильным. Поэтому при нагреве или в случае относительно легкотоплавких металлов и сплавов, при длительном выдерживании при комнатной температуре происходит Р. т., к-рое является средством огрубления микро- и субмикроструктуры упрочнённого материала (видоизменения дислокат. структуры). Р. при нагреве после наклёта происходит уже при отжыке, когда имеют место частичная аннигиляция точечных дефектов и дислокаций, а также их перераспределение, и полностью завершается после *рекристаллизации*, приводящей к образованию новых зёрен, плотности дислокаций в к-рых значительно

ниже, чем в деформированных. Степень Р. зависит от темп-ры и времени отжига (рис. 1).

Леггирующие элементы повышают темп-ру Р. Напр., предел текучести железа при нагреве после деформации прокаткой до 80% начинает снижаться уже при 200 °С, а введение в него 0,8% нобия повышает темп-ру начала Р. до 600 °С.

Р. при нагреве после дисперсионного твердения (рис. 2) связано с нарушением сопряжения (когерентности) между кристалл. решётками частиц выделяющейся фазы и основного *твердого раствора*, коагуляцией указанных частиц (увеличением ср. расстояния

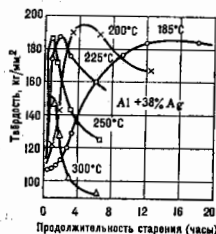


Рис. 2. Изменение твердости сплава Al + 38% Ag при нагреве после закалики.

между ними), обеднением твердого раствора легирующими элементами и отжыком или рекристаллизацией твердого раствора. При достаточном высокому нагреве Р. может быть обусловлено обратным растворением выделившихся частиц в твердом растворе. Упр. роста каждого из перечисленных процессов в Р. зависит от состава сплава и режима термич. обработки. Р. при нагреве облучённых материалов обусловлено перераспределением точечных дефектов, их частичной аннигиляцией, изменением взаимодействия с дислокациями, а также с перераспределением дислокаций, закреплённых точечными дефектами и образовавшихся в результате скопления точечных дефектов. Р. может иметь место также непосредственно в процессе пластич. деформации в тех случаях, когда происходит поперечное скольжение и перераспределение дислокаций.

Лит.: Горелик С. С. Рекристаллизация металлов и сплавов, 2 изд., М., 1978; Рекристаллизация металлических материалов, Сб., под ред. Ф. Хекстера, пер. с англ., М., 1982. В. М. Розенберг.

РАКА КОЭФФИЦИЕНТЫ — в квантовой механике характеризуют сложение трёх (и более) угл. моментов, а также *изотопических спинов* и др. аналогичных величин, связанных с группой трёхмерных вращений (см. *Квантовое сложение моментов*). Введены Дж. Рака (G. Racah, 1942) при развитии теории спектров сложных атомов. Широко применяются в раал. приложённых квантовой механики, а также в задачах теории представлений групп $SU(2)$ и $SO(3)$.

В результате сложения трёх моментов j_1, j_2 и j_3 полный момент j можно получить неск. способами (разл. схемы связи):

$$j_1 + j_2 = j_{12}, \quad j_{12} + j_3 = j; \quad (1a)$$

$$j_2 + j_3 = j_{23}, \quad j_1 + j_{23} = j; \quad (1b)$$

$$j_1 + j_3 = j_{13}, \quad j_{13} + j_2 = j. \quad (1в)$$

Вектор состояния, соответствующий схеме связи (1a), обычно обозначают как $|j_1 j_2 (j_{12}) j m\rangle$. Он является собств. вектором для операторов j^2, j_z, j_1^2, j_2^2 и j_3^2 , причём собств. значения двух последних операторов равны $j(j+1)$ и $m, -j \leq m \leq j$. Приведём его явное выражение через собств. векторы $|j_i m_i\rangle$ трёх складываемых моментов:

$$|j_1 j_2 (j_{12}) j m\rangle = \sum_{m_1 m_2 m_3} C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{j_{12} m_{12}} C_{j_{12} m_{12} j_3 m_3}^{j m} \times \\ \times |j_1 m_1 j_2 m_2 (j_{12}) m_{12}\rangle. \quad (2)$$

Здесь $m_{12} = m_1 + m_2, m = m_{12} + m_3$, а C — *Клебиа — Гордана коэффициенты*.

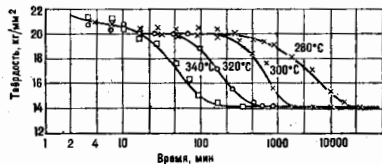


Рис. 1. Изменение твердости алюминия, деформированного растяжением до 20%, со временем при различных температурах.

Аналогично (2), схемам связей (16, 17) отвечают векторы состояния $|j_1 j_2 (j_{23}) j m\rangle$ и $|j_1 j_2 (j_1) j_2 j m\rangle$.

Р. к. характеризуют соотношения между состояниями, отвечающими указанным реал. схемам связей. Переход от одной схемы связи к другой осуществляется унитарным преобразованием (матрицей), элементы к-рого отличаются от Р. к. $W(j_1 j_2 j_3; j_{12} j_{23})$ только нормировочными множителями:

$$|j_1 j_2 (j_{23}) j m\rangle = \sum_{j_{12}} U(j_{12} j_{23}) |j_1 j_2 (j_{12}) j_3 m\rangle, \\ U(j_{12} j_{23}) = [(2j_{12}+1)(2j_{23}+1)]^{1/2} W(j_1 j_2 j_3; j_{12} j_{23}). \quad (3)$$

Отсюда следует, что Р. к. могут быть выражены через суммы от произведения четырех коэффициентов Клебша — Гордана. Поэтому Р. к. всегда вещественны и отличаются от нуля только в том случае, когда для каждой из трех моментов $(j_1, j_2, j_{12}), (j_2, j_3, j_{23}), (j_{12}, j_3, j)$ и (j_1, j_{23}, j) выполнено условие треугольника (т. е., напр., $|j_1 - j_2| \leq j_{12} \leq j_1 + j_2$ и т. д.).

Вместо Р. к. часто используют *Веклера 6j-символы*, к-рые отличаются от Р. к. выбором фазового множителя:

$$\left\{ \begin{matrix} j_1 j_2 j_3 \\ j_{12} j_{23} \end{matrix} \right\} = (-1)^{j_1 + j_2 + j_3} W(j_1 j_2 j_3; j_{12} j_{23}). \quad (4)$$

Р. к. обладают многочисл. свойствами симметрии, напр.,

$$W(abcd; ef) = W(edab; ef) = W(acbd; fe) = \\ = (-1)^{b+c-e-f} W(aef; bc) = (-1)^{a+d-e-f} W(efc; ad) \quad (5)$$

(полный список соотношений симметрии см. в [1—3]). Имеются также рекуррентные соотношения, связывающие между собой Р. к., в к-рых индексы изменяются на $1/2$ или 1.

Общие ф-лы для Р. к., справедливые при произвольных значениях моментов, чрезвычайно громоздки и мало пригодны для вычислений. Однако в тех случаях, когда один из моментов (напр., j_3) велик, Р. к. нетрудно подсчитать по сравнительно простым алгебраич. ф-лам. Простейшие из них имеют вид

$$W(j_1 j_2 j_0; j_3) = [(2j_3+1)(2j_1+1)]^{-1/2}, \\ W(j_1 j_2 j_0; j_3) = [(2j_3+1)(2j_1+1)]^{-1/2} = \\ = \left[\frac{(j_1+j_2+j_3+1/2)(j_1-j_2+j_3+1/2)}{j(2j+1)(j_2+1)(2j_2+1)} \right]^{1/2}, \dots$$

(табл. таких ф-л вплоть до $j_3 = 4$ см. в [1]). Имеются также численные табл. Р. к. и 6j-символов для конкретных (и не очень больших, $j_i \leq 3$) значений моментов [1, 2]. Подробное изложение теории Р. к., основанное на методах теории групп, содержится в [3].

Обобщением Р. к. являются 9j-символы, или коэф. Фану (к-рые определяются как коэф. преобразования между реал. схемами сложения четырех моментов), и в общем случае 3nj-символы [1, 3]. Для упрощения громоздких вычислений в задачах сложения большого числа моментов можно использовать спец. диаграммную технику [1, 3].

Лит.: 1) Варшавский Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента. Л., 1975; 2) Юдас А. П., Бандвайтис А. А., Теория момента количества движения в квантовой механике, Вильнюс, 1977; 3) Бадемкар Л., Лаури Дж., Угловой момент и квантовая физика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984. В. С. Попов.

РАМАНА ЭФФЕКТ (комбинационное рассеяние света) — рассеяние света веществом, сопровождающееся изменением его длины волны, к-рое связано с колебаниями и вращениями молекул вещества. Открыт в 1928 Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом на кристаллах в Ч. В. Раманом (С. В. Раман) и К. С. Кришнаном (K. S. Krishnan) на жидкостях. Термин «Р. э.» распространен в заруб. литературе. Подробнее см. *Комбинационное рассеяние света*.

РАМЗАУЭРА ЭФФЕКТ — аномальное (с позиций классич. физики) взаимодействие электронов с нейтральными атомами нек-рых газов, заключающееся в резком уменьшении сечения упругого рассеяния электронов при небольших (≤ 1 эВ) энергиях столкновения. Р. э. выражается в наличии глубокого минимума в сечении рассеяния, в нек-р. раз меньшего, чем сечение рассеяния при нулевой энергии электронов, так что электроны с энергией ≤ 1 эВ проходят сквозь газ, слабо рассеиваясь. Эффект установлен в 1921 К. Рамзауэром (С. Ramsauer) при изучении рассеяния электронов в аргоне. Р. э. относится как к полному сечению рассеяния, так и к сечению переноса (диффузионному и др.).

Для понимания природы Р. э. сечение рассеяния можно представить в виде суммы парциальных сечений, отвечающих разным моментам столкновения. При нулевой энергии электрова только парциальное сечение для нулевого момента столкновения отлично от нуля. При небольших энергиях электрова, когда др. парциальные сечения еще малы, это сечение обращается в нуль, что приводит к глубокому минимуму в сечении. Р. э. возможен только при рассеянии электрова на атомах с замкнутой электронной оболочкой, когда имеется только одно электронное состояние системы электронов — атом. Др. условием реализации Р. э. является отрицат. динра рассеяния электрова на атоме (см. *Рассеяние микрочастиц*), что обеспечивает обращение в нуль парциального сечения рассеяния с нулевым моментом электрова при небольших его энергиях. Указанные условия выполняются при рассеянии электрова на атомах аргона, криптова, ксенона, где и наблюдается эффект.

Лит.: Друкарев В. Ф., Столкновения электронов с атомами и молекулами, М., 1978. В. М. Смирнов.

РАНГ ГРУППЫ Л и — размерность любой из ее подгрупп Картана, генерирующих подалгебру Картана (см. *Ли алгебра*). Р. г. Ли равен рангу элгебры Ли. Для матричных групп рангом группы является ранг матриц, образующих группу. Так как всякая группа Ли локально изоморфна нек-рой матричной группе, то ее ранг равен рангу соответствующих матриц.

Лит. см. при ст. *Группы, Ли алгебра*.

РАНГ МАТРИЦЫ — число r , такое, что определитель по крайней мере одной $r \times r$ -матрицы, полученной из данной матрицы удалением нек-рых строк и (или) столбцов, отличен от нуля, а определители всех матриц размерности больше r равны нулю. Р. м. равен наиб. числу линейно независимых строк или столбцов. Квадратная матрица порядка n является невырожденной тогда и только тогда, когда ее ранг $r = n$. Понятие Р. м. позволяет наиб. просто сформулировать условие совместности системы линейных ур-ний: m линейных алгебраич. ур-ний с n неизвестными совместны тогда и только тогда, когда Р. м. коэффциентов равен рангу расширенной матрицы. С. И. Алексюк.

РАСКЛАННИВАЮЩЕЕ ДАВЛЕНИЕ — понятие, относящееся к термодинамике тонких жидких плёнок и характеризующее интенсивность силового взаимодействия между разделяющими (по Дж. В. Гиббсу; J. W. Gibbs) поверхностями и таких плёнок. Подробнее см. *Термодинамика тонких плёнок*. В. Г. Бабак.

РАСПАДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН — одна из разновидностей параметр. неустойчивостей, возникающая в нелинейной среде при распространении в ней волн (напр., в плазме). Р. н. в. заключается в том, что в присутствии волны накачки (с частотой ω_0 и волновым вектором k_0), превышающей нек-рый порог по амплитуде, возбуждаются и нарастают по амплитуде одноврем. две волны ω_1, k_1 и ω_2, k_2 , удовлетворяющие условию:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \\ k_0 = k_1 + k_2.$$

Первым типом Р. и. в., теоретически предсказанным и детально исследованным в плазме в 1962, является неустойчивость ленгмювской волны. Р. и. в. лежит также в основе вынужденного комбинац. рассеяния (см. подробнее *Вынужденное рассеяние света, Параметрические неустойчивости*).

РАСПЛЫВАНИЕ ПАКЕТА — см. *Волновой пакет*.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — осн. понятие *вероятностной теории* и матем. статистики. Р. полностью характеризует случайную величину. Пусть x — дискретная случайная величина, принимающая (конечное или бесконечное) счётное множество значений $\{x_n\}$. Если вероятность реализации значения x_n равна P_n , т. е. $P(x = x_n) = P_n$, то множество значений вероятностей P_n наз. дискретным Р. вероятности. Вероятности P_n удовлетворяют условиям $P_n > 0$, $\sum P_n = 1$. Предположим, что вероятность рассеяния частицы на мишени равна p . Тогда регистрируемое число рассеянных частиц n — дискретная случайная величина. Р. к-рой является **биномиальным распределением**:

$$P_n = N! p^n (1-p)^{N-n} / n!(N-n)!,$$

где N — число частиц, брошенных на мишень.

Пусть теперь x — непрерывная случайная величина, принимающая любое значение из интервала $[x_{\min}, x_{\max}]$. Если вероятность реализации значения $x < x'$ равна $F(x')$, т. е. $F(x') = P(x < x')$, то $F(x)$ наз. ф-цией распределения, а $f(x)$, определяемая равенством

$$F(x') = \int_{x_{\min}}^{x'} dx f(x),$$

наз. ф-цией плотности вероятности или просто F . Из определения $F(x)$ следует, что

$$F(x_{\min}) = 0, \quad F(x_{\max}) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx f(x) = 1,$$

$$f(x) dx = F(x+dx) - F(x),$$

т. е. $f(x)$ имеет смысл плотности вероятности на единицу длины. Примером непрерывного Р. является **Максвелла распределение** по скоростям v_x, v_y, v_z частиц макроскопич. системы, находящейся в статистич. равновесии:

$$f(v_x, v_y, v_z) = (m/2\pi kT)^{3/2} \exp \left[-m \left(\frac{v_x^2}{2} + \frac{v_y^2}{2} + \frac{v_z^2}{2} \right) / 2kT \right],$$

где m — масса частицы, T — абс. темп-ра. Это Р. является частным случаем многомерного **Гаусса распределения**.

Наряду с ф-цией плотности вероятности часто используют её фурье-преобразование, наз. **характеристической функцией** Φ случайной величины; для дискретной величины

$$\Phi(t) = M \exp(itx_n) = \sum_n P_n \exp(itx_n),$$

для непрерывной величины

$$\Phi(t) = M \exp(itx) = \int dx f(x) \exp(itx),$$

где M — матем. ожидание. Характеристич. ф-ция полностью определяет Р. случайной величины и часто является более удобным средством её описания. Для дискретной случайной величины x_n с помощью замены $Z = \exp(it)$ часто переходят от характеристич. ф-ции к производящей ф-ции (см. *Производящая функция*):

$$G(Z) = MZ^x = \sum_n P_n Z^{x_n}.$$

Др. способом описания случайной величины является задание её **моментов**

$$\mu_n = Mx^n = \left\{ \sum_i x_i^n P_i, \int dx f(x) x^n \right\}$$

или центральных моментов

$$\mu_n = M(x - Mx)^n.$$

При довольно общих предположениях набор моментов полностью определяет Р. Приведём нек-рые Р., часто используемые в физике и матем. статистике (см. также *Коши распределение, Полиномиальное распределение, Пуассона распределение, Устойчивые распределения*).

Отрицательное биномиальное распределение (распределение Паскаля). Это Р. даёт вероятность затраты r попыток для достижения m успешных попыток. Если p — вероятность успешной попытки, то вероятность r равна

$$P(r) = (r-1)! p^m (1-p)^{r-m} / (m-1)!(r-m)!,$$

ср. значение

$$Mr = m/p,$$

дисперсия

$$Dr = m(1-p)/p^2,$$

производящая ф-ция

$$G(Z) = \left(\frac{pZ}{1-(1-p)Z} \right)^m.$$

χ^2 -распределение. Пусть y_i — независимые случайные величины, подчиняющиеся нормальному Р. с нулевым ср. значением и единичной дисперсией, и пусть $\chi^2 = \sum_{i=1}^n y_i^2$. Тогда ф-ция плотности вероятности

$$x = \chi^2, \quad f(x) = (x/2)^{n/2-1} \exp(-x/2) / 2\Gamma(n/2),$$

ср. значение

$$Mx = n,$$

дисперсия

$$Dx = 2n,$$

характеристич. ф-ция

$$\Phi(t) = (1-2it)^{-n/2}.$$

Величину n наз. числом степеней свободы. Если x_n и x_m имеют независимые χ^2 -распределения с n и m степенями свободы соответственно, то сумма $x_k = x_n + x_m$ имеет χ^2 -распределение с $k = n + m$ степенями свободы. При $n > 30$ χ^2 -распределение близко к нормальному с теми же ср. значением и дисперсией. Если независимые величины y_i принадлежат нормальному Р. со средними μ_i и единичными дисперсиями, то x имеет центральное χ^2 -распределение с n степенями свободы, к-рое обозначают $\chi^2(n, \Delta)$, где

$\Delta = \sum_{i=1}^n \mu_i^2$ — параметр нецентральности. Характеристич. ф-ция $\chi^2(n, \Delta)$ равна

$$\Phi(t) = \exp \{ \Delta t / (1-2it) \} (1-2it)^{-n/2}.$$

χ^2 -распределение находит широкое применение в проверке *статистических гипотез*.

Распределение Стюдента, t -распределение. Пусть $y_i, i = 1, \dots, n$ — случайные величины, имеющие нормальные Р. со средним μ и дисперсией σ^2 , тогда величина

$$t = n^{1/2}(\bar{y} - \mu) / \sigma,$$

где

$$\bar{y} = \sum_{i=1}^n y_i/n, \quad s^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 / (n-1),$$

подчиняется распределению Стьюдента с ф-цией плотности вероятности

$$f(t) = \frac{\Gamma((n+1)/2)}{(\pi n)^{1/2} \Gamma(n/2)} (1+t^2/n)^{-(n+1)/2},$$

ср. значением

$$Mt = 0,$$

дисперсией

$$Dt = n/(n-2), \quad n > 2,$$

моментами

$$\mu_{2r} = \frac{n \Gamma(r+1/2) \Gamma(n/2-r)}{\Gamma(n/2) \Gamma(n/2)}, \quad \mu_{2r+1} = 0, \quad 2r < n.$$

При $n \rightarrow \infty$ распределение Стьюдента приближается к нормальному Р. с нулевым средним и единичной дисперсией. С его помощью можно вычислить *доверительные интервалы* для μ и *статистические критерии* проверки гипотез.

Экспоненциальное распределение. Пусть x — положит. случайная величина, λ — положит. параметр, ф-ция плотности вероятности экспоненциального Р.

$$f(x) = \lambda \exp(-\lambda x),$$

ср. значение

$$Mx = \lambda^{-1},$$

дисперсия

$$Dx = \lambda^{-2},$$

характеристич. ф-ция

$$\Phi(t) = (1-it/\lambda)^{-1}.$$

Экспоненциальному Р. подчиняется, напр., время жизни радиоакт. ядер.

Гамма-распределение. Пусть x — положит. случайная величина, a, b — положит. параметры, ф-ция плотности вероятности гамма-распределения равна

$$f(x) = a(a x)^{b-1} \Gamma^{-1}(b) \exp(-a x),$$

ср. значение

$$Mx = b/a,$$

дисперсия

$$Dx = b/a^2,$$

характеристич. ф-ция

$$\Phi(t) = (1-it/a)^{-b}.$$

При $b = 1$ гамма-распределение совпадает с экспоненциальным Р., а при $b = n/2, a = 1/2$ — с χ^2 -распределением с n степенями свободы.

Логарифмически нормальное распределение. Пусть x — положит. случайная величина, логарифм k -рой отвечает нормальному Р. со средним μ и дисперсией σ^2 , тогда ф-ция плотности вероятности

$$f(x) = (\sqrt{2\pi}\sigma x)^{-1} \exp[-(\ln x - \mu)^2 / 2\sigma^2],$$

ср. значение

$$Mx = \exp(\mu + \sigma^2/2),$$

дисперсия

$$Dx = \exp(2\mu + \sigma^2) (\exp \sigma^2 - 1).$$

Лит.: Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., 3 изд., т. 1—2, М., 1984; Поров Ю. В., Розов Ю. А. Теория вероятностей, 2 изд., М., 1973; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; Справочник по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1985; Поров Ю. В., Розов Ю. А., Математическая статистика, М., 1984; В. П. Зигуров. **РАСПРЕДЕЛЕННАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ (РОС) — обратная связь** в некоторых типах лазеров, в которых оптич. резонатор образуется благодаря пространственной периодичности неоднородности активной среды (вместо зеркала). Обычно РОС создается с помощью периодич. модуляции показателя преломления (или коэф. усиления) либо периодического пространственного изменения сечения оптич. волновода (в тонкопленочных лазерах). Период пространственной неоднородности d в РОС-лазерах сравним с длиной волны генерируемого излучения λ , и удовлетворяет Брэгга — Вульфа условию:

$$2d \sin \theta = m_0 \lambda_T / n,$$

где m_0 — целое число; n — показатель преломления активной среды; θ — угол скольжения (рис. 1; угол $\theta \neq 90^\circ$ только для тонкопленочных лазеров, в которых реализуется волноводное распространение генерируемого излучения); $I_{\text{н}}, I_{\text{л}}$ — интенсивности волн накачки и излучения соответственно.

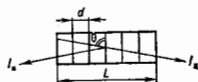


Рис. 1.

Качественно РОС можно интерпретировать как *брэгговское отражение* излучения от периодич. структуры в активной среде. Строгая теория РОС рассматривает решение *Максвелла уравнений* для пространственно модулированной среды в виде связанных волн с определенными граничными условиями. Характерной особенностью РОС является высокая спектральная селективность, сравнимая с селективностью отражения от дифракц. решетки размером L (рис. 1). Т. е. ширина полосы, в пределах к-рой осуществляется эфф. РОС, соизмерима с межмодами расстоянием резонатора длиной L , поэтому в РОС-лазерах часто достигается односторонняя генерация.

РОС применяется в *лазерах на красителях* и тонкопленочных *полупроводниковых лазерах*. В лазерах на красителях используется преим. светондущиванная РОС, возникающая в результате периодич. изменения коэф. усиления и показателя преломления при интерференции двух высококогерентных пучков накачки (рис. 2, а и б). Перестройка длины волны в РОС-лазере

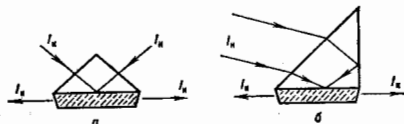


Рис. 2.

на красителях достигается обычно изменением угла между интерферирующими лучами накачки. Используется также изменение темп-ры активной среды. Недостатком лазеров со светондущиванной РОС является

сильная зависимость спектра генерируемого излучения от спектрального состава и раскодировки накачки. Так, ширина спектра генерации РОС-лазера $\Delta\lambda_L$ при монохроматич. накачке с раскодировкой $\delta\delta$:

$$\Delta\lambda_L = \lambda_L \sqrt{\left(\frac{\lambda_L}{\lambda_{\text{ген}}} \frac{n_{\text{пр}}}{n_c}\right)^2 - 1} \cdot \delta\delta,$$

где λ_L , $\lambda_{\text{ген}}$ — длины волны генерации и накачки; $n_{\text{пр}}$, n_c — показатели преломления пазы и активной среды. Несомненные преимущества РОС-лазера состоят в простоте конструкции селективного резонатора и компактности.

В тонкопленочных лазерах (прежде всего полупроводниковых) РОС реализуется обычно с помощью гофрировки ограничивающей боковой поверхности оптич. волновода. Для гофрировки может быть использовано, в частности, травление пленки через защитную маску, созданную из тонкой пленки фоторезиста с помощью засетки интерферирующих световыми лучами.

В тонкопленочных лазерах РОС реализуется дополнит. преимущество, связанное с возможностью дифракц. вывода генерируемого излучения через боковую поверхность волновода (рис. 3). Это уменьшает расходимость выходящего излучения и снижает лучевую нагрузку на торцевые поверхности волновода.

Лит.: Лукьянов В. П. и др., Лазеры с распределенной обратной связью, «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 11, с. 2373; Рубин А. А., Ефимов Е. В., Физика в Т. Ш., лазеры на красителях со светонепроводимой распределенной обратной связью, там же, 1982, т. 9, № 12, с. 2359. С. М. Колыбаев.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН — процесс передачи в пространстве эл.-магн. колебаний радиодиапазона (см. Радиоволны). В естеств. условиях Р. р. происходит в разл. средах, напр. в атмосфере, космич. плазме, в поверхностном слое Земли.

Общие закономерности распространения радиоволн. Скорость Р. р. в свободном пространстве в вакууме равна скорости света c . Полная энергия, переносимая радиоволной, остаётся постоянной, а плотность потока энергии убывает с увеличением расстояния r от источника обратно пропорционально r^2 . Р. р. в др. средах происходит с фазовой скоростью, отличающейся от c , и в равновесной среде сопровождается поглощением эл.-магн. энергии. Оба эффекта объясняются возбуждением колебаний электронов и ионов среды под действием эл.-нич. поля волны. Если напряжённость поля E гармонич. волны мала по сравнению с напряжённостью поля, действующего на заряды в самой среде (напр., на электрон в атоме), то колебания происходят также по гармонич. закону с частотой ω пришедшей волны. Колебющиеся электроны излучают вторичные радиоволны той же частоты, но с др. амплитудами и фазами. В результате сложения вторичных волн с приходящей формируется результирующая волна с новой амплитудой и фазой. Сдвиг фаз между первичной и переизлученными волнами приводит к изменению фазовой скорости. Потери энергии при взаимодействии волны с атомами являются причиной *поглощения радиоволн*. Амплитуда волны убывает с расстоянием по закону $A = (A_0/r) \exp(-(\omega/c)nr)$, а фаза волны изменяется по закону $\psi = \omega t - (\omega/c)nr$, где n — показатель поглощения, ψ — *преломления показатея*; n и x зависят от *диэлектрической проницаемости* ϵ среды, её проводимости σ и частоты волн ω :

$$n = \left[\frac{1}{2} \epsilon (\sqrt{1 + \epsilon \sigma^2 / \omega^2} + 1) \right]^{1/2},$$

$$x = \left[\frac{1}{2} \epsilon (\sqrt{1 + \epsilon \sigma^2 / \omega^2} - 1) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\epsilon \sigma^2 = \sigma^2 / \omega^2$ наз. тангенсом угла потерь. Фазовая скорость $v = c/n$, коэф. поглощения $\beta = (\omega/c)x$. Среда ведёт себя как *диэлектрик*, если $\epsilon \sigma^2 \ll 1$, и как *проводник*, если $\epsilon \sigma^2 \gg 1$. В первом случае $n \approx \sqrt{\epsilon}$, $x = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon} \epsilon \sigma^2$, во втором — $n \approx x = \sqrt{\epsilon/2} \cdot \epsilon \sigma^2$, и волна затухает на расстояниях $d = c/\omega x = \frac{2}{\epsilon \sigma^2}$, d — толщина скин-слоя (см. *Скин-эффект*). В среде ϵ и σ являются ф-циями частоты (см. *Дисперсия волн*). Вид частотной зависимости n и x определяется структурой среды. Дисперсия радиоволн особенно существенна в тех случаях, когда частота волны близка к характерным собств. частотам среды (напр. при Р. р. в ионосферной и космич. плазме, см. ниже).

При Р. р. в средах, не содержащих свободных электронов (тропосфера, толща Земли), происходит смещение связанных электронов в атомах и молекулах среды в сторону, противоположную полю волны E , при этом $n > 1$, $v_0 < c$. В плазме поля волны вызывает смещение свободных электронов в направлении E , при этом $n < 1$ и $v_0 > c$, т. е. фазовая скорость монохроматич. волны может быть как меньше, так и больше c . Однако для того чтобы передать при помощи радиоволн к.-л. информацию (энергию), необходимо иметь ограниченный во времени радиосигнал, представляющий собой нек-рый набор гармонич. волн. Спектральный состав сигнала зависит от его длительности и формы. Радиосигнал распространяется с групповой скоростью $v_{гр}$. В любой среде $v_{гр} < c$.

В однородных средах радиоволны распространяются прямолинейно, подобно световым лучам. Процесс Р. р. в этом случае подчиняется законам *геометрической оптики*. Однако реальные среды неоднородны. В них n , а следовательно, и v_0 различны в разных участках среды, что приводит к *рефракции радиоволн*. В случае плавных (в масштабе λ) неоднородностей справедливо приближение геом. оптики. Если показатель преломления зависит только от высоты h , отсюда траектория излучения на поверхности Земли, то путь траектории луча выполняется условие

$$n(h)[1 + h/R_0] \sin \varphi = \sin \varphi_0. \quad (2)$$

Соотношение (2) представляет собой *Снелла закон* преломления для сферической среды. Здесь R_0 — радиус Земли, φ — угол наклона луча к вертикали в произвольной точке траектории. Если вместо действит. показателя преломления n ввести приведенный показатель преломления

$$n_{\text{пр}} = n(h)[1 + h/R_0], \quad (3)$$

то закон преломления (2) получит вид

$$n_{\text{пр}} \sin \varphi = \sin \varphi_0. \quad (4)$$

Соотношение (4) наз. *законом преломления Снелла для плоскостной среды*. Если n убывает при увеличении h , то в результате рефракции луч, по мере распространения, отклоняется от вертикали и на нек-рой высоте h_m становится параллельным горизонтальной плоскости, а затем распространяется вниз (рис. 1, а). Макс. высота h_m , на к-рую луч может углубиться в неоднородную плоскостную среду, зависит от угла падения φ_0 и определяется из условия

$$n(h_m) = \sin \varphi_0. \quad (5)$$

В область $h > h_m$ лучи не проникают, и, согласно приближению геом. оптики, волновое поле в этой области должно быть равно 0. В действительности вблизи плоскости $h = h_m$ волновое поле возрастает, а при $h > h_m$ убывает экспоненциально (рис. 1, б). Нарушение законов геом. оптики при Р. р. связано также с *дифракцией волн*, вследствие к-рой радиоволны могут про-



Рис. 1. а — рефракция радиоволн в плоскослойной среде о град $n < 0$; б — зависимость квадрата амплитуды напряжённости электрического поля радиоволн от высоты h .

никать в область геом. тени. На границе области геом. тени образуется сложное распределение волновых полей. Дифракция радиоволн возникает при наличии на их пути препятствий (непрозрачных или полупрозрачных тел) и особенно существенна в тех случаях, когда размеры препятствий сравнимы с λ .

Если Р. р. происходит вблизи резкой границы (в масштабе λ) между двумя средами с разл. элетрич. свойствами (напр., атмосфера — поверхность Земли или тропосфера — ниж. граница ионосферы для достаточно длинных волн), то при падении радиоволн на резкую границу образуются отражённая и преломлённая (прошедшая) радиоволны. Если отражение происходит от границы проводящей среды (напр., от поверхностного слоя Земли), то глубина проникновения в него определяется толщиной скин-слоя.

В неоднородных средах возможно *волноводное распространение радиоволн*, при к-ром происходит локализация потока энергии между поверхностями, за счёт чего волновые поля между ними убывают с расстоянием медленнее, чем в однородной среде (атм. волновод). В средах с плавными неоднородностями локализация связана с рефракцией, а в случае реактивных сред — с отражением.

В среде, содержащей случайные локальные неоднородности, вторичные волны излучаются беспорядочно в разл. направлениях. Рассеянные волны частично уносят энергию исходной волны, что приводит к её ослаблению. При рассеянии на неоднородностях размером $l \ll \lambda$ (т. е. в. рассеяние Рэлея; см. *Рассеяние света*) рассеянные волны распространяются почти изотропно. В случае рассеяния на крупномасштабных прозрачных неоднородностях рассеянные волны распространяются в направлениях, близких к исходной волне. При $\lambda \approx l$ возникает сильное резонансное рассеяние.

Влияние поверхности Земли на распространение радиоволн определяется как элетрич. параметрами ϵ и σ грунтов и водных пространств, образующих земную кору, так и структурой поверхности Земли, т. е. её кривизной и неоднородностью. Р. р. — процесс, захватывающий большую область пространства, но наиб. существ. роль в Р. р. играет область, ограниченная поверхностью, имеющей форму эллипсоида вращения, в фокусах к-рого А и В на расстояния r расположены передатчик и приёмник (радиотрасса, рис. 2). Большая ось эллипсоида равна $r + \lambda(\pi/4)$, малая ось определяется размерами первой Френелевой зоны и $\approx \sqrt{\lambda r/2}$. Ширина трассы уменьшается с убыванием λ . Если высота z_1 и z_2 , на к-рых расположены антенны передатчика и в приёмника над поверхностью Земли, велики по сравнению с λ , то эллипсоид не касается поверхности Земли и она не влияет на Р. р. (рис. 2, а). При пониженных или одной из конечных точек радиотрассы (или увеличении длины волны) поверхность Земли пересекает эллипсоид. В этом случае на Р. р. оказывают влияние элетрич. параметры области поверхности Земли, ограниченной эллипсом сечения, вытянутым вдоль трассы. При сохранении условий $z_1/\lambda \gg 1$ и $z_2/\lambda \gg 1$ в точке приёма возникает интерференция

между прямой и отражённой волнами (см. *Интерференция волн*). Амплитуда и фаза отражённой волны определяются с учётом Френелевой формулы для коэф. отражения. Интерференционные максимумы и минимумы обуславливают лестничную структуру поля, к-рая характерна для декаметровых и более коротких радиоволн. Если $z_1/\lambda < 4$ и $z_2/\lambda < 1$, то радиотрасса выделяет участок поверхности Земли, ограниченный эллипсом с осями $r + \lambda(\pi/4)$ и $\sqrt{\lambda r/2}$. Уменьшение напряжённости поля, а следовательно, и потока энергии, переносимого радиоволной вдоль поверхности Земли

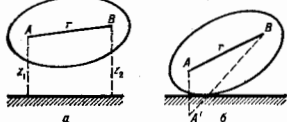


Рис. 2. Эллипсоидальная область пространства, существенная при распространении радиоволн (радиотрасса); А — излучатель, В — приёмник.

(земной волной), обусловлено проводимостью поверхности в этой области. При Р. р. вдоль проводящей поверхности возникает поток энергии, направленный в проводящую среду и быстро затухающий по мере распространения в ней. Глубина проникновения радиоволн в земную кору определяется толщиной скин-слоя $d = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\epsilon \lambda / \sigma}$, следовательно, увеличивается с увеличением длины волны. Поэтому для подземной и подводной радиосвязи используются длинные и сверхдлинные радиоволны.

Выпуклость земной поверхности ограничивает расстояние, на к-ром из точки приёма В «виден» передатчик А (область «прямой видимости», рис. 3). Однако

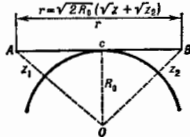


Рис. 3. Дальность «прямой видимости» ограничена выпуклостью земной поверхности; R_0 — радиус Земли, z_1 и z_2 — высоты передатчика А и приёмника В антенн соответственно.

радиоволны, огибая Землю в результате дифракции, могут проникать в область тени на большие расстояния $\sim \sqrt{R_0 \lambda}$ (R_0 — радиус Земли). Практически в эту область за счёт дифракции могут проникать только километровые и более длинные волны (рис. 4).

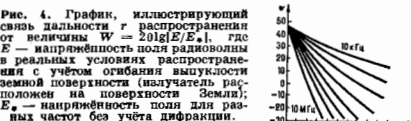


Рис. 4. График, иллюстрирующий связь дальности r распространения от величины $W = 20 \lg |E/E_0|$, где E — напряжённость поля радиоволн в реальных условиях распространения с учётом огибания выпуклости земной поверхности (исключая распространения на поверхности Земли); E_0 — напряжённость поля для равных частот без учёта дифракции.

Фазовая скорость земных волн близка излучателю зависит от элетрич. свойств. Однако на расстоянии в неск. λ от излучателя $z_0 \approx c$. Если радиоволны распространяются над элетрич. неоднородной поверхностью, напр. сначала над сушей, а затем над морем, то при пе-

ресеении береговой линии реако изменяются амплитуда и направление Р. р. (береговая рефракция, рис. 5).

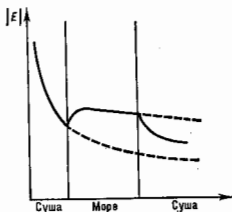


Рис. 5. Изменение напряженности электрического поля волн при пересечении береговой линии.

Влияние рельефа земной поверхности на Р. р. зависит от высоты неровности h , их горизонтальной протяженности l ; λ и угла θ падения волны на поверхность. Если неровности достаточно малы и пологи, так что $kh\cos\theta < 1$ (k — волновое число), и выполняется т. и. критерий Рэлея $k^2 l \cos^2\theta < 1$, то они слабо влияют на Р. р. Влияние неровности зависит также от поляризации волн. Напр., для горизонтально поляризованных волн оно меньше, чем для волн, поляризованных вертикально. Когда неровности не малы и не пологи, энергия радиоволн может рассеиваться (радиоволна отражается от них). Высокие горы и холмы с $h > \lambda$ «возмущают» волновое поле, образуя затененные области. Дифракция радиоволн на горных хребтах иногда приводит к усилению волн из-за интерференции прямых и отраженных волн. Вершина горы служит естественным ретранслятором. Это существенно при распространении метровых радиоволн в гористой местности (рис. 6).

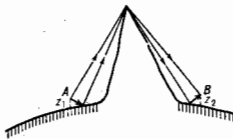


Рис. 6. Траектории радиоволн при дифракции на неровностях.

Распространение радиоволн в тропосфере. Тропосфера — область атмосферы, расположенная между поверхностью Земли и тропопаузой, в к-рой темп-ра воздуха обычно убывает с высотой (в тропопаузе темп-ра с высотой увеличивается). Высота тропопаузы на земном шаре неодинакова, над экватором она больше, чем над полюсами, а в средних широтах, где существует система сильных западных ветров, изменяется скачкообразно. Тропосфера состоит из смеси нейтральных молекул и атомов газов, входящих в состав сухого воздуха, и паров воды. Диэлектрическая проницаемость, а следовательно, и показатель преломления газа, не содержащего свободных электронов и ионов, обусловлены дополнительными полями, создаваемыми смещением электронов в молекулах (поляризация сухого воздуха) и ориентацией полярных молекул (пары воды) под действием электрич. поля волны.

Показатель преломления тропосферы

$$n - 1 = \frac{79}{T} \left(p + \frac{4800}{T} \epsilon \right) 10^{-6}, \quad (6)$$

где p — давление сухого воздуха, ϵ — давление водяного пара в миллибарах, T — темп-ра. Показатель преломления не зависит от частоты и очень мало отличается от единицы. Так, у поверхности Земли с увеличением высоты происходит изменение параметров p , T , ϵ , определяющих значение показателей преломления. При нормальных метеорологич. условиях показатель преломления уменьшается с высотой:

$$\text{grad } n = dn/dh = -4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}.$$

Это приводит к искривлению траектории лучей. Для правильной оценки положения луча относительно поверхности Земли необходимо учитывать сферичность её поверхности, что можно сделать, вводя приведенный показатель преломления (3):

$$\text{grad } n_{\text{пр}} = dn/dh + 1/R_0,$$

отличающийся от $\text{grad } n$ не только по абс. величине, но и по знаку. В условиях нормальной тропосферной рефракции $\text{grad } n_{\text{пр}} > 0$. В этом случае луч, вышедший на приподнятом над землей лучателе под углом $\varphi_0 < \varphi_0^*/2$ к вертикали, при распространении приближается к ней. При $\varphi_0 > \varphi_0^*/2$ распространение лучей происходит в сторону уменьшающихся значений $n_{\text{пр}}$. При этом, в зависимости от значений φ_0 , луч может достигнуть поверхности Земли и отразиться от неё, достигнуть точки поворота, определяемой из условия (5), и при нек-ром значении угла φ_0 точка поворота может лежать на поверхности Земли. В этом случае траектория луча является границей между областью, в к-рую могут попасть лучи, и областью тени. Нормальная тропосферная рефракция способствует увеличению области прямой видимости.

Метеорологич. условия сущест. образом влияют на изменение показателя преломления, т. е. и на рефракцию радиоволн. Обычно в тропосфере давление воздуха и темп-ра с высотой уменьшаются, а давление водяного пара увеличивается. При нек-рых метеорологич. условиях, напр. при движении нагретого над сухой поверхностью воздуха над более холодной поверхностью моря, темп-ра воздуха с высотой увеличивается, а давление водяного пара уменьшается (инверсия темп-ры и влажности). В этом случае показатель преломления изменяется с высотой не монотонно, т. е. $dn_{\text{пр}}/dh$ на нек-рой высоте может изменить знак. Если в интервале высот, определяемом толщиной слоя инверсии, $|\text{grad } n| < 1/R_0$, то $\text{grad } n_{\text{пр}} < 0$. В плоской среде с $\text{grad } n_{\text{пр}} < 0$ лучи отражаются от высоты, определяемой из условия (5). В пространстве, ограниченном снизу поверхностью Земли, а сверху высотой, на к-рой $dn_{\text{пр}}/dh$ изменяет знак, возникают условия для волноводного распространения (рис. 7). В тропосферных волноводах, как правило, могут распространяться волны с $\lambda < 1$ м.

Рис. 7. Траектории УКВ в тропосферном волноводе.

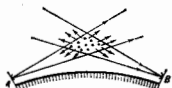


Поглощение радиоволн в тропосфере пренебрежимо мало для всех радиоволн вплоть до сантиметрового диапазона. Поглощение сантиметровых и более коротких волн резко увеличивается, когда частота волны ν совпадает с одной из собств. частот колебаний молекул воздуха (резонансное поглощение). Молекулы получают от приходящей волны энергию, к-рая превращается в тепло и только частично передается вторичным волнам. Известен ряд линий резонансного поглощения в тропосфере: $\lambda = 1,35$ см, 1,5 см, 0,75 см (поглощение в парах воды) и $\lambda = 0,5$ см, 0,25 см (поглощение в кислороде). Между резонансными линиями лежат области более слабого поглощения (окна прозрачности).

Ослабление радиоволн может быть вызвано рассеянием на неоднородностях, возникающих при турбулентном движении воздушных масс (см. Турбулентность). Рассеяние резко увеличивается, когда в воздухе присутствуют капельные неоднородности в виде дождя, снега, тумана. Почти изотропное рассеяние Рэлея на мелкомасштабных неоднородностях делает возможной радиосвязь на расстояниях, значительно превышающих прямую видимость (рис. 8). Т. о.,

тропосфера существенно влияет на распространение УКВ. Для дециметровых и более длинных волн тропосфера практически прозрачна, а на их распространение влияют земная поверхность и более высокие слои атмосферы.

Рис. 8. Рассеяние радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях.



Распространение радиоволн в ионосфере. Ионосферу образуют верх. слои земной атмосферы, в к-рой газы частично (до 1%) ионизированы под влиянием УФ, рентг. и корпускулярного солнечного излучения. Ионосфера электрически нейтральна, она содержит равное кол-во положит. и отрицат. частиц, т. е. является плазмой. Достаточно большая ионизация, оказывающая влияние на Р. р., начинается на высоте 60 км (слой D), увеличивается до высоты 300—400 км, образуя слои E, F₁, F₂, и затем медленно убывает. В гл. максимуме концентрация электронов N достигает 10⁸ см⁻³. Зависимость N от высоты меняется со временем суток, года, с солнечной активностью, а также с широтой и долготой. Ионизиров. слой между 200 и 400 км состоит в осн. из равного кол-ва ионов O⁺ и электронов. Эти частицы погружены в нейтральный газ с концентрацией 10¹⁸ см⁻³, состоящий в осн. из частиц O₂, O, N₂ и He.

В многокомпонентной плазме, содержащей электроны, ионы и нейтральные молекулы и ионизированной магн. полем Земли (см. *Земной магнетизм*), могут возникать разл. виды собств. колебаний, имеющих разные частоты. Напр., плазменные (ленгмювские) частоты электронов $\omega_0 = \sqrt{4\pi N e^2/m}$ и ионов $\Omega_0 = \sqrt{4\pi N_i^2/M}$, гиромат. частоты электронов $\omega_H = eH_0/mc$ и ионов $\Omega_H = eH_0/Mc$, где m, M — массы электрона и иона, e — их заряд, N — концентрация, H₀ — напряжённость магн. поля Земли. Т. к. M ≫ m, то $\omega_0 \gg \Omega_0$, $\omega_H \gg \Omega_H$. Напр., для электронов $\omega_H/2\pi = 4.4$ МГц, а для ионов атомарного кислорода $\Omega_H/2\pi = 54$ Гц.

В зависимости от частоты ω радиоволн осн. роль в Р. р. играют те или др. виды собств. колебаний, поэтому свойства ионосферы различны для разных участков радиодиапазона. При высоких ω ионы не успевают следовать за изменениями поля и в Р. р. принимают участие только электроны. Вынужденные колебания свободных электронов ионосферы происходят в противофазе с действующей силой и вызывают поляризацию плазмы в сторону противоположную электрич. полю волны E. Поэтому диэлектрич. проницаемость ионосферы $\epsilon < 1$. Она уменьшается с уменьшением частоты: $\epsilon = 1 - \omega_0^2/\omega^2$. Учёт соударений электронов с атомами и ионами даёт более точные ф-лы для ϵ и σ ионосферы:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}; \quad \sigma = \frac{\omega_0^2 \nu}{4\pi(\omega^2 + \nu^2)}.$$

Здесь ν — эфф. частота соударений. Для дециметровых и более коротких волн в большей части ионосферы $\omega^2 \gg \nu^2$ и показатели преломления n и поглощения κ приближённо равны:

$$n \approx \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}, \quad \kappa \approx 2\pi\sigma/\omega\sqrt{\epsilon}.$$

Поскольку $n < 1$, фазовая скорость Р. р. $v_\phi = c/n > c$, групповая скорость $v_{гр} = c/n < c$.

Поглощение в ионосфере пропорц. ν , т. к. чем больше число столкновений, тем большая часть энергии, получаемой электроном из волн, переходит в тепло. Поэтому поглощение больше в ниж. областях ионосферы (слой D), где ν больше, т. к. выше плотность газа. С увеличе-

нием частоты поглощение уменьшается. Короткие волны испытывают слабое поглощение и распространяются на большие расстояния.

Рефракция радиоволн в ионосфере. В ионосфере распространяются только радиоволны с частотой $\omega > \omega_0$. При $\omega < \omega_0$ показатель преломления становится чисто мнимым и эл.-магн. поле экспоненциально убывает в глубь плазмы. Радиоволна с частотой ω , падающая на ионосферу вертикально, отражается от уровня, на к-ром $\omega = \omega_0$ и $n = 0$. В ниж. части ионосферы электронная концентрация и ω_0 увеличиваются с высотой, поэтому с увеличением ω посланная с Земли волна всё глубже проникает в ионосферу. Макс. частота радиоволны, к-рая отражается от слоя ионосферы при вертикальном падении, наз. критич. частотой слоя:

$$\omega_{кр} = \omega_0 \text{ макс.} = \sqrt{4\pi e^2 N_{\text{макс}}/m}.$$

Критич. частота слоя F₂ (гл. максимума) изменяется в течение суток и года в широких пределах (от 3—5 до 10 МГц). Для волн с $\omega > \omega_{кр}(F_2)$ показатель преломления не обращается в нуль и падающая вертикально волна проходит через ионосферу, не отражаясь.

При наклонном падении волны на ионосферу происходит рефракция, как в тропосфере. В ниж. части ионосферы $\text{grad } n \approx -(10^{-4} - 10^{-5}) \text{ м}^{-1}$, т. е. $|\text{grad } n| \gg 1/R_0$, поэтому $\text{grad } n_{\text{пр}} \approx \text{grad } n < 0$ и траектория луча отклоняется по направлению к Земле (рис. 9). Радиоволна, падающая на ионосферу под углом φ_0 , поворачивает



Рис. 9. Схематическое изображение радиоволны определенной частоты при различных углах падения на ионосферу.

к Земле на высоте h, для к-рой выполнено условие (5). Макс. частота волны, отражающейся от ионосферы при падении под углом (т. е. для данной дальности трассы), равна $\omega_{мпч} = \omega_{кр} \text{sec } \varphi_0 > \omega_{кр}$ и наз. максимальной применимой частотой (МПЧ). Волны с $\omega < \omega_{мпч}$, отражаясь от ионосферы, возвращаются на Землю, что используется для дальней радиосвязи. Вследствие сферичности Земли величина угла φ_0 ограничена и дальность связи при однократном отражении от ионосферы ≤ 3500 —

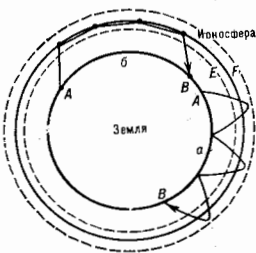


Рис. 10. Распространение коротких волн между Землей и ионосферой: а — многосвязная траектория; б — односвязная траектория.

4000 км. Связь на большие расстояния осуществляется за счёт неск. последоват. отражений от ионосферы и Земли (скачков, рис. 10, а). Возможны и более сложные

волноводные траектории, возникающие за счёт горизонтального градиента N или рассеяния на неоднородностях ионосферы при P . p с частотой $\omega > \omega_{МПЧ}$. В результате рассеяния угол падения луча на слой F_2 оказывается больше, чем при обычном распространении. Луч испытывает ряд последоват. отражений от слоя F_2 , пока не попадёт в область с таким градиентом N , к-рый вызовет отражение части энергии назад к Земле (рис. 10, 6).

Влияние магнитного поля Земли H_0 в магн. поле H_1 на электрон, движущийся со скоростью v , действует Лоренца сила $F = (-e/c)[vH_1]$, под влиянием к-рой он вращается по окружности в плоскости, перпендикулярной H_0 , с гироманг. частотой ω_H . Траектория каждой заряд. частицы — винтовая линия с осью вдоль H_0 . Действие силы Лоренца приводит к изменению характера вынужденных колебаний электронов под действием электр. поля волны, а следовательно, к изменению электр. свойств среды. В результате ионосфера становится анизотропной гиротропной средой, электр. свойства к-рой зависят от направления P . p и описываются не скалярной величиной ϵ , а тензором диэлектрич. проницаемости ϵ_{ij} . Падающая на такую среду волна испытывает *двойное лучепреломление*, т. е. расщепляется на две волны, отличающиеся скоростью и направлением распространения, поглощением и поляризацией. Если направление P . p $\perp H_0$, то падающую волну можно представить себе в виде суммы двух линейно поляризованных волн с $E \perp H_0$ и $E \parallel H_0$. Для первой, «обыкновенной», волны (e) характер вынужденного движения электронов под действием поля волны E изменяется (появляется) компонента ускорения, перпендикулярная E и поэтому меняется n . Для второй, «обыкновенной», волны (o) вынужденное движение остаётся таким же, как и без поля H_0 (при $v \parallel H_0$ сила Лоренца равна 0). Для этих двух волн (без учёта соударений) квадраты показателей преломления равны

$$\frac{n_e^2}{c} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 - \omega_e^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_e^2 - \omega_H^2)}; \quad \frac{n_o^2}{c} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (7)$$

При P . p вдоль H_0

$$\frac{n_e^2}{c} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_H)}; \quad \frac{n_o^2}{c} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_H)} \quad (8)$$

В последнем случае обе волны имеют круговую поляризацию, причём у «необыкновенной» волны вектор E вращается в сторону вращения электрона, а у «обыкновенной» — в противоположную сторону. При произвольном направлении P . p (относительно H_0) поляризация нормальных волн эллиптическая.

По мере P . p в ионосфере увеличивается сдвиг фаз между волнами и изменяется поляризация суммарной волны. Напр., при P . p вдоль H_0 это приводит к повороту плоскости поляризации (*Фарадея эффект*), а при P . p перпендикулярно H_0 — к периодич. чередованию линейной и круговой поляризации (см. *Коттона — Мутона эффект*). Т. к. показатели преломления волн различны, отражение их происходит на разной высоте (рис. 11). Направление волнового вектора k при P . p в ионосфере может отличаться от $v_{гр}$.

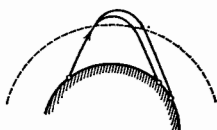


Рис. 11. Расщепление радиоволны в результате двойного лучепреломления в ионосфере.

Низкочастотные волны в ионосфере. Оси. часть энергии НЧ-радиоволн практически не проникает в ионосферу. Волны отражаются от её ниж. границы (днём —

вследствие сильной рефракции в D -слое, ночью — от E -слоя, как от границы двух сред с равными электр. свойствами). Распространение этих волн хорошо описывается моделью, согласно к-рой однородные и изотропные Земля и ионосфера образуют призматич. волновод с режущими сферич. стенками, в к-ром и происходит P . p . Такая модель объясняет наблюдаемое убывание поля с расстоянием и возрастание амплитуды поля с высотой. Последнее связано со скоплением волн вдоль вогнутой поверхности волновода, приводящими к своеобразной «фокусировке» поля. Это явление аналогично открытому Рэлеем в акустике эффекту «шепчущей галереи». Амплитуда радиоволн значительно возрастает в антиподной по отношению к источнику точке Земли. Это объясняется сложением радиоволн, огибающих Землю по всем направлениям и сходящихся на противоположной стороне.

Влияние магн. поля Земли обуславливает ряд особенностей распространения НЧ-волн в ионосфере: сверхдлинные волны могут выходить из призматич. волновода за пределы ионосферы, распространяясь вдоль силовых линий геомагн. поля между сопряжёнными точками A и B Земли (рис. 12). Из ф-лы (8) видно, что при $\omega \ll \omega_H$ в случае продольного распространения $n_e^2 \approx \omega_p^2/\omega\omega_H$ нигде не обращается в 0, т. е. волна проходит через ионосферу без отражения.

В ночной атмосфере приближение геом. оптики нарушается и частичное прохождение есть при любом угле падения. Разряды молний в атмосфере — естеств. источник НЧ-волн. В диапазоне 1—40 кГц они приводят к образованию т. н. свистящих атмосферных, к-рые распространяются указанным образом и создают на выходе приёмника сигнал с характерным свистом.

При P . p инфразвуковых частот $\omega \ll \omega_H$ важную роль играют колебания ионов, ионосфера ведёт себя как проводящая нейтральная жидкость, движение к-рой описывается ур-ниями *магнитной гидродинамики*. В ионосфере возможно распространение неск. типов магнитогидродинамич. волн, в частности *альевонских волн*, распространяющихся вдоль геомагн. поля с характерной скоростью $v_A = H_0/\sqrt{4\pi\rho}$ (где ρ — плотность газа), и магнитозвуковых волн, к-рые распространяются изотропно (подобно звуку).

Нелинейные эффекты при распространении радиоволн в ионосфере проявляются уже для радиоволн сравнительно небольшой интенсивности и связаны с нарушением линейной зависимости поляризации среды от электр. поля волны (см. *Нелинейная оптика*). «Нагревая» нелинейность играет осн. роль, когда характерные размеры возмущённой электр. полем области плазмы во много раз больше длины свободного пробега электронов. Т. к. длина свободного пробега электронов в плазме значительна, электрон успевает получить от поля заметную энергию за время одного пробега. Передача энергии при столкновениях от электронов к ионам, атомам и молекулам затруднена на-за большого различия в их массах. В результате электроны плазмы сильно «нагреваются» уже в сравнительно слабом электр. поле, что изменяет эфф. частоту соударений. Поэтому ϵ и σ плазмы становятся зависящими от поля E волны и P . p приобретает нелинейный характер. «Возмущение» диэлектрич. проницаемости $\Delta\epsilon_N \sim \sim (E/E_p)^2$, где $E_p = \sqrt{3(T\pi b^2/e^2)(\omega^2 + \nu^2)}$ — характерное «плазменное» поле, T — темп-ра плазмы, b — ср. доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжёлой частицей, ν — частота соударений.

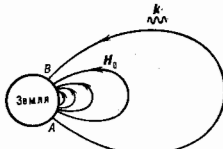


Рис. 12.

Т. о., нелинейные эффекты становятся заметными, когда поле волны E сравнимо с E_p , к-рое в зависимости от частоты волны и области ионосферы составляет $\sim 10^4 - 10^7$ В/см.

Нелинейные эффекты могут проявляться как самовоздействие волны и как взаимодействие волн между собой. Самовоздействие мощной волны приводит к изменению её поглощения и глубины модуляции. Поглощение мощной радиоволны нелинейно зависит от её амплитуды. Частота соударений ν с увеличением темп-ры электронов может как расти (в ниж. слоях, где осн. роль играют соударения с нейтральными частицами), так и убывать (при соударениях с ионами). В первом случае поглощение резко возрастает с увеличением мощности волны («насыщение» поля в плазме). Во втором случае поглощение падает (т. е. просветление плазмы для мощной радиоволны). Из-за нелинейного изменения поглощения амплитуда волны нелинейно зависит от амплитуды падающего поля, поэтому её модуляция искажается (автомодуляция и демодуляция волн). Изменение n в поле мощной волны приводит к искривлению траектории луча. При распространении ускоренных пучков радиоволн это может привести к самофокусировке пучка аналогично самофокусировке света и к образованию волноводного канала в плазме.

Взаимодействие волн в условиях нелинейности приводит к нарушению суперпозиции принципа. В частности, если мощная волна с частотой ω_1 модулирована по амплитуде, то благодаря изменению поглощения эта модуляция может передаваться др. волне с частотой ω_2 , входящей в той же области ионосферы (рис. 13) Это явление, называемое кросс-модуляцией или *Люксембург-Горьковским эффектом*, имеет практич. значение при радиовещании в диапазоне ср. волн.

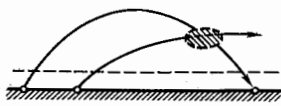


Рис. 13. Ионосферная кроссмодуляция происходит в области пресечения лучей.

Нагрев ионосферы в поле мощной волны в КВ-диапазоне может вызвать тепловую параметрич. неустойчивость в ионосфере, к-рая приводит к аномально большому поглощению радионизлучения и рассеянию плазмы (см. *Параметрический резонанс*). В области резонанса $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2}$ образуются сильно вытянутые вдоль H_0 неоднородности ионосферы (с продольным масштабом 4 км, поперечным $\sim 0.5 \div 100$ м), к-рые перспективны для дальней связи в диапазоне УКВ. В поле очень мощных радиоволн электроны столь сильно разогриваются, что возникает электрич. пробой газа.

Если размеры возмущённой полем волны области плазмы много меньше длины свободного пробега электронов, и нагревания и нелинейность становится слабой. Это имеет место при коротких импульсах и узких пучках радиоволн. В этом случае осн. роль играет т. н. стрикционная нелинейность, связанная с тем, что неоднородное перем. электрич. поле волны оказывает давление на электроны, вызывающее сжатие плазмы. Концентрация электронов N , а следовательно, ϵ и σ становятся зависящими от амплитуды волны. Стрикционная нелинейность приводит к изменению диэлектрич. проницаемости $\Delta\epsilon_c \approx e^2 E^2 / 8T m \omega^2$, меньшей нагреваемого изменения $\Delta\epsilon_b$ на неск. порядков (при той же мощности волны). Стрикционная нелинейность играет важную роль в параметрич. неустойчивости ионосферы.

260 Распространение радиоволн в космических условиях. За исключением планет и их ближайших окрестностей,

б. ч. вещества во Вселенной ионизована. Параметры космич. плазмы меняются в широких пределах. Напр., концентрация электронов и ионов вблизи орбиты Земли $\sim 1 - 10^4$ см $^{-3}$, в ионосфере Юпитера $\sim 10^8$ см $^{-3}$, в солнечной короне $\sim 10^8$ см $^{-3}$, в недрах звёзд $\sim 10^{27}$ см $^{-3}$. Из космич. пространства к Земле приходит широкий спектр эл.-магн. волн, к-рые на пути из космоса должны пройти через ионосферу и тропосферу. Через атмосферу Земли без заметного затухания распространяются волны двух осн. частотных диапазонов: «радиокосмос» соответствует диапазону от ионосферных критич. частот ω_{cr} до частот сильного поглощения аэрозольными и газами атмосферы (10 МГц — 20 ГГц), «оптик. окно» охватывает диапазон видимого и ИК-излучения ($1 - 10^5$ ГГц). Атмосфера также частично прозрачна в диапазоне НЧ (<300 кГц), где распространяются свистящие атмосферки и магнитогидродинамич. волны.

В космос, условиях источник радиоволн и их приёмник часто быстро движутся один относительно другого. В результате *Доплера эффекта* это приводит к изменению ω на $\Delta\omega = kv$, где v — относит. скорость. Повы-

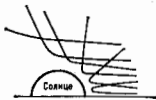


Рис. 14. Траектория радиолучей с $\lambda = 5$ м в солнечной короне.

жение частоты при удалении корреспондентов (*красное смещение*) свойственно излучению удаляющихся от нас далёких галактик. Радиоволны в космич. плазме подвержены рефракции, связанной с неоднородностью среды (рис. 14). Напр., вследствие рефракции в атмосфере Земли источник радиоволн виден выше над горизонтом, чем в действительности. Для определения расстояния до пульсаров и при интерпретации результатов радиолокации Солнца и планет необходимо учитывать, что в космич. плазме $v_{ph} \neq c$.

Возможности радиосвязи с объектами, находящимися в космич. пространстве или на др. планетах, разнообразны и связаны с наличием и строением их атмосферы. Если космич. плазма находится в магн. поле (магнитосфера Юпитера, области солнечных пятен, магнитосферы пульсаров), то она является гигропозной средой, подобно земной ионосфере. Для всех планет с атмосферами общая трудность радиосвязи состоит в том, что при входе космич. аппарата в плотные слои атмосферы вокруг него создаётся плотная плазменная оболочка, затрудняющая прохождение радиоволн. На планетах типа Меркурия и Луны, практически не имеющих атмосферы и ионосферы, на Р. р. оказывает влияние только поверхность планеты. Из-за отсутствия отражения от ионосферы дальность связи вдоль поверхности такой планеты невелика (рис. 15) и может быть увеличена только при помощи ретрансляции через спутник.

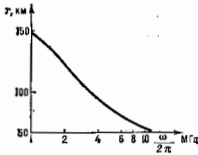


Рис. 15. Зависимость дальности r радиосвязи от поверхности Луны от частоты $\omega/\Delta\lambda$.

Распространение радиоволн разных диапазонов. Радиоволны очень низких (3—30 кГц) и низких (30—300 кГц) частот отгибают земную поверхность вследствие волноводного распространения и дифракции, сравнительно слабо проникают в ионосферу и мало поглощаются

ею. Отличаются высокой фазовой стабильностью и способностью равномерно покрывать большие площади, включая полярные районы. Это обуславливает возможность их использования для устойчивой дальней и сверхдальней радиосвязи и радионавигации, несмотря на высокий уровень атм. помех. Полоса частот от 150 до 300 кГц используется для радиовещания. Большое число геофиз. исследований выполняется путём наблюдений за сигналами естествен. происхождения, к-рые генерируются, напр., молниевыми разрядами и частями радиац. поясов Земли. Трудности применения этого частотного диапазона обусловлены громоздкостью антенных систем с высоким уровнем атм. помех, с относит. ограниченностью скорости передачи информации.

Средние волны (300—3000 кГц) днём распространяются вдоль поверхности Земли (земная, или прямая, волна). Отражённая от ионосферы волна практически отсутствует, т. к. волны сильно поглощаются в D-слое ионосферы. Только из-за отсутствия солнечного излучения D-слой исчезает, появляется ионосферная волна, отражённая от E-слоя, и дальность приёма возрастает. Сложение прямой и отражённой волн влечёт за собой сильную изменчивость поля, поэтому ионосферная волна — источник помех для мр. служб, использующих распространение земной волны. Ср. волны применяются для радиовещания, радиотелефонной и радиотелеграфной связи, радионавигации.

Короткие волны (3—30 МГц) слабо поглощаются D- и E-слоями и отражаются от F-слоя, когда их частота $\omega < \omega_{\text{МПЧ}}$. В результате их отражения от ионосферы возможна связь как на малых, так и на больших расстояниях при значительно меньшем уровне мощности передатчика и гораздо более простых антеннах, чем в более низкочастотных диапазонах. Этот диапазон применяется для радиотелефонной и радиотелеграфной связи, радиовещания, а также для радиолокационной связи. Особенность радиосвязи в этом диапазоне — наличие замираний (феддинг) сигнала из-за изменений условий отражения от ионосферы и интерференц. эффектов. КВ-линии связи подвержены влиянию атм. помех. Ионосферные бури вызывают прерывание связи.

Для очень высоких частот и УКВ (30—1000 МГц) преобладает р. п. внутри тропосферы и проникновение сквозь ионосферу. Роль земной волны падает. Поля в НЧ-части этого диапазона всё ещё могут определяться отражениями от ионосферы, и до частоты 60 МГц ионосферное рассеяние продолжает играть значит. роль. Все виды Р. п., за исключением тропосферного рассеяния, позволяют передавать сигналы с прямой полосой частот в неск. МГц. В этой части спектра возможно очень высокое качество звукового радиовещания при дальности 50—100 км. Радиовещание с частотной модуляцией работает на частотах вблизи 100 МГц.

В этом же диапазоне частот ведётся телевизионное вещание. Для радиостроения выделено неск. узких спектральных полос, к-рые используют также для космич. связи, радиолокации, метеорологии, кроме того, для любительской связи.

Волны УВЧ и СВЧ (1000—10 000 МГц) распространяются в осв. в пределах прямой видимости и характеризуются низким уровнем шумов. В этом диапазоне при Р. п. играют роль известные области макс. поглощения и частоты излучения хим. элементов (напр., линии водорода вблизи 1420 МГц). В этом диапазоне размещены многоканальные системы широкополосной связи для передачи телефонных и телевизионных сигналов. Высокая направленность антенн позволяет использовать внятный уровень мощности в радиорелейных системах, а тропосферное рассеяние обеспечивает дальность радиосвязи ~ 800 км. Этот диапазон применяют в радионавигации, радиолокации, службах. Для радиостроения наблюдений выделены полосы частот за атмосферным водо-

дом, радикалом ОН и континуальным излучением. В космич. радиосвязи полоса частот ~ 1000—10 000 МГц — наиб. важная часть радиодиапазона.

Волны СВЧ (>10 ГГц) распространяются только в пределах прямой видимости. Потери в этом диапазоне неск. выше, чем на более низких частотах, причём на их величину сильно влияет кол-во осадков. Рост потерь на этих частотах частично компенсируется возрастанием эффективности антенных систем. СВЧ служат в радиолокации, радионавигации и метеорологии. На линиях связи между поверхностью Земли и космосом могут использоваться частоты < 20 ГГц. Для связи в космосе могут применяться значительно более высокие частоты. При этом отсутствуют взаимные помехи между космич. и некосмич. службами. Диапазон СВЧ важен также для радиостроения.

Лит.: Дюлуханов М. П., Распространение радиоволн, 4 изд., М., 1972; Вреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Ги и з б у р г В. Д., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Гаттарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Фок В. А., Проблема дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Гуревич А. В., Шварцбург А. В., Исчисленная теория распространения радиоволн в ионосфере, М., 1973; Железняков В. В., Электромагнитные волны в космической плазме, М., 1977.

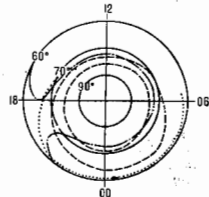
П. А. Веспалов, М. В. Виноградова.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН в высоких широтах — ионосферная радиосвязь в диапазоне радиоволн 3—30 МГц, к-рую отличают отсутствие стабильности и низкое качество, что обусловлено специфической средой распространения — сложной неоднородной структурой полярной ионосферы, формируемой процессами взаимодействия ионосферы, магнитосферы Земли и возмущений плазмы в межпланетном пространстве (см. также Солнечный ветер). На низких широтах силовые линии магн. поля проходят горизонтально над магн. экватором, остаются глубоко внутри магнитосферы. В высоких широтах силовые линии близки к вертикальным и уходят далеко от Земли в область внеш. магнитосферы или межпланетного пространства. Т. к. заряд. частицы могут легко двигаться вдоль силовых линий, а поперёк с трудом, то ионосфера низких и средних широт защищена от возмущений в солнечном ветре, в то время как полярная ионосфера реагирует на них. Т. о., в полярной ионосфере присутствуют два агента ионизации: первый, как и на ср. широтах, — УФ-излучение Солнца и второй — корпускулярные потоки. При этом второй агент часто оказывается преобладающим, напр. в условиях затёвнённой ионосферы и в период геомагн. возмущений (суббури).

Структурные зоны высокоширотной атмосферы, отличающиеся особенностями Р. п.:

1. Авроральный овал (АО) — область повышенной активности полярных сияний, аномально повышенной ионизации как в слоях E и F, так и на больших высотах (вплоть до 1000 км); расположен асимметрично относительно геомагн. полюса и фиксирован относи-

Среднее положение аврорального овала (штриховая линия), минимума электронной концентрации верхней ионосферной призмы (точки) и волны аврорального поглощения (штрих-пунктир).



тельно Солнца. В ночные часы он попадает на геомагн. широты 60—70°, в дневные — на широты 70—80° (рис.).

2. Главный ионосферный провал (ГИП) — область пониженной ионизации, граничащая с полярной стороны с АО. В ночные часы ГИП наблюда-

ется на геомагн. широтах $50-60^\circ$, в дневные часы примерно на $72-75^\circ$; наб. выражен в ночные и утренние часы и практически отсутствует в полуденные часы.

3. В м о с о ш и р о т н а я п о л о с т ь — область пониженной ионизации к полюсу от АО, как в слое F, так и ниже. Направленные вверх потоки лёгких ионов (O^+ , H^+), т. е. полярный ветер, приводит к истощению ионосферы в этой области.

4. З о н а а в р о р а л ь н о г о п о г л о щ е н и я — область повышенной ионизации в слое D и ниж. части слоя E, к-рая образуется вследствие вторжения в ионосферу потоков энергичных электронов (с энергией > 40 кэВ). Это кольцевая область в интервале геомагн. широт $60-74^\circ$, раюмикающая на вечерней стороне Земли ($18-20$ ч местного времени).

Аномально высокая ионизация в слое F в зоне АО или, наоборот, пониженная ионизация в области ГИП приводит к вариации верх. предела диапазона частот — максимальной наблюдаемой частоты. С др. стороны, аномальное поглощение в ниж. ионосфере ведёт к сужению диапазона частот за счёт роста его ниж. предела — наименьшей наблюдаемой частоты.

Аномально повышенное поглощение ВЧ-радиоволн в полярной ионосфере является одной из гл. причин нарушения связи и возникает в результате увеличения концентрации заряд. частиц в слое D. Различают 4 типа аномального поглощения, каждый из к-рых соответствует определ. фазе в ходе развития ионосферного возмущения, следующего за вспышкой на Солнце: в е а з а п о с о п о г л о щ е н и е (ВП), наблюдаемое на всей освещённой полусфере Земли, обусловленное прямой эмиссией излучения во время солнечных вспышек; п о г л о щ е н и е п о л я р н о й ш а п к и (ППШ), к-рое наблюдается в приполюсной области на широтах, превышающих $\Phi \approx 60^\circ$; п о г л о щ е н и е с в я з а н н ы м н а ч а л о м (ПВН), возникающее в период внезапного начала магн. бури в зоне полярных сияний. Обусловлено всплсками тормозного рентг. излучения электронов, высмпающихся в ионосферу АО в результате резкого снятия земной магнитосферы под воздействием ударного фронта потока солнечной плазмы; по интенсивности и продолжительности соответствует эффекту ВП; а в р о р а л ь н о е п о г л о щ е н и е (АП).

Поглощения типа ВП в ПВН появляются сравнительно редко, имеют малую продолжительность (неск. десятков минут) и поэтому не играют существ. роли в радиосвязи.

ППШ появляется после хромосферных вспышек на Солнце, сопровождаемых потоками солнечных космических лучей, в осн. протонев. На нач. фазе явления иногда регистрируются потоки солнечных электронов. Ослабление радиосигналов может достигать 100 дБ. Интенсивное поглощение ВЧ-радиоволн начинается спустя неск. часов после вспышки на Солнце — выачеле вблиз геомагн. полюса, затем постепенно охватывает всю полярную область на широтах $\Phi \geq 60^\circ$. В зависимости от степени освещённости Солнцем полярных областей Земли поглощение радиоволн в ионосфере затухает в течение 2—3 сут до исходного фонового значения. Продолжительность ППШ может достигать 10 сут и более. Явление ППШ максимально днём и минимально ночью, развивая при этом составляют 4—6 раз. В сезонном распределении явлений ППШ нет чёткой закономерности, однако можно отметить нам. вероятность появления ППШ в декабре. Наб. число случаев ППШ наблюдается в годы высокой солнечной активности (порядка 15—20 интенсивных событий), в годы низкой солнечной активности ППШ практически не наблюдается.

АП — наиболее часто встречающийся тип поглощения в высоких широтах, доставляющий наиб. трудности в поддержании устойчивой связи. Вероятность появления АП может достигать 40%. Появление АП в ночное время тесно связано с полярными сияниями и ло-

кальными магн. возмущениями. Продолжительность индивидуальных случаев АП обычно не превышает 2 ч, однако чаще всего АП наблюдается в виде серии событий, накладывающихся одно на другое. Источником увеличения ионизации в D-области, ответственной за явление АП, являются потоки энергичных электронов с энергией $E \geq 40$ кэВ из магнитосферы, вторгающиеся в полярную ионосферу на уровень области D и ниж. части области E (высоты $60-80$ км). Максимум АП как по частоте появления, так и величине происходит на широты $\Phi \approx 64-67^\circ$. Характерной особенностью АП является существование чёткой суточной вариации с двумя максимумами (дневным и ночным) и вечерним минимумом ($18-20$ ч местного времени). В сезонном ходе выделяются два равноденственных максимума, весной и осенью, из к-рых наибольший — весенний. Особенности пространственно-временного распределения АП определяются уровнем магн. активности. С ростом магн. активности центр зоны АП смещается к югу на $\Phi \approx 63-65^\circ$, зона расширяется почти вдвое и дневной максимум с $10-12$ ч местного времени смещается на более ранние часы ($6-8$ ч).

По характеру влияния АП на условия распространения ВЧ-радиоволн все трассы можно разбить на три группы.

1. Трассы, целиком проходящие внутри полярной шапки и не пересекающие зоны АП. На таких трассах АП практически отсутствует и надёжность связи может быть близка 100%, если исключить события ППШ.

2. Трассы, у к-рых хотя бы один из конечных пунктов расположен в зоне АП. На таких трассах наблюдаются набв. нарушения прохождения радиоволн. Хорошие условия связи, когда прохождение достигает 80—90%, возможны лишь сравнительно ограниченное время. Ослабление ВЧ-сигналов может достигать 30—60 дБ в зависимости от частоты излучения.

3. Трассы, пересекающие зону АП, когда передающий и приёмные пункты расположены относительно далеко от зоны. В этом случае условия радиосвязи более благоприятные, чем во втором случае: на оптм. частотах прохождение радиоволн составляет 90%. Большую роль при этом играют спорадич. слои E, наблюдающиеся в области АО на высотах E-области ~ 110 км и связанные с высмпаением электронов с энергией $1-10$ кэВ. Их можно разбить на две группы: E_1 с групповым запаздыванием в слое E. Вероятность появления E_1 в зоне АО достигает 80—90%, а концентрация электронов в максимуме слоя сравнима с электронной концентрацией в слое F. Такая ситуация способствует образованию волноводных каналов между слоями E и F. Попадая в такой канал, радиоволна как бы пересекает зону АП, испытывая существенно меньшее поглощение (см. *Волноводное распространение радиоволн*).

На P. большое влияние оказывают область АО, как набв. нерегулярная с широким спектром мелко-масштабных неоднородностей от сотен м до десятков км, к-рые могут быть результатом как прямого высмпаения энергичных частиц, так и следствием плазменных неустойчивостей, связанных с электрич. полями магнитосферного происхождения, а также область ГИП с большими горизонтальными градиентами электронной концентрации. Эффект горизонтальных градиентов ГИП и в ряде случаев и рассеяние на неоднородностях АО состоит в появлении нестандартного ВЧ-распространения с отклонением траектории радиоволн от плоскости дуги большого круга. Эти т. н. азимутальные отклонения траекторий достигает $10-30^\circ$ и более. У сигналов с азимутальными отклонениями время распространения значительно больше (до 50—100%), чем у нормальных сигналов, распространяющихся в плоскости дуги большого круга, а их максимальная наблюдаемая частота обычно выше в $1,5-7,5$ раза. Сигналы с азимутальными отклонениями набв. часто вимой и в равноденствие. Их появление, как правило, ухудшает радиосвязь, особенно в случае применения остронав-

равленных антенн, а также за счёт замурзаний (Фединга) сигналов вследствие появления многолучёвости.

Лит.: Дополнительные энергетические потери на атмосферных радионуклидах, М., 1983; Полярная верхняя атмосфера, пер. с англ., М., 1983; Ионосферномагнитные возмущения в высоких широтах, Л., 1986; Взаимодействие в Д. В., Жеребцов Г. А., Высокоширотные геофизические явления и прогнозирование коротковолновых радионавалов, М., 1987; Физика авроральных явлений, Л., 1988. П. В. Кича.

РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ — относительное содержание элементов в космич. веществе. Часто под Р. з. подразумевают распространённость не только хим. элементов, но также и их изотопов по отдельности, т. е. более общее понятие — распространённость нуклидов (РН). Среднюю РН определяют по совокупности данных геохимии, космохимии и астрофизики трём осн. методам: исследованием состава образцов земного, метеоритного и лунного вещества; изучением спектров ал.-магв. излучения Солнца, звёзд и межзвёздной среды; определением содержания нуклидов в солнечных и галактич. космических лучах.

РН в ср. быстро падает с увеличением массового числа, обнаруживая максимумы для групп С, N, O и Fe («железный пик») и затем неск. двойных пиков, соответствующих элементам Kг и Sr, Xe и Ba, Pt и Pb, k-рые имеют устойчивые изотопы с магич. числами нейтронов 50, 82, 126 (см. *Магические ядра*) либо получаются при бета-распаде ядер с такими нейтронными числами.

На рис. 2 же кривая РН приведена в более компактном виде, без разделения изотопов по процессам их образования. Эта т. н. стандартная кривая РН в Солнечной системе, построенная согласно данным А. Камерона, чётко обнаруживает указанные выше максимумы и является гл. наблюд. осн. теории нуклеосинтеза в природе. Согласно этой теории, осн. процессы образования ядер в природе включают космологич. нуклеосинтез в горячей Вселенной, приводящий к образованию гелия, термоядерное горение лёгких элементов до водорода до кремния в недрах звёзд, синтезирующие элементы «железного пика», а также процессы медленного и быстрого захвата нейтронов ядра-

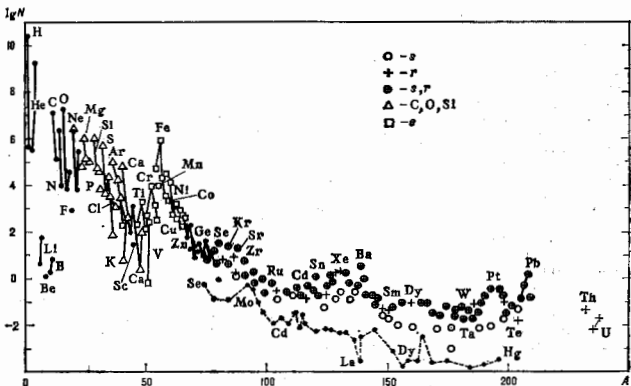


Рис. 1. Относительная распространённость нуклидов lgN (N — число атомов, $lgN_A = 8$) в зависимости от атомной массы A (по А. Камерону). Изотопы одного и того же элемента (вплоть до Be) соединены прямыми линиями. Символы указывают основные процессы синтеза нуклидов: Δ — взрывное горение С, O и Si; \ominus — медленный захват нейтронов (s-процесс), $+$ — быстрый захват нейтронов (r-процесс), \oplus — сравнительный вклад в r-процесс, \square — ядерное статистическое равновесие (e-процесс). Нуклиды, образовавшиеся в других процессах, отмечены точками. Штриховой линией обозначены обобщённые ядра.

Изотопный состав веществ достаточно хорошо изучен только для Солнечной системы. В Солнце заключена б. ч. массы Солнечной системы. Однако спектральный анализ содержания элементов и нуклидов в солнечной атмосфере не обладает столь большой точностью, как хим., радиохим. и масс-спектрохим. анализ состава метеоритного и планетного твёрдого вещества. Поэтому содержание нуклидов в метеоритах рассматривается в качестве стандарта при систематизации распространённости большинства элементов.

На рис. 1 в логарифмич. шкале показана РН в Солнечной системе, нормированная на содержание кремния. Приведённые данные получены в осн. из анализа состава метеоритов. Систематизация этих данных выполнена А. Камероном (A. Cameron) в 1982 (см. также табл.). Наиб. распространённость имеет водород (1H), примерно на порядок меньше — гелий (4He). Т. к. распространённость этих элементов вследствие их летучести на Земле, Луне и метеоритах мала, их действие, содержащееся в природе оценивают с привлечением косвенных данных: анализа внутр. строения звёзд и состава вещества межзвёздной среды, а также выводов космологич. Водород и гелий имеют в осн. первичное, космологич. происхождение (см. *Горячая Вселенная* теория). Невское содержание дейтерия и изотопов Li, Be, V объясняется тем, что эти нуклиды при звёздных темп-рах легко вступают в разл. ядерные реакци-

Распространённость некоторых нуклидов в Солнечной системе (по А. Камерону, 1982)

Нуклид	Содержание в природной смеси изотопов, %	Распространённость по числу атомов (N _{Si} ≡ 10 ⁶)	Нуклид	Содержание в природной смеси изотопов, %	Распространённость по числу атомов (N _{Si} ≡ 10 ⁶)
1H	99,985	2,68 · 10 ¹⁰	82Sr	2,56	18,9
2H	0,015	4,40 · 10 ⁶	90Nb	100	0,9
3He	1,38 · 10 ⁻⁴	3,2 · 10 ³	107Ag	51,35	0,226
4He	~100	1,8 · 10 ⁸	108Ag	48,85	0,224
6Li	7,42	4,45 · 10 ⁴	109Sn	23,03	0,889
7Li	92,58	55,55	110Sn	32,85	1,22
9Be	100	1,2	111Sn	100	1,27
10B	80,38	7,2	108Xe	27,5	1,61
11B	98,89	1,11 · 10 ⁴	110Ba	74,86	3,44
12C	99,894	2,31 · 10 ⁸	112Ba	24,77	0,924
13C	99,759	1,84 · 10 ⁴	114Ba	100	0,078
14C	88,89	2,31 · 10 ⁶	116Dy	0,0524	1,93 · 10 ⁻⁴
15N	98,01	8,9 · 10 ⁴	117Dy	28,18	0,104
16N	78,70	8,9 · 10 ⁴	118Dy	0,0123	2,48 · 10 ⁻⁴
17N	100	8,5 · 10 ⁴	119Dy	96,9877	0,020
18O	92,21	9,22 · 10 ⁸	120Dy	1,29	0,0089
19O	85,0	4,75 · 10 ⁴	121Dy	41,0	0,283
20O	85,0	8,93 · 10 ⁴	122Dy	35,8	0,477
21O	96,97	6,06 · 10 ⁴	123Dy	100	0,21
22O	83,7	1,06 · 10 ⁴	124Dy	58,55	1,522
23O	91,48	6,25 · 10 ⁴	126Dy	100	0,14
24O	87,88	3,4 · 10 ⁴	127Dy	100	0,065
25O	100	6,2	128Dy	0,720	0,0084
26O	56,90	23,5	129Dy	99,2745	0,0203

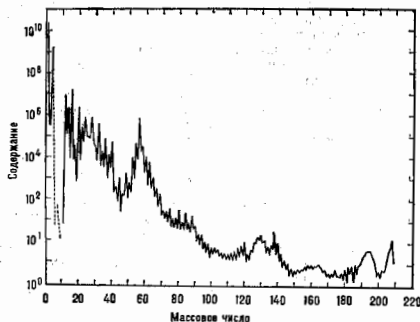


Рис. 2. Стандартная кривая распространённости нуклидов.

ми с образованием тяжёлых нуклидов вплоть до изотопов висмута и урана. Особый интерес в теории нуклеосинтеза представляет происхождение т. н. обобщённых ядер. Это изотопы Se, Mo, Cd, La, Dy и др. элементов, к-рые оказываются в стороне от путей нейтронного захвата. Распространённость обобщённых нуклидов примерно на два порядка меньше распространённости ядер, образующихся в процессах нейтронного захвата. Синтез обобщённых ядер объясняют обычно ядерными реакциями с участием протонов (p, γ), (p, n) или слабыми взаимодействиями с участием нейтрино, возникающими при взрыве сверхновой. Не исключён также вклад в механизм их синтеза тройного деления ядер с вылетом обогащённых нейтронами лёгких заряд. частиц.

Несмотря на то, что состав большинства звёзд, галактик и межзвёздной среды в осн. следует стандартной кривой РН, существуют отклонения от неё, вызванные разл. физ. причинами. Старые звёзды, принадлежащие гало Галактики и шаровым звёздным скоплениям, содержат тяжёлых элементов в 10^{-10} раз меньше, чем Солнечная система. Это связано с хим. эволюцией галактик. Нек-рые группы звёзд содержат тяжёлые элементы в пропорциях, существенно отличающихся от стандартных распространённости, таковы, напр., т. н. суперметаллич. звёзды (барневые, CNO и др.). Существуют также обогащённые и обеднённые гелием звёзды, звёзды с низким содержанием Са. Звёзды с аномальным хим. составом составляют примерно 10% всех звёзд, находящихся вблизи гл. последовательности (см. Герцшпрунга — Рассела диаграмма) и имеющих темп-ру поверхности от 8000 до 20 000 К (см. Химически неустойчивые звёзды).

Появились свидетельства в пользу того, что изотопный состав Солнечной системы также не является столь однородным, как казалось раньше. Открыты аномалии (большинство из них на уровне долей процента) в распространённости изотопов кислорода, неона, магния. Всё это указывает на многообразие процессов, сформировавшихся вещество звёзд, галактик и Солнечной системы.

Лит.: Франк-Каменский Д. А., Наде́ж и Д. К., Распространённость элементов, в ян. Физика космоса, 4 изд., М., 1986; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986; Крамаровский И. М., Чечев В. П., Синтез элементов во Вселенной, М., 1987.

РАСПЫЛЕНИЕ твёрдых тел — разрушение твёрдых тел под действием бомбардирующей их поверхности заряженных и нейтральных частиц (атомами, ионами, нейтронами, электронами и др.) и фотонами. Впервые наблюдалось как разрушение катода в газовом разряде (отсюда термин *к а т о д н о е* Р.). Продукты Р. — ато-

мы, положит. и отрицат. ионы, а также нейтральные и ионизованные атомные и молекулярные комплексы (кластеры). Скорость Р. характеризуют полным коэф. K , равным ср. числу всех частиц, испущенных мишенью, приходящихся на одну бомбардируемую частьцу, или парциальными коэффициентами. Кроме K (интегральная характеристика) процесс Р. определяется также дифференц. характеристиками: энергетич. распределение распылённых частиц, их угловым и зарядовым распределениями, распределением по состояниям возбуждения, по массам и др.

Различают неск. видов Р., отличающихся механизмом процесса Р.: столкновительное (физ., или ионное, Р.), к-рое доминирует в той области энергий бомбардирующих частиц, где преобладают упругие процессы (ядерное торможение); Р. за счёт неупругих процессов — в результате возбуждения и ионизации атомов твёрдого тела; хим. Р., к-рое возникает, если падающие частицы атакуют в реакцию с атомами твёрдого тела, в результате чего на поверхности образуются летучие соединения. Возможны сочетания неск. механизмов Р.

Столкновительное распыление имеет место при передаче кинетич. энергии бомбардирующих частиц атомам мишени. Вследствие этого не-к-рые атомы приобретают энергию, превышающую энергию связи U_s поверхностных атомов и покидают мишень. При энергиях E_0 бомбардирующих частиц ниже не-к-рогого порога $E_{кр}$ Р. отсутствует ($K = 0$). Величина $E_{кр}$ при нормальном падении ионов на мишень (угол падения $\theta = 0$) изменяется от $4U_s$, если массы ионов ($M_{и}$) и атомов мишени ($M_{м}$) близки ($M_{и} \approx M_{м}$), до $50 U_s$ если $M_{и} \ll M_{м}$.

По мере увеличения $E_0 > E_{кр}$ коэф. K возрастает, проходит через максимум, положение к-рогого зависит от комбинации частица — мишень, и убывает (рис. 1).

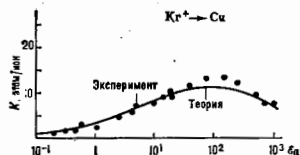


Рис. 1. Зависимость коэффициента распыления Си от энергии бомбардирующих ионов Kr^+ .

Типичные значения K — в максимуме от 10^{-2} ат/ион (лёгкие ионы) до $(1-5) \cdot 10^4$ ат/ион (тяжёлые ионы). Значимость K от атомных номеров как бомбардирующих ионов $Z_{и}$, так и атомов материала мишени $Z_{м}$ является немонотонной. В частности, зависимость от $Z_{и}$ практически такая же, как и зависимость обратной величины энергии сублимации E_s распыляемого материала (рис. 2). При столкновит. Р. под действием нейтронов $K \sim 10^{-4}-10^{-6}$ ат/ион. При увеличении угла θ падения частиц на мишень K для монокристалла и аморфных мишеней растёт, проходит через максимум ($\theta = 60-80^\circ$) и затем убывает. Для монокристалла, чья мишень на фоне возрастания K с θ наблюдается резкое его уменьшение, когда направление бомбардировки становится параллельным либо осам, либо плоскостям мишени с низкими кристаллографич. индексами (рис. 3).

Зависимость K от темп-ры T мишени обычно является слабой, если только T не близка к $T_{пл}$ материала мишени либо если в исследуемом температурном интервале мишень не претерпевает фазовых переходов. В последнем случае K может резко измениться в узком температурном интервале. Коэф. K может зависеть также и от флюенса облучения и от состояния облучаемой поверхности, в частности от размеров зёрен, текстур поверхности, шероховатости.

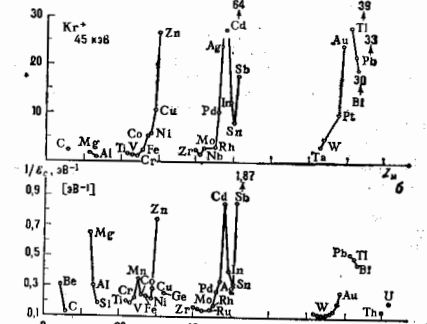
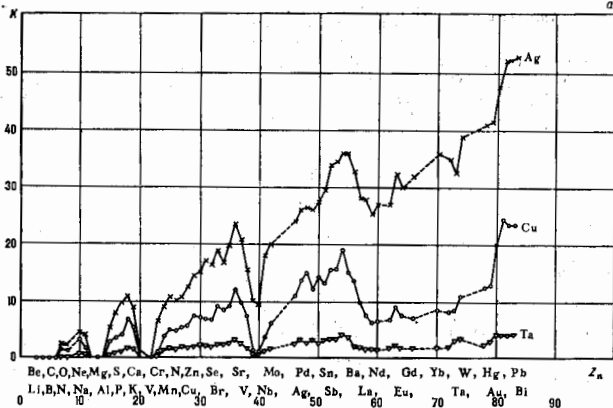


Рис. 2. Зависимость K от атомного номера иона Z_a (а), от атомного номера Z_m атома мишени (б) и зависимость обратной величин энергии сублимации ϵ_s от Z_m (в).

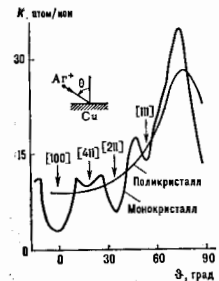


Рис. 3. Зависимость K от угла падения θ ионов на мишень.

Угл. распределение вылетающих частиц в случае аморфных и поликристаллич. мишеней широко. Если энергия бомбардирующих частиц ϵ_0 не слишком мала и углы падения θ не слишком велики, то распределение слабо зависит от сорта частиц, ϵ_0 , θ , и в первом приближении число распыленных частиц $N \sim \cos \phi$ (ϕ — угол вылета относительно нормали к поверхности мишени). При высоких энергиях распределение частиц более узкое, при низких — более широкое,

чем $N \sim \cos \phi$. При увеличении θ максимум распределения сдвигается в направлении пучка бомбардирующих ионов. В случае монокристаллич. мишеней наблюдается преимуществ. выход распыленного вещества вдоль наиб. плотно упакованных направлений мишени (пяти в В е р е а).

Энергетич. распределение распыленных частиц $N(\epsilon)$ широкое. Среди распыленных частиц имеются частицы как с тепловыми энергиями ($\epsilon \sim kT$), так и с энергиями $\epsilon \sim \epsilon_0$. Максимум распределения наблюдается при $\epsilon_{\text{макс}} \sim 1-10$ эВ; его положение зависит от энергии сублимации ϵ_s атомов мишени. При $\epsilon_s \gg \epsilon_{\text{макс}} N(\epsilon) \sim \epsilon^{-2}$ (рис. 4). Ср. энергия $\bar{\epsilon}$ распыленных частиц тем меньше, чем больше K (для монокристаллич. мишеней $\bar{\epsilon}$ зависит также от кристаллографич. направления).

При бомбардировке молекулярными ионами, а также при бомбардировке тяжёлых мишеней тяжёлыми ионами могут наблюдаться нелинейные эффекты. В частности, коэф. Р. двухатомными молекулярными ионами может превышать $2K$ для атомарных ионов той же скорости,

Рис. 4. Энергетическое распределение распыленных частиц.

а энергетич. распределение распыленных частиц может обогащаться частицами с энергиями $\epsilon \sim kT$.

В процессе Р. могут происходить изменения состава, структуры и топографии поверхности. Под действием тяжёлых ионов образуются конусы и пирамиды размером порядка мкм, гребни, канавки и ямки. При облучении лёгкими ионами в приповерхностном слое могут появляться пузырьки газа, что приводит к вспучиванию поверхности (б л и с т е р и н г у), шелушению и отслаиванию.

Теория столкновительного Р. (напр., теория Зигмунда) основаны на рассмотрении каскадов упругих столкновений, вызванных передачей кинетич. энергии от бомбардирующей частицы атомам мишени. Работают 3 режима столкновительного Р. Ре ж и м 1 в я м о г о в ы б и в а н я реализуется вблизи порога ϵ_{0n} при бомбардировке лёгкими ионами и при скользящем падении; протяжённые каскады невелики, значит, вклад дают первично выбитые атомы (рис. 5). Ре ж и м л и в е й ш ы х каскадов (реализуется для всех ионов, кроме самых тяжёлых — с энергиями ϵ_0 от 1 до неск. десятков кэВ и для нейтронов) характеризуется малой плотностью распределения выбитых атомов, так что преобладают столкновения движущихся атомов с неподвижными, а столкновения движущихся



Рис. 5. Режимы столкновительного распыления.

атомов между собой происходит редко. В режим и в линейных каскадах (тепловых шок) реализуется для ионов с большими массами и молекулярных ионов. Плотность распределения выбитых атомов столь высока, что большинство атомов внутри некоторого объема находится в движении.

Каскадные теории для Р. твёрдых тел с неупорядоченным расположением атомов в режиме линейных каскадов, основанные на уравнении Больцмана, приводят к соотношениям

$$K \sim (d\sigma_{ij}/dx)_{\text{яд}}; N(\varphi) \sim \cos \varphi; N(\delta) \sim \delta^{-2}.$$

Р. за счёт упругих столкновений наб. существенно в металлах и полупроводниках.

Электронный механизм распыления реализуется, если кинетич. энергия иона (электрона, фотона) расходуется на изменение внутр. энергии атома мишени. Наблюдается для диалектриков (щелочно-галогенные соединения, органич. соединения, отвержденные газы, лёд, большие биомолекулы), а также для ряда полупроводниковых соединений и мелкодисперсных металлов. Коэф. K могут достигать значений $10^2 - 10^4$ ат/ион. Энергетич. зависимость $K(\mathcal{E}_i)$ имеет максимум в области максимума неупругих уд. потерь энергии (электронное торможение). В зависимости от сочетания ион (электрон) — мишень наблюдается либо прямая пропорциональная, либо более сильная — вплоть до квадратичной — зависимость K от $(d\mathcal{E}/dx)_{\text{эл}}$. Величина K не зависит от T вплоть до опред. пороговой темп-ры, после чего наблюдается рост K при приближении к темп-ре, при к-рой происходит либо сублимация мишени, либо разрыв молекулярных связей). Энергетич. распределение распыленных частиц значительно более узкое, максимум наблюдается при энергиях, значительно более низких, чем в случае столкновительного Р.

При Р. под действием низкоэнергетич. электронов и фотонов пороговая энергия \mathcal{E}_p того же порядка, что и ширина запрещённой зоны \mathcal{E}_g мишени и энергия экзитонных переходов. Р. может быть эффективным лишь для к-л. одного элемента соединения, напр. галогена в щелочно-галогидном соединении. При облучении фотонами число распыленных частиц N растёт с ростом интенсивности облучения. Угл. распределение распыленного вещества может различаться для разных компонентов. Так, для щелочно-галогенных соединений наблюдается преимущественное Р. галогенов вдоль низковинных осей кристалла, тогда как распределение атомов щелочного металла $N \sim \cos \varphi$. Большая доля распыленных частиц обладает тепловыми энергиями, но есть и сверхтепловая компонента.

Единой теории преобразования энергии возбуждённого или ионизов. атома твёрдого тела в кинетич. энергию движения атомов, приводящего к Р., пока нет. Существует лишь ряд моделей (модель теплового пика, модель кулоновского взрыва, аксонатная модель и др.), объясняющих те или иные закономерности сочетания бомбардирующих частиц и типа распыляемых материалов.

Химическое распыление. При хим. Р. между бомбардирующими частицами и атомами мишени на поверхности

в результате хим. реакции образуются молекулы с низкой энергией связи, к-рые могут десорбироваться при темп-ре мишени. Хим. Р. наблюдается в нек-ром температурном интервале. В этом интервале зависимость $K(T)$ обычно проходит через максимум; чётко выраженной пороговой энергии нет. Коэф. K зависит от конкретного сочетания химически активных ион — мишень. Энергетич. распределение молекул в большой степени определяется темп-рой поверхности мишени.

Р. используется для получения атомно-чистых поверхностей, тонких плёнок, анализа поверхностей, при ионно-лучевой и ионно-плазменной обработке поверхностей. Р. лежит в основе ионно-плазменных способов травления материалов для целей микроэлектроники, играет важную роль в космич. материаловедении, а акустике, в технике ядерных реакторов (Р. под действием нейтронов) и термоядерных устройств, при консервации радиоакт. отходов и др.

Лит.: Распыление твёрдых тел ионной бомбардировкой, под ред. Р. Бершта, пер. с англ., в. 1—2, М., 1984—86; Плазменная технология в производстве СБИС, под ред. Н. Айспрука и Д. Брауна, пер. с англ., М., 1987; Sputtering by particle bombardment, 1, ed. by R. Behrisch, K. W. Wittpack, Springer-Verl., 1991; Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твёрдых тел. Сб. ст., пер. с англ., М., 1989; Фальконе Д., Теория распыления, «ФНН», 1992, т. 162, № 10 с. 71; Е. С. Мильков, В. А. Мельников.

РАССЕЯНИЕ ВОЛН — возмущения волновых полей, вызываемые неоднородностями среды и помещёнными в эту среду рассеивающими объектами. Допустимо различать три осн. вида рассеяния.

1. Р. в на одиночных объектах в однородной среде. Это могут быть одиночные частицы (электроны, атомы, молекулы) в вакууме. Др. тип таких объектов — макроскопич. тела, отличающиеся от окружающей среды показателем преломления и импедансом, плазменные слюстки, газовые пузырьки в жидкости и т. д. (см. *Рассеяние света*, *Рассеяние звука*). Фактически в этих случаях Р. в. отличается от дифракции волн только терминологически.

2. В случае множеств. объектов или регулярных непрерывно распределённых возмущений среды особое значение имеют коллективные эффекты, обусловленные суперпозицией полей рассеяния и взаимным перераспределением (многократным рассеянием). Так формируются диаграммы рассеяния от периодич. решёток, многослойных структур (см. *Дифракционная решётка*, *Брэгговское отражение*). В нелинейных средах такие (как правило, периодические) структуры образуются как отклики среды на интенсивные волны накачки или на разл. суперпозиции поля в многоволновых комбинациях. Эти случаи относятся к явлениям вынужденного Р. в. (см., напр., *Мандельштам — Брэгговское рассеяние*).

3. Р. в. на стохастических (случайно распределённых) возмущениях сред или границ раздела. Иногда под Р. в. понимается именно такой тип рассеяния. Если облако дискретных хаотических расположенных рассеивателей достаточно разрежено, при расчёте рассеиваний полей можно пользоваться приближением однократного рассеяния, т. е. первым приближением метода возмущений (см. *Ворновское приближение*, *Возмущений теория*). Это приближение справедливо в условиях, когда ослабление падающей волны из-за перехода части её энергии в рассеяние поле незначительно. В этом случае диаграмма направленности рассеяния плоской волны от всего облака рассеивателей совпадает с *индикатрисой* рассеяния отд. частицы. При наличии движения рассеивателей частотный спектр рассеяния первоначально монохроматической волны изменяется: ср. скорость движения рассеивателей определит сдвиг максимума спектра, а дисперсия её флуктуаций — уширение спектра рассеянного волнового излучения — явление спектра *Доплера эффект*. При рассеянии эл.-магн. волны происходит также изменение поляризации.

При большой концентрации рассеивателей в среде происходит многократное Р. в. на частицах. В этом случае падающая волна сильно затухает из-за рассеяния даже

в отсутствие истинной диссипации, а угловой и частотный спектры рассеянного излучения изменяются по мере проявления в глубь рассеивающей среды. При анализе используются теория *переноса излучения*, имеющая дело с интенсивностями распространяющихся волн, и теория многократного рассеяния, основанная на решении волнового уравнения с учётом эффектов взаимодействия мн. частей.

В реальных хаотически неоднородных сплошных средах флуктуации их параметров (концентрация, темп., скорости движения и т. д.), как правило, являются достаточно слабыми. Это позволяет при расчёте R_v на неоднородностях, находящихся в достаточно малом объёме, использовать приближение однократного рассеяния. В этом случае угл. спектр рассеянного излучения повторяет пространственный спектр неоднородностей среды, поскольку процесс рассеяния под данным углом можно представить как брэгговское отражение от одной из пространственных гармоник среды (трёхмерных решёток), определяемой разностью волновых векторов падающей и рассеянной волн. В турбулентных потоках частотный спектр рассеяния определяется, как и для дискретных рассеивателей, ср. и флуктуац. скоростями макроскопич. движения среды.

Теория многократного рассеяния в сплошных средах наиб. хорошо развита для случая одномерных неоднородностей, а в трёхмерно-неоднородных средах — в приближении малогоугольного рассеяния «всередь». Для анализа используется схема *марковских случайных процессов* в диффузионном приближении, теория *переноса излучения*, метод суммирования ряда теории возмущений по кратности рассеяния при помощи *фейнмановских диаграмм* (решения *Дайсона уравнения и Бете — Салпитера уравнения*), метод геом. оптики, *плазмы возмущений метод и параболическое уравнение приближения*. Одним из наиб. ярких эффектов многократного рассеяния в одномерной среде является полное отражение волны от полубесконечной среды со слабыми флуктуациями показателя преломления. При маломуголом многократном рассеянии в среде с трёхмерными неоднородностями происходит накопление флуктуаций параметров волны с ростом дистанции. В частности, накопление с расстоянием флуктуаций направления нормали к поверхности пост. фазы волны приводит к росту ширины угл. спектра излучения. В среде с пространственно-переменными неоднородностями аналогичным образом растёт с расстоянием ширина частотного спектра. Дисперсия флуктуаций интенсивности на нек-рой глубине выходит на стационарный уровень. Совместное влияние диссипации и рассеяния приводит к существованию «глубинного режима», когда угл. спектр излучения перестаёт зависеть от диаграммы направленности падающей волны.

Важную в прикладном аспекте роль играет R_v в равновесной и неравновесной плазме, где наряду с эл. магн. волнами могут распространяться и др. типы волн (плазменные) в изотермич. плазме, ионно-звуковые в неадиабатической, альвеновские, магн.-звуковые и свистовые в магнитоактивной плазме и т. п., см. *Волны в плазме*. Это приводит к очень сложной картине рассеяния, существенно меняемому как угловому, так и частотному спектров, трансформации волны одного типа в другие и т. п.

R_v на шероховатых и неоднородных поверхностях раздела сред приводит к тому, что волна не только отражается в зеркальном направлении, но и рассеивается в др. направлениях. Если шероховатая поверхность движется, то спектр рассеянной волны отличен от спектра падающей волны. Такие характеристики, как интенсивность и поляризация рассеянных волн, видяктриса рассеяния, существенно зависят от соотношения между длиной волны, масштабом и высотой шероховатостей. Осн. методами для расчёта поля рассеяния на шероховатых поверхностях являются метод возмущений и *Кирхгофа метод*. Метод возмущений справедлив, когда

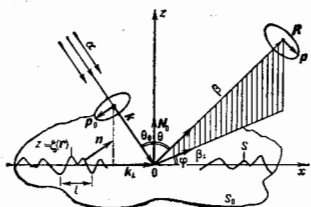
высота шероховатости мала по сравнению с длиной волны, а метод Кирхгофа пригоден для сколь угодно высоких, но плавных неровностей. Дальнейшая разработка теории велась по линии развития приближений малых возмущений и метода Кирхгофа. Вводились нелокальные граничные условия, учитывались затенения в методе Кирхгофа, развивалась концепция резонансного рассеяния, разрабатывалась теория рассеяния на поверхности с двумя типами неровностей и т. д.

Теория R_v имеет важное прикладное значение. Напр., ещё Дж. Рэйли (J. Rayleigh) в развитой им теории рассеяния света на тепловых флуктуациях показателя преломления воздуха установил, что интенсивность рассеянных волн растёт пропорционально 4-й степени частоты. Это позволило ему объяснить голубой цвет неба. Дисперсией света и рассеянием на водяных каплях воздуха после дождя объясняется явление радуги. Рассеяние радиоволн на шероховатых поверхностях привлекается для определения параметров шероховатости морской поверхности, поверхности Луны и планет и т. д. R_v в связанных с ним флуктуациях параметров волны широко используются для создания дистанц. методов измерения характеристик турбулентных потоков, атмосферной турбулентности, лабораторной и ионосферной плазмы. Изменение направления волны при рассеянии в тропосфере и ионосфере используется для создания систем *аэрозонитной радионавигации* на УКВ (см. *Аэрозонитное распространение радиоволн*).

Лит.: Басс Ф. Г., Фунс И. М., Рассеяние волн на статистически неровой поверхности, М., 1972; Электродинамика плазмы, М., 1974; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Крайнов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Кляцкин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980; Исмаилов А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Черныш А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981.

В. В. Тамойкин, В. Г. Гаверзиленко.

РАСSEЯНИЕ ВОЛН НА СЛУЧАЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ — рассеяние волн на статистически неровой границе раздела двух сред. R_v на с. п. оказывает существенное влияние на характер распространения радиоволн в естеств. условиях: рассеяние на неровностях рельефа земной поверхности, зволнованной поверхности моря, ниж. границе ионосферы приводит к флуктуациям параметров радиосигналов. При передаче сигналов по волноводным или квазиволнч. линиям передачи шероховатости поверхности является причиной появления паразитных мод, искажения передаваемых сигналов и их затухания. При работе радиолокац. и радиометрич. систем R_v на с. п., с одной стороны, является источником пассивных помех, маскирующих полезный сигнал, а с другой — содержит полезную информацию о параметрах рассеивающей поверхности, являясь физ. основой методов дистанц. зондирования окружающей среды, напр. для определения по радиолокац. (радиометрич.) данным параметров морского волнения, состояния ледового и снежного покрова, степени расчленённости рельефа и т. д. В задачах гидро- и сейсмоакустики аналогичную роль играет рассеяние звука на поверхности и дне океана, на др. границах раздела сред с различающимися физ. параметрами. В оптике R_v на с. п. приводит к нарушению законов зеркального отражения и преломления, является причиной искажений изображения в реальных оптич. системах и диффузного рассеяния света разл. матовыми поверхностями. В физике твёрдого тела рассеяние разл. квазичастиц, траекторных как волны, на естеств. шероховатой поверхности образца приводит к уменьшению времени их жизни, затуханию собств. состояний (напр. магн. поверхностных урней), влияет на характер скин-эффекта и др. кинетич. явлений (алектро- и теплопроводность тонких плёнок, расширение линий резонансных переходов между разл. квантовыми состояниями и т. д.).



Отклонения неровной поверхности S (рис.) от ср. плоскости $z = 0$ описываются случайной ф-цией $z = \xi(r)$, где $r = (x, y)$, усреднение по ансамблю реализаций этой ф-ции обозначается $\langle \dots \rangle$. Скалярное волновое поле $U(R, t)$, $R = (r, z)$ (либо любая компонента векторного) в результате Р. в. на с. п. также становится случайным и может быть представлено в виде суммы среднего (когерентного) поля $\langle U \rangle$ и флуктуационного (некогерентного) поля u . Для описания Р. в. на с. п. в качестве неровного поля достаточно, в силу принципа суперпозиции, рассмотреть плоскую монохроматич. волну $U_0 = \exp[i(kR - \omega t)]$ с волновым вектором k и частотой ω , падающую из верх. полупространства под углом θ_0 на границу раздела двух сред. Ниже описываются только отраженные волны, рассеянные в верх. полупространство. Для решения задачи о Р. в. на с. п. использую след. приближенные методы.

Метод малых возмущений (ММВ) применяют для достаточно низких и пологих неровностей:

$$P = (2ka \cos \theta_0)^2 \ll 1, \quad \gamma_0^2 = \langle (\xi^2) \rangle = \sigma^2 / l^2 \ll 1.$$

Здесь P — параметр Рэлея, $\sigma^2 = \langle \xi^2 \rangle$ — дисперсия высот неровностей, l — их радиус корреляции, γ_0^2 — дисперсия наклонов. При скользящем распространении ($\theta_0 \rightarrow \pi/2$) вместо P следует требовать малости параметра Фейнберга: $ka^2/l \ll 1$. Рассеянное волновое поле U представляется в виде ряда $U = U_0 + u_1 + u_2 + \dots$, где U_0 — отражённое (предлобное) поле на плоской границе ($\xi = 0$), а $u_n \sim \xi^n$ — малые поправки к U_0 . Если ограничиться только первыми двумя слагаемыми в ряде ММВ, то ср. поле $\langle U \rangle$ совпадает с невозмущённым U_0 , а флуктуац. поле u — однократно рассеянным полем u_1 (борновское приближение).

Рассеивающие свойства неровной поверхности характеризуют уд. эфф. поверхность σ рассеяния $\tilde{\sigma}(\alpha, \beta)$, k -рал определяется как умноженное на 4π отношение ср. потока энергии флуктуац. поля u , рассеянного с единицы площади S_0 в единичный телесный угол в направлении β , к плотности потока энергии в падающей волне, распространяющейся в направлении $\alpha = k/k$:

$$\tilde{\sigma}(\alpha, \beta) = 4\pi \langle |u(R)|^2 \rangle R^2 / |U_0|^2 S_0 = 16\pi k^4 Q(\alpha, \beta) S_\xi(q_1). \quad (1)$$

Здесь R — расстояние от центра рассеивающей площадки S_0 до точки наблюдения R , находящейся в дальнейшей зоне (зоне Фраунгофера): $q = k\beta - \alpha$ — вектор рассеяния, q_1 — его проекция на плоскость $z = 0$, $S_\xi(q)$ — пространств. спектральная плотность неровностей, связанная преобразованием Фурье с их корреляционной функцией $W(\rho) = \langle \xi(r + \rho)\xi(r) \rangle$, для пространственно однородной статистически неровной поверхности

$$S_\xi(q) = (2\pi)^{-2} \int d\rho W(\rho) \exp(iq\rho).$$

Явный вид не зависящего от параметров неровностей множителя $Q(\alpha, \beta)$ определяется конкретными условиями. Напр., при рассеянии звука на абсолютно мягкой поверхности ($U|_S = 0$)

$$Q(\alpha, \beta) = (\alpha_z \beta_z)^2 = \cos^2 \theta_0 \cos^2 \theta_s;$$

на абсолютно жёсткой поверхности ($\partial U / \partial n|_S = 0$)

$$Q(\alpha, \beta) = (1 - \alpha_z \beta_z)^2 = (1 - \sin \theta_0 \sin \theta \cos \varphi)^2,$$

здесь φ — угол между плоскостью падения (α , N_0) и плоскостью рассеяния (β , N_0), N_0 — орт вдоль осн Oz . При рассеянии эл.-магн. волны на идеально проводящей поверхности

$$Q(\alpha, \beta) = [P_z \alpha_z (P_0 \beta) + P_{0z} \beta_z (P \alpha) + P_{0z} P_z (1 - \alpha \beta) - \beta_z \alpha_z (P_0 \beta)]^2,$$

где P_0 , P — единичные векторы поляризации падающей волны и приемника, ортогональные к направлению распространения волн: $(P_0 \alpha) = (P \beta) = 0$. При обратном рассеянии $\beta = -\alpha$ (в радиолокации) на неровной границе раздела двух сред с диэлектрич. проницаемостями $\epsilon_1 = 1$ и $\epsilon_2 = \epsilon$:

$$Q(\alpha, -\alpha) = (1/16) \{ (\epsilon - 1)(1 + V_r) + [1 + V_r (P_0 \beta) + (\epsilon - 1) \epsilon^{-1/2} - V_r] P_z P_{0z} \}^2.$$

Здесь $V_{rH}(\theta_0)$ — коэф. отражения Френеля для горизонтальной (H) и вертикальной (V) поляризации (см. Френеля формул).

Р. в. на с. п. в борновском приближении, как следует из ф-лы (1), является резонансным: в направлении β рассеивает только одна пространств. гармоника из спектра $S_\xi(q_1)$ неровностей поверхности, волновой вектор k -ральной совпадает с проекцией вектора рассеяния q на плоскость $z = 0$.

Модифицированная теория возмущений (МТВ) учитывает при расчёте ср. поля $\langle U \rangle$ многократное рассеяние. Отражение ср. поля $\langle U \rangle$ от случайной поверхности происходит так же, как и от плоской границы раздела $z = 0$, во с эфф. поверхностью импеданса $\eta(k_1)$, зависящим от длины волны λ и направления облучения, т. е. при Р. в. на с. п. имеет место дисперсия пространственная. Для абсолютно жёсткой поверхности $\eta(k_1)$ выражается через интеграл по всем направлениям рассеяния β от величины $\tilde{\sigma}(\alpha, \beta)$, аналитически продолженной в область комплексных углов рассеяния θ ($\sin \theta = |\beta| = |\alpha|/k > 1$):

$$\eta(k_1) = k^{-1} \int d\alpha \alpha_x^{-1} (k^2 - \alpha^2) S_\xi(\alpha - k_1) = (1/16\pi) \int d\beta \beta_z^{-1} \tilde{\sigma}(\alpha, \beta), \quad (2)$$

где $\alpha_x = \sqrt{k^2 - \alpha^2}$, $\beta_z = \sqrt{1 - \beta^2}$ ($\text{Im} \alpha_x, \text{Im} \beta_z \geq 0$). Активная часть импеданса $\text{Re} \eta(k_1)$ пропорциональна энергии, рассеянной во флуктуац. поле, и определяется интегралом (2) только по вещественным углам рассеяния ($|\beta| \leq 1$), рассеяние происходит в однородные уходящие от поверхности волны; реактивная часть $\text{Im} \eta(k_1)$ связана с рассеянием в неоднородные волны ($|\beta| > 1$), обусловлены сдвиг фаз между падающей и отраженной волнами и замедление поверхностных волн, распространяющихся над шероховатой жёсткой поверхностью.

При рассеянии эл.-магн. волн статистически неровная поверхность по отношению к когерентному полю эквивалентна импедансной, вообще говоря, анизотропной плоскости, описываемой тензором поверхностного импеданса $\eta_{\nu\mu}$; $\mu, \nu = x, y$, связывающего тангенц. компоненты ср. элктрич. E и магн. H полей:

$$E_\nu = \eta_{\nu\mu} N_\mu J_\nu,$$

для идеально проводящей поверхности ($|\epsilon| \rightarrow \infty$)

$$\eta_{nm}(k_1) = k^{-1} \int dx_2 \int dx_3 \left[x_2^2 (\delta_{nm} k^2 - k_n k_m) + k^2 (k_n - x_n)(k_m - x_m) \right] \delta(\xi |k - k_1|).$$

При рассеянии волн на изменяющейся во времени границе раздела, возмущения k -рой можно представить в виде суперпозиции бегущих плоских волн с волновыми векторами p и частотами $\Omega(p)$, происходит изменение частоты рассеянных волн по сравнению с частотой падающей волны ω . В борновском приближении спектр рассеянного поля в зоне Фраунгофера состоит из двух комбинац. частот:

$$\omega_{\pm} = \omega \pm \Omega(q_1).$$

Затухание поверхностных волн [$\text{Im}\Omega(p) \neq 0$], а также след. порядки в ММВ отражаются в расширении спектра рассеянного поля и появлении др. комбинац. частот.

В ближней зоне (зоне Френеля) интерференция рассеянных волн приводит к флуктуациям амплитуды и фазы волнового поля, характер k -рых определяется значением волнового параметра $D = R/k^2 \cos \theta_0$, равного по порядку величины ср. числу вершиностей в первой зоне Френеля; при $D \ll 1$ — флуктуации амплитуды малы, а дисперсия флуктуаций фазы равна параметру Рэлея P ; при $D \gg 1$ — флуктуации амплитуды и фазы некогерентны, а их дисперсии совпадают и равны $P/2$.

Метод касательной плоскости (МКП), или метод Кирхгофа, применяют для решения задач о Р. в. на с. п. с большими по сравнению с λ неровностями. При этом допустимы сколь угодно большие значения параметра Рэлея, однако верности должны быть достаточно гладкими — $\text{kacos}^2 \theta' \gg 1$, где α — характерный радиус кривизны поверхности, а θ' — локальный угол падения, $\text{cos}^2 \theta' = -(\eta \alpha)$. В основе МКП лежит предположение о том, что поле U в каждой точке R_0 поверхности S можно представить в виде суммы волн падающей волны и волн, зеркально отраженной от плоскости, касательной к поверхности в точке R_0 ; поле в произвольной точке R затем определяют по Грина формуле в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля. После усреднения по ансамблю реализаций $\xi(r)$ когерентное поле $\langle U \rangle$ распространяется только в направлении зеркального отражения от ср. плоскости $z = 0$, отличаясь от поля нулевого приближения U_0 на эфф. коэф. отражения V_0 :

$$\langle U \rangle = V_0 U_0; \quad V_0 = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi w(\xi) \exp(-2i k \xi \cos \theta_0), \quad (3)$$

$w(\xi)$ — плотность распределения вероятности случайных отклонений ξ от ср. плоскости $z = 0$. Для нормальной случайной поверхности, отклонения k -рой от ср. плоскости соответствуют Гауссу распределению, $V_0 = \exp(-P/2)$.

Некогерентное рассеяние в заданном направлении при больших значениях параметра Рэлея определяется вероятностью зеркально отражающих на α в β наклонов поверхности $\gamma_3 = -q_1/q_3$ (с нормалью $n_3 = q/q_0$):

$$\tilde{\sigma}(\alpha, \beta) = \pi |V(\theta_3)|^2 (q_1/q_3) w_r(\gamma_3), \quad (4)$$

где w_r — плотность распределения вероятностей наклонов γ — $V(\gamma)$, а $V(\theta_3)$ — коэф. отражения Френеля при зеркальных углах падения, $\text{cos} \theta_3 = (n_3 \beta) = -(\eta_3 \alpha)$.

Учет затенений поверхности в рамках МКП сводится к тому, что в ф-лах (3) и (4) под ф-циями $w(\xi)$ и w_r следует понимать плотности распределения высот и накло-

нов только освещенных (по отношению к направлениям α и β) участков поверхности. Величина $\tilde{\sigma}$ в форме (4) не зависит от длины волны излучения и по сути является следствием применения геометрической оптики метода. Расчет дифракц. эффектов приводит к поправкам к МКП $\sim \sigma^2/k^2$, а для эл.-магн. волн в радиодолац. случае ($\beta = -\alpha$) — к появлению деполяризации рассеянного поля, что не удаётся выявить в рамках ММВ и МКП.

Двухмасштабную модель (ДММ) применяют для интерпретации эксперим. данных по Р. в. на с. п. с широким спектром вертикальных и горизонтальных масштабов неровностей, когда не выполняются условия применимости ни ММВ, ни МКП. Шероховатую поверхность в ДММ рассматривают как суперпозицию мелкомасштабной «ряби» (для расчёта рассеяния на k -рой применим ММВ) и гладких крупномасштабных вершиностей $z = Z(r)$ с наклонами $\Gamma = \nabla Z$, удовлетворяющими МКП. В результате $\tilde{\sigma}$ представляется в виде суммы (4) (где следует заменить η на Γ) и усреднённой по наклонам крупномасштабной поверхности Γ величины $\tilde{\sigma}_N(\alpha, \beta)$, рассчитанной по ф-ле (1) для шероховатой плоскости со ср. неровности $N = (N_0 - \Gamma)(1 + \Gamma^2)^{-1/2}$:

$$\tilde{\sigma}(\alpha, \beta) = \int d\Gamma w(\Gamma) N^{-2} \tilde{\sigma}_N(\alpha, \beta),$$

где $w(\Gamma)$ — плотность распределения вероятностей наклонов Γ . С помощью ДММ описывают рассеяние радиоволн возмущённой морской поверхностью и поверхность Луны, рассеяние звука поверхностью и дном океана.

Метод малых наклонов (ММН) применяют для расчёта Р. в. на с. п. с вершинстями произвольной высоты, но достаточно пологими ($\eta \ll 1$). Для низких неровностей ММН приводит к ф-лам ММВ, для высоких — к МКП. Первый член ряда по η получается из ф-лы (1) борновского приближения для $\tilde{\sigma}$ (определённого для полного рассеянного поля, а не только флуктуационного) заменой:

$$S_1(q_1) \rightarrow (2\eta q_2) \int d\rho \exp(iq_2 \rho - q_2^2 D_1(\rho)/2),$$

где $D_1(\rho) = \langle [\xi(r + \rho) - \xi(r)]^2 \rangle$ — структурная ф-ция вершиностей нормальной (гауссовой) поверхности. Учёт когерентности волн, испытывающих многократные рассеяния на сильношероховатой поверхности и распространяющихся в противоположных направлениях по одним и тем же траекториям, приводит к явлению усиления обратного рассеяния, аналогичного тому, k -рое имеет место при рассеянии волн на объёмных неоднородностях. См. также Дифракция волн, Рассеяние звука, Рассеяние света.

Лит.: Стрэтт Дж. В. (лорд Рэлея), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1955; Фейнберг Э. Л., Распространение радиоволн вдоль вешней поверхности, М., 1961; Васс Ф. Р., Фукс И. М., Рассеяние волн на статически неровной поверхности, М., 1972; Шмелев А. В., Рассеяние волн статически неровными поверхностями, «УФН», 1972, т. 106, с. 439; Введение в статистическую радиофизику, к. 2 — Рытов С. М., Бравцов Ю. А., Титарский В. И., Слуцкие поля, М., 1978, гл. 9; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 2, М., 1981, гл. 21; Бреховский Л. М., Лысенков Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982, гл. 10.

РАССЯЕНИЕ ЗВУКА — рассеяние звуковых волн на пространственно-временных флуктуациях плотности и упругости реал. сред (напр., на поверхности океана, на неровном и неоднородном его дне, на пересечённой местности, на искусств. периодич. структурах и неоднородных поглощающих поверхностях, применяемых для улучшения акустич. свойств больших помещений, на дискретных неоднородностях — воздушных пузырьках в жидкости, твёрдых взвешенных частицах в жидкости или газе, на рыбах и макропланктоне в океане,

капля дождя в воздухе, точечных дефектах в кристаллах и др.). Поскольку при Р. з. часть акустич. энергии уходит по направлениям, отличным от направления распространения звука, интенсивность первичной волны уменьшается. Если при распространении в данном направлении звук рассеивается многократно, то наблюдается аксонцен, ослабление его интенсивности с расстоянием.

Рассеивающую способность неоднородностей характеризуют по поперечным сечениям рассеяния σ и σ_0 , равным отношению акустич. мощности W_2 рассеянной в единицу телесного угла, к интенсивности падающей волны I_1 : $\sigma = W_2/I_1$. Значение σ_0 существенно зависит от частоты и угла падения звуковой волны, размеров неоднородностей и их акустич. характеристик. Если длина волны звука мала по сравнению с линейным размером рассеивающего тела, то сечение рассеяния σ_0 по порядку величины равно площади поперечного сечения тела, перпендикулярного направлению падения первичной волны. Для малых препятствий $\sigma_0 \sim (ka)^4$ (закон Рэлея), где k — волновое число звука, a — линейный размер тела. Весьма эфф. рассеивателями являются «резонансные» пузырьки газа в жидкости, частота собственных радиальных колебаний k -рых совпадает с частотой звуковой волны. При этом σ_0 во много раз превышает геом. сечение пузырьков. Так, напр., полное значение σ_0 (соответствующее рассеянию в телесный угол 4π) для воздушного пузырька в воде при атм. давлении на резонансе, т. е. при $ka = 0,014$, равно $4\pi/k^2$ и, следовательно, превышает геом. сечение пузырьков πa^2 в $4/(ka)^2 \approx 20000$ раз. Из-за вязкости и теплопроводности реальное значение σ_0 может существенно уменьшаться. Однако даже в случае относительно больших различий в размерах пузырьков резонансное рассеяние играет доминирующую роль (как, напр., при Р. з. в приповерхностном пузырьковом слое в океане). Аналогично Р. з. глубоководными океанич. звукорассеивающими слоями обусловлено в осн. резонансными колебаниями плавательных пузырей небольших рыб.

Р. з. в кристаллах происходит на примесях, точечных дефектах, дислокациях, плоскостях двойникового и т. п. Если на длине звуковой волны имеется большое число точечных дефектов и примесей, то осн. роль начинает играть рассеяние на флуктуациях их числа. В поликристаллах большая вклад в Р. з. дают границы зёрен.

Наиб. значение в гидроакустике имеет Р. з. на поверхности океана, на объёмных неоднородностях водной толщи, на неровностях донного рельефа и неоднородностях подводного грунта. В результате Р. з. возникает поверхностная, объёмная и донная резервация, к-рая является одной из осн. помех при работе разл. гидроакустич. приборов и устройств. Характер Р. з. на случайных неровных поверхностях, таких, как поверхность океана, зависит от величины параметра Рэлея $P = 2khs\cos\theta_0$, где h — средневзвешенная значение высоты неровностей, θ_0 — угол падения первичной волны. При $P \ll 1$ Р. з. является резонансным или вибраторным — значение σ_0 определяется всего лишь одной гармоникой из сплошного пространственного спектра неровностей, волновой вектор k -рой q удовлетворяет условию Брэгга: $q = k_x - k_0$, где k_x — горизонтальные компоненты волновых векторов падающей и рассеянной волн соответственно. Если, кроме того, горизонтальный масштаб (радиус корреляции) неровностей ρ_0 мал по сравнению с длиной волны звука ($k\rho_0 \ll 1$), то частотная зависимость σ_0 следует закону Рэлея, а зависимость σ_0 от угла рассеяния θ (индикатриса рассеяния) — закону $\sigma_0 \sim \cos^2\theta$. При крупномасштабных неровностях ($k\rho_0 \gg 1$) частоты и угл. характеристики σ_0 существенно зависят от вида пространственного спектра неровностей. Так, при гауссовом спектре индикатриса рассеяния имеет режкий максимум в направлении зер-

кального отражения с угл. шириной $\Delta\theta \sim 1/k\rho_0$. В случае спектра, характерного для развитого ветрового волнения, индикатриса рассеяния имеет две максимумов разл. величины, смещённых в разные стороны относительно зеркального направления, а в направлении зеркального отражения у неё наблюдается глубокий провал.

При Р. з. на крупных плавных неровностях ($P \gg 1$) поперечное сечение рассеяния σ_0 пропорц. плотности вероятности наклонов неровностей и не зависит от частоты звука; индикатриса рассеяния при этом имеет максимум в зеркальном направлении с угл. шириной, пропорциональной средневзвешенному значению наклонов неровностей. При Р. з. на неровных поверхностях со сложным спектром неоднородностей рассеянное поле в направлениях, близких к направлению зеркального отражения, определяется в основном крупномасштабными компонентами неровностей, а поле в обратном (локационном) направлении обусловлено гл. обр. мелкомасштабными неровностями.

Р. з. на слабых флуктуирующих показателя преломления в атмосфере или океане во многом аналогично Р. з. на малых случайных неровностях. Оно также имеет резонансный характер; длина волны «резонансной» гармоникой $\lambda = \lambda_0/\sin(\theta/2)$, где λ_0 — длина волны звука, θ — угол между волновыми векторами падающей и рассеянной волн. По мере уменьшения θ рассеяние определяется неоднородностями всё больших масштабов. При рассеянии в обратном направлении $\lambda = \lambda_0/2$.

Временная изменчивость рассеивателей приводит к расширению частотного спектра рассеянного поля. Типичным примером может служить Р. з. на взволнованной морской поверхности и внутр. волнах в атмосфере и океане. Ряд особенностей имеет Р. з. на дне океана. В мелководных районах Р. з. обусловлено гл. обр. флуктуирующими показателя преломления и плотности в толще подводных осадков. В широком диапазоне частот (1—100 кГц) σ_0 для рассеяния в обратном направлении не зависит от частоты звука, его угл. зависимость близка к закону Ломмеля — Зеллера $\sigma_0 \sim \cos^2\theta$. В глубоком океане осн. вклад в Р. з. дают неровности донного рельефа.

Анализ разл. характеристик рассеянного звукового поля позволяет определять разл. характеристики самих рассеивателей. Так, напр., по обратному рассеянию звука на турбулентных неоднородностях в атмосфере находят структурный спектр пульсаций показателя преломления. Наличие Р. з. на неоднородностях и дефектах в твёрдых телах лежит в основе ультразвуковой дефектоскопии.

При Р. з. на случайных поверхностях или объёмных неоднородностях образуется т. н. пятнистая интерференц. структура (спекл-структура; см. *Спекл-интерференметрия*). На основе её анализа разработаны эфф. дистанц. методы определения разл. параметров природных неровностей и неоднородностей; развиты акустич. методы разведки полезных ископаемых, в частности железомарганцевых конкреций на дне океана, созданы навигат. приборы — корреляц. лаги для измерения абс. скорости движения судна относительно дна океана, а также устройства для определения с высокой точностью смещения судна относительно фиксир. точки.

При Р. з. на периодических неровных или периодически неоднородных поверхностях рассеянное поле состоит из суперпозиции плоских волн (дифракц. спектр разл. направлений), распространяющихся в дискретных направлениях, определяемых условием Брэгга. Если период неровностей (неоднородности) меньше половины длины звуковой волны, то амплитуды всех рассеянных волн (помимо зеркально отражённой волны) экспоненциально убывают при удалении от поверхности и рассеянное поле сосредоточено вблизи поверхности (ближнее поле).

Лит.: Ливиняу Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд. М., 1988; Исакович М. А., Общ. акустика, М., 1973; Чернов Л. А., Волны в случайно-неоднородных средах, М., 1975; Киттель Ч., Введение в физику твёрдого

тела, пер. с англ., М., 1978; Исмамару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981; Бреховский Л. М., Дысанов В. Ю. П., Теоретические основы акустики океана, П., 1982; Ю. П. Дысанов, **РАССЕЯНИЕ МИКРОЧАСТИЦ** — процесс столкновения частиц, в результате к-рого либо меняются их импульсы (у упругого рассеяния), или наряду с изменением импульсов меняются также внутри. состояния частиц, либо образуются др. частицы (в е у р у г е п р о ц е с с а). Одна из осн. количественных характеристик как упругого рассеяния, так и неупругих процессов — а ф ф е к т и в н о е с е ч е н и е н о п р о ц е с с а — величина, пропорциональная вероятности процесса. Измерение сечений процессов позволяет изучать законы взаимодействия частиц, исследовать их структуру.

Классическая теория рассеяния. Согласно законам классич. нерелятивистской механики, задачу рассеяния двух частиц массами m_1 и m_2 можно свести путем перехода к системе центра инерции (с. ц. п.) сталкивающихся частиц к задаче рассеяния одной частицы с приведенной массой $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ на неподвижном силовом центре. Траектория частицы, проходящей через силовое поле (с центром O), искривляется — происходит рассеяние. Угол θ между начальными ($P_{нач}$) и конечными ($P_{кон}$) импульсами рассеиваемой частицы наз. углом рассеяния θ . Угол рассеяния зависит от взаимодействия между частицами в от прицельного параметра p — расстояния, на к-ром частица пролетала бы от силового центра, если бы взаимодействие отсутствовало (рис. 1).

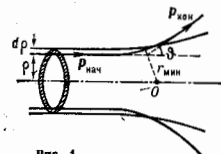


Рис. 1.

то $dN = 2\pi p dr$, а сечение упругого рассеяния $d\sigma$ определяется как отношение dN/n и равно

$$d\sigma = dN/n = 2\pi p dr. \quad (1)$$

Полное сечение рассеяния σ получается интегрированием (1) по всем прицельным параметрам. Если a — мин. прицельный параметр, при к-ром частица не рассеивается, то $\sigma = \pi a^2$.

Квантовая теория рассеяния. В квантовой теории упругое рассеяние и неупругие процессы описываются матричными элементами S -матрицы, или *матрицы рассеяния* (амплитудами процессов), — комплексными величинами, квадраты модуля к-рых пропорц. сечениям соответствующих процессов. Через матричные элементы S -матрицы выражаются физ. величины, непосредственно измераемые на опыте: сечение, поляризация частиц, асимметрия, компоненты тензора корреляции поляризаций и т. д. С др. стороны, эти матричные элементы могут быть вычислены при определ. предположений о виде взаимодействия. Сравнение результатов опыта с теоретич. предсказаниями позволяет получить информацию о взаимодействии.

Общие принципы инвариантности (инвариантность относительно вращений, пространственной инверсии, обращения времени и др.) существенно ограничивают возможный вид матричных элементов процессов и позволяют получить проверяемые на опыте соотношения. Напр., из инвариантности относительно вращений и пространственной инверсии, к-рым отвечают законы сохранения углового (орбитального) момента и четности, следует, что поляризация конечной частицы, возникающая при рассеянии неполяризов. частиц, направлена по нормали к плоскости рассеяния (плоскости, про-

ходящей через начальный и конечный импульсы частицы). Т. о., измеряя направление вектора поляризации, можно выяснить, сохраняется ли четность во взаимодействии, обуславливающем процесс. *Изотопическая инвариантность* сильного взаимодействия приводит к соотношениям между сечениями реал. процессов, а также к запрету нек-рых процессов. Напр., при столкновении двух дейтронов не могут образоваться α -частица и ${}^3\text{He}$ -мезон. Эксперим. исследование этого процесса подтвердило справедливость изотопич. инвариантности.

Условие унитарности S -матрицы, являющееся следствием сохранения полной вероятности, также накладывает ограничения на матричные элементы процессов. Так, из этого условия вытекает *оптическая теорема*.

Из общих принципов квантовой теории (*микрорепрезентации* условия, *реализмистской инвариантности* и др.) следует, что элементы S -матрицы являются *аналитическими функциями* в нек-рых областях комплексных переменных. Аналитичность S -матрицы позволяет получить ряд соотношений между определяемыми на опыте величинами — дисперсионные соотношения (см. *Дисперсионный соотношений метод*), *Померанчука теорему* и др.

В случае упругого рассеяния бесспиновых частиц решение *Шрёдингера уравнения* для волновой ф-ции $\psi(r)$ при $r \rightarrow \infty$ имеет вид

$$\psi(r)_{r \rightarrow \infty} \sim \exp(ikr) + f(\theta) r^{-1} \exp(ikr). \quad (2)$$

Здесь r — расстояние между частицами, $k = p/\hbar$ — волновой вектор, p — импульс в с. ц. и. сталкивающихся частиц, θ — угол рассеяния, $f(\theta)$ — амплитуда рассеяния, зависящая от угла рассеяния и энергии сталкивающихся частиц. Первый член в этом выражении описывает падающие частицы, второй — рассеянные. Дифференц. сечение рассеяния определяется как отношение числа частиц, рассеянных за единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega$, к плотности потока падающих частиц. Сечение рассеяния на угол θ (в с. ц. и.) в единичный телесный угол равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (3)$$

Амплитуду рассеяния обычно разлагают в ряд по начальным волнам — состояниям с определенным орбитальным моментом l :

$$f(\theta) = \frac{i}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(S_l - 1) P_l(\cos\theta). \quad (4)$$

Здесь $P_l(\cos\theta)$ — полином Лежандра, S_l — комплексные ф-ции энергии, зависящие от характера взаимодействия и являющиеся элементами S -матрицы (в представлении, в к-ром диагональна энергия, угл. момент и его проекция). Если число падающих на центр частиц с орбитальным моментом l равно числу идущих от центра частиц с тем же моментом (упругое рассеяние), то $|S_l| = 1$. В общем случае $|S_l| \leq 1$. Эти условия — следствие условия унитарности S -матрицы. Если возможно только упругое рассеяние, то $S_l = \exp(2i\delta_l)$ и рассеяние в состоянии с данным l характеризуется только одним вещественным параметром δ_l — фазой рассеяния. Если $\delta_l = 0$ при нек-ром l , то рассеяние в состоянии с орбитальным моментом l отсутствует.

Полное сечение упругого рассеяния равно

$$\sigma_{\text{упр}} = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l^{\text{упр}}, \quad (5)$$

$$\sigma_l^{\text{упр}} = \pi \lambda^2 (2l+1) |S_l - 1|^2, \quad (6)$$

где $\sigma_l^{\text{упр}}$ — частичное сечение упругого рассеяния частиц с орбитальным моментом l , $\lambda = 1/k$ — длина

волны де Бройля частицы. При $S_l = -1$ сечение $\sigma_l^{\text{упр}}$ достигает максимума и равно

$$\left(\sigma_l^{\text{упр}}\right)_{\text{макс}} = 4\pi\lambda^2(2l+1), \quad (7)$$

при этом $\delta_l = \pi/2$ (резонанс в рассеянии). Т. о., при резонансе сечение процесса определяется де-бройлевской длиной волны λ и для медленных частиц, для которых $\lambda \gg R_0$, где R_0 — радиус действия сил, намного превосходит величину λR_0^2 (классич. сечение рассеяния). Это явление (необъяснимое с точки зрения классич. теории рассеяния) обусловлено волновой природой микрочастиц.

Др. проявлением волновой природы микрочастиц служит дифракц. рассеяние — упругое рассеяние быстрых частиц на малые углы $\theta \sim \lambda/R_0$ (при $\lambda \ll R_0$), обусловленное отклонением де-бройлевских волн падающих частиц в область геом. тени, возникающей за рассеивающей частицей (см. рис. 1 в ст. Дифракционное рассеяние). Т. о., дифракц. рассеяние аналогично явлению дифракции света.

Зависимость сечения рассеяния от энергии вблизи резонанса определяется Брейта — Вигнера формулой

$$\sigma_l = 4\pi\lambda^2(2l+1) \frac{(\Gamma/2)^2}{(\epsilon - \epsilon_0 + \Gamma/2)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (8)$$

где ϵ_0 — энергия, при которой сечение достигает максимума (положение резонанса), а Γ — ширина резонанса. При $\epsilon = \epsilon_0 + \Gamma/2$ сечение $\sigma_l = \sigma_l^{\text{макс}}/2$.

Полное сечение всех неупругих процессов

$$\sigma_{\text{неупр}} = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l^{\text{неупр}}, \quad (9)$$

$$\sigma_l^{\text{неупр}} = \pi\lambda^2(2l+1)(1-|S_l|^2). \quad (10)$$

Условие унитарности ограничивает величину парциального сечения для неупругих процессов:

$$\sigma_l^{\text{неупр}} \leq \pi\lambda^2(2l+1). \quad (11)$$

Для короткодействующих потенциалов взаимодействия осн. роль играют фазы рассеяния $l \lesssim R_0/\lambda$, где R_0 — радиус действия сил; величина λ определяет мин. расстояние, на к-рое может приближаться к центру сил свободная частица с моментом l (прицельный параметр в квантовой теории). При $R_0/\lambda \ll 1$ (малые энергии) следует учитывать только парциальную волну с $l=0$ (S-волну). Амплитуда рассеяния в этом случае

$$f \approx \frac{1}{2ik} [\exp(2i\delta_0) - 1] = \frac{1}{k \text{ctg} \delta_0 - ik} \quad (12)$$

и сечение рассеяния не зависит от θ (рассеяние сферически симметрично). При малых энергиях

$$k \text{ctg} \delta_0 \approx -\frac{1}{a} + \frac{1}{r_0} k^2. \quad (13)$$

Параметры a и r_0 наз. соответственно длиной рассеяния и эффективным радиусом рассеяния. Их находят из опыта, и они являются важными характеристиками сил, действующих между частицами. Длина рассеяния равна по величине и противоположна по знаку амплитуде рассеяния при $k=0$. Полное сечение рассеяния при $k=0$ равно $\sigma_0 = 4\pi a^2$.

Если у частиц имеется связанное состояние с малой энергией связи, то их рассеяние при $R_0/\lambda \ll 1$ носит резонансный характер. Типичный пример — рассеяние нейтронов протонами в состоянии с полным спином $J=1$, в к-ром система нейтрон — протон имеет связанное состояние (дейтрон). В этом случае длина

рассеяния a отрицательна, а сечение рассеяния зависит только от энергии связи.

Если параметр R_0/λ невелик, фазы рассеяния могут быть получены из измеренных на опыте сечений, поляризации и др. величин. Эта процедура наз. *фазовым анализом*. Найденные фазы рассеяния сравниваются с теоретич. предсказаниями и позволяют получить важную информацию о характере взаимодействия.

Информацию о взаимодействиях дают измерения поляризационных эффектов. Для упругого рассеяния частиц со спином 0 на частицах со спином $1/2$ (напр., пион-нуклонного рассеяния) вместо (2) имеем

$$\Psi_0(r) \approx \exp(ikr)u_0 + M_{\sigma\sigma'}(k', k)u_{\sigma'} \exp(ikr)/r. \quad (14)$$

Здесь $k = p/|p|$ и $k' = p'/|p'|$ (p и p' — начальный и конечный импульсы в с. ц. н.), u_{σ} — спинор, описывающий состояние нач. частиц, $M_{\sigma\sigma'}(k', k) - 2 \times 2$ матрица, называемая спиновой матрицей рассеяния, а σ' — спиновый индекс (по повторяющемуся индексу σ' производится суммирование). Из сохранения полного момента и четности (инвариантности относительно вращений и пространственных отражений) следует, что матрица M имеет общий вид

$$M = a + b\sigma_n,$$

где a и b — комплексные функции скаляров kk' и k^2 , σ_n — Паули матрица, $\mathbf{n} = [kk']/[kk']$ — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния.

Примем за ось квантования вектор \mathbf{n} . Из (14) следует, что амплитуда рассеяния частиц со спином, направл. «вверх», отличается от амплитуды рассеяния частиц со спином, направл. «вниз». Если, напр., начальные (рассеиваемые) частицы неполяризованные (ср. значение спина равно нулю), то после рассеяния абс. величина ср. значения спина (поляризация) равна $2\text{Re}(ab^*)/(|a|^2 + |b|^2)$.

В общем случае спиновое состояние частиц описывается спиновой матрицей плотности. Для частиц со спином $1/2$ она имеет вид

$$\rho_0 = \frac{1}{2}(1 + \sigma P_0), \quad (15)$$

где $P_0 = \langle \sigma \rangle$ — вектор поляризации нач. частиц (ср. значение спина). Спиновая матрица плотности ρ рассеянных частиц связана со спиновой матрицей плотности нач. частиц ρ_0 соотношением

$$\rho = M \rho_0 M^* \quad (16)$$

(* означает эрмитово сопряжение). В случае поляризов. нач. частиц сечение рассеяния равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{P_0} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + A P_0), \quad (17)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_0$ — сечение рассеяния неполяризов. частиц. Вектор A наз. вектором асимметрии. Если сохраняются полный угл. момент и четность, то

$$A = A_n, \quad (18)$$

где асимметрия A является ф-цией kk' и k^2 . Для того чтобы определить A из данных опыта, следует измерить сечение при разных значениях нач. поляризации. Имейм

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_{P_0} - (d\sigma/d\Omega)_{-P_0}}{(d\sigma/d\Omega)_{P_0} + (d\sigma/d\Omega)_{-P_0}} = P_0 A = (P_0 n) A. \quad (19)$$

Соотношение (19) имеет место для упругого рассеяния поляризов. частиц со спином $1/2$ на неполяризов. частицах с произвольным спином s . При этом справедливо след. равенство:

$$A = P, \quad (20)$$

где P — поляризация, возникающая при рассеянии неполяризов. частиц. Равенство поляризация — асим-

метрия является точным, основанным только на принципах инвариантности относительно вращений, пространственных отражений (*пространственной инверсии*) и обращения времени (в случае $\lambda = 0$ оно следует только из инвариантности относительно вращений и отражений). Равенство (20) широко используется в физике: оно лежит в основе измерения поляризации эффектов в рассеянии адронов при высоких энергиях (см. *Поляризация и эффекты*).

В качестве примера приведём схему опыта по двойному рассеянию, в котором определяется поляризация. Рассмотрим упругое рассеяние на угол θ неполяризованной частицы со спином $1/2$ на неполяризованной мишени с произвольным спином s . После рассеяния частицы в общем случае окажутся поляризованными. Из инвариантности относительно вращений и отражений следует, что поляризация P рассеянных частиц со спином $1/2$ равна $P = P_n$, где n_1 — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния, а P является ф-цией энергии и угла рассеяния. Пусть теперь рассеянные частицы со спином $1/2$ повторно рассеиваются на угол θ в той же плоскости и на такой же мишени (рис. 2). При рассеянии налево ($n_2 = n_1$, где n_2 — единичный вектор нормали во втором рассеянии) сечение равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + P^2). \quad (21)$$

При рассеянии в той же плоскости на угол θ направо ($n_2 = -n_1$) имеем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 - P^2). \quad (22)$$

Т. о., левая асимметрия во втором рассеянии равна

$$A_{LR} = \frac{(d\sigma/d\Omega)_L - (d\sigma/d\Omega)_R}{(d\sigma/d\Omega)_L + (d\sigma/d\Omega)_R} = P^2. \quad (23)$$

Измерение асимметрии A_{LR} позволяет, следовательно, определить поляризацию, возникающую при рассеянии неполяризованных частиц.

Один из осн. приближенных методов теории рассеяния — *волуционная теория*. Если падающая плоская волна, описывающая нач. частицы, слабо возмущается потенциалом взаимодействия, то применимо т. н. *борновское приближение* (первый член ряда теории возмущений). Амплитуда упругого рассеяния в борновском приближении равна

$$f(\theta) = -2\mu \int_0^\infty V(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr, \quad (24)$$

где $q = 2k \sin(\theta/2)$, $V(r)$ — потенциал взаимодействия.

Для описания процессов рассеяния при высоких энергиях используются методы квантовой теории поля, в частности метод *Фейнмана диаграмм*. Напр., упругое рассеяние электронов протонами в низшем порядке теории возмущений обусловлено обменом фотоном между электроном и протоном (рис. 3). В выражение для сечения этого процесса входят заряды e и магн. ф-м-факторы протона — величин, характеризующие распределение электрич. заряда и магн. момента протона. Информация о них может

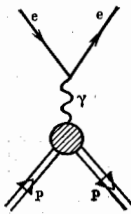


Рис. 3.

быть получена непосредственно из эксперим. значений сечения упругого рассеяния электронов протонами. При достаточном высоких энергиях наряду с упругим $e-p$ рассеянием становятся возможными неупругие процессы образования адронов. Если на опыте регистрируются только рассеянные электроны, то тем самым измеряется сумма сечений всех возможных процессов $e^+p \rightarrow e^+X$ (инклюзивное сечение *глубоко неупругого процесса* рассеяния), где X — любая возможная совокупность образующихся в реакции адронов. Эти опыты позволили получить важную информацию о структуре нуклона. Особое значение для исследования структуры адронов имеют *инклюзивные процессы* при адрон-адронных столкновениях высокой энергии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Ситенко А. Г., Лекции по теории рассеяния, К., 1971.

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ — взаимодействие нейтронов с веществом. Особенности нейтронов определяют характер этого взаимодействия. Нейтрон электрически нейтрален и потому легко проникает в глубь атома и взаимодействует с ядром или с отд. нуклонами за счёт ядерных сил, быстро спадающих с расстоянием. При упругом рассеянии суммарная кинетич. энергия нейтрона и ядра сохраняется. Такое $R. v.$ наз. *потенциальным* и характеризуется амплитудой потенц. рассеяния. Если ядро захватывает нейтрон и образуется *составное ядро*, то рассеяние наз. *резонансным*, а соответствующая амплитуда — амплитудой резонансного рассеяния (см. *Нейтронная спектроскопия*). Интерференция процессов потенциального и резонансного рассеяний приводит к тому, что суммарная амплитуда рассеяния для ядер, поглощающих нейтроны, может быть комплексной величиной (см. *Рассеяние микрочастиц*).

$R. v.$ играет важную роль в исследовании конденсирован. сред. Длина волны де Бройля для тепловых нейтронов (см. *Нейтронная физика*) при обычных темп-рах порядка 0,1 нм, т. е. совпадает с межатомными расстояниями в кристаллах и молекулах. Поэтому *дифракция нейтронов*, упруго рассеянных на кристаллич. решётке, позволяет исследовать атомную структуру кристаллов (см. *Нейтроннография структурная*).

Нейтрон обладает дипольным магн. моментом, к-рый вызывает рассеяние на атомарных электронах. Появление дополнит. дифракц. максимумов у кристаллов при понижении темп-ры ниже точки Кюри позволяет исследовать магн. структуру и динамику кристаллов — распределение спиновой плотности, магнитный спектр (см. *Магнитная нейтроннография*).

Энергии тепловых нейтронов близка к энергии тепловых колебаний атомов (*фононов*). Фононы могут обмениваться энергией с нейтронами, что даёт возможность исследовать колебат. моды в твёрдом теле — *фононовый спектр* (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*).

РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА в кристаллич. твёрдых телах — процесс взаимодействия электрона проводимости (дырки) с нарушенными идеальной периодичности кристалла, сопровождающийся переходом электрона из состояния с импульсом p в состояние с импульсом p' . Рассеяние на зап. упругим, если энергии электрона в начальном и конечном состояниях равны, $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}(p')$, или неупругим, если $\mathcal{E}(p) \neq \mathcal{E}(p')$. Источником упругого рассеяния являются статич. дефекты — примесные атомы, дислокации, границы кристаллич. зёрен и т. п. (см. *Дефекты в кристаллах*). Осн. источником неупругого рассеяния являются *колебания кристаллической решётки*. Рассеяние электрона на колебаниях решётки обусловлено в терминах испускания и поглощения *фононов* движущимся электроном. В нек-рых случаях существует неупругое рассеяние на др. *мезочастицах* — магнтонах, плазмонах. Особое положение занимает $R. v.$ а. друг на друге (см. *Мезоэлектронное рассеяние*).

Р. н. з. является причиной того, что любое неравновесное по энергии или импульсу распределение электронов, созданное внеш. возмущением (электрич. поле, свет), с течением времени релаксирует к равновесному фермиевскому распределению $f_F(\mathcal{E})$, соответствующему темп-ре кристалла T . В процессе релаксации упругое рассеяние «размешивает» распределение равномерно в пределах каждой изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(p) = \text{const}$, а неупругое — устанавливает равновесное распределение $f_F(\mathcal{E})$ между изоэнергетич. поверхностями с разными \mathcal{E} . Время, необходимое для достижения равномерного распределения на изоэнергетич. поверхности, наз. временем релаксации импульса $\tau_p(\mathcal{E})$ или транспортным временем релаксации. Время, необходимое для установления равновесного распределения в области энергий порядка \mathcal{E} , наз. временем релаксации энергии $\tau_E(\mathcal{E})$. Если $\tau_E \gg \tau_p$, рассеяние наз. квазиупругим. В этом случае установление равновесия идет в 2 этапа: сначала быстро (за время τ_p) неравновесное распределение выравнивается на каждой изоэнергетич. поверхности и превращается в неравновесное распределение по энергиям, к-рое затем медленно (за время τ_E) релаксирует к равновесному распределению $f_F(\mathcal{E})$.

Возмущением, ответственным за Р. н. з., является разность между истинным потенциалом $V(r, t)$, действующим на электрон в реальном кристалле, и периодич. потенциалом $V_0(r, t)$, действующим в идеальном кристалле с неподвижными атомами (r — пространственная координата электрона). Возмущение $\delta V = V - V_0$ определяет вероятность рассеяния $W_{p \rightarrow p'}$. В вырожденных полупроводниках и металлах следует учитывать принцип Паули, так что фактич. вероятность перехода равна $W_{p \rightarrow p'} [1 - f(p')]$. Кроме того, при большой плотности носителей рассеяние ослабляется экранированием возмущения из-за перераспределения носителей в пространстве.

Рассеяние на фононах. Вероятность рассеяния электрона при испускании или поглощении фонона с импульсом q и энергией $\hbar\omega_q$ (без учета принципа Паули) определяется выражением

$$W_{p \rightarrow p'}^{\pm q} = -\frac{2\pi}{\hbar} |M_{p \rightarrow p'}^{\pm q}|^2 \delta(\mathcal{E}_p - \mathcal{E}_{p'} \mp \hbar\omega_q) \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right). \quad (1)$$

Здесь верх. и ниж. знаки соответствуют испусканию и поглощению фонона; числа фононов с импульсом q определяются распределением Планка (см. Планка закон излучения):

$$N_q = [\exp(\hbar\omega_q/kT) - 1]^{-1}. \quad (2)$$

Матричный элемент M перехода $p \rightarrow p'$ содержит закон сохранения импульса: $p - p' \mp q = b$ (b — произвольный вектор обратной решетки). Переходы, для к-рых $b = 0$, наз. нормальными; если $b \neq 0$, говорят о переходах с переносом (см. Перенос процессы). Дельта-функция δ отражает закон сохранения энергии. Вероятность рассеяния с испусканием фонона W^+ пропорц. $N_q + 1$. Два слагаемых, соответствующие N_q и 1, дают вероятности индуцированного и спонтанного рассеяния. Вероятность рассеяния с поглощением фонона W^- пропорц. N_q , поэтому поглощение фонона всегда является индуцированным.

Рассеяние электрона на фононах в большой степени определяется законами сохранения энергии и импульса (кинематич. факторы), а также принципом Паули. Поэтому картина рассеяния различна для акустич. и оптич. фононов, имеющих разные законы дисперсии $\mathcal{E}(p)$, и зависит от степени вырождения электронного газа. Кинематика позволяет установить, какие фононы дают осн. вклад в рассеяние, какова степень упруго-

сти рассеяния, а также является ли оно индуцированным или спонтанным.

Рассеяние на акустических фононах в полупроводниках. Т. к. скорость электрона v имеет порядок скорости звука a только при очень малой его энергии ($\mathcal{E} \approx mv^2 \approx 0,1$ К), то в реальных условиях $v \gg a$. Это означает, что возмущение, создаваемое акустич. фононом, почти статично, а рассеяние электронов всегда квазиупруго. Из кинематики следует, что осн. вклад в рассеяние вносят фононы с импульсом $q \approx p$; поэтому направленный импульс электрона теряется всего за неск. столкновений. Энергия фонона с таким импульсом $\hbar\omega_q = \hbar a q \approx \hbar a p \approx (mv^2)^{1/2} \ll \mathcal{E}$, так что для релаксации энергии требуется много столкновений, т. е. действительно $\tau_E \gg \tau_p$.

Является ли рассеяние индуцированным или спонтанным, зависит от соотношения между энергией фонона $\hbar a p$ и тепловой энергией T . Эти величины сравниваются, когда энергия электрона равна $\mathcal{E} = T^2/mv^2$. Если $\mathcal{E} \gg T$, то характерны $N_q \ll 1$; доминирует спонтанное испускание фононов (динамич. трение), и движение электрона по осн энергиям \mathcal{E} есть систематич. дрейф вниз. При $\mathcal{E} \ll T$ доминируют индуциров. переходы, т. к. $N_q \gg 1$. При этом испускание происходит не намного чаще, чем поглощение, и движение электрона по осн энергиям превращается в диффузию.

Рассеяние на акустических фононах в металлах и вырожденных полупроводниках. Вследствие закона сохранения импульса наиб. вероятно взаимодействие с фононами, импульс к-рых $\approx p_F$, где p_F — импульс Ферми (см. Ферми-поверхность). Но испусканию таких фононов (с энергией $\hbar\omega_q \approx \hbar a p_F$) может препятствовать принцип Паули, если превышение энергии электрона \mathcal{E} над энергией Ферми \mathcal{E}_F много меньше $\hbar a p_F$, а поглощение может ослабляться из-за малого числа таких фононов, если $T \ll \hbar a p_F$. Поэтому характер рассеяния сильно зависит от T при превышении энергии электрона над энергией Ферми. При $T \gg \hbar a p_F$ почти для всех электронов $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F \gg \hbar a p_F$ (указанные ограничения несущественны) и рассеяние (с испусканием и поглощением) идет на фононах с $q \approx p_F$ и энергией $\hbar\omega_q \approx \hbar a p_F$. Для релаксации импульса требуется неск. столкновений, а для релаксации энергии — много (квазиупругое рассеяние). При $T \ll \hbar a p_F$ поглощение фононов с энергией $\hbar\omega_q \approx \hbar a p_F$ маловероятно, но если $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F \gg \hbar a p_F$, то принцип Паули не запрещает испускание таких фононов (в осн. спонтанное). Рассеяние, как и при высоких темп-рах, квазиупруго. Если же $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F \ll \hbar a p_F$, то принцип Паули разрешает только испускание фононов с $q \ll p_F$. Такое рассеяние является малопроизвольным, и выравнивание распределения электронов на поверхности Ферми происходит диффузно. Для полной релаксации импульса требуется много столкновений, релаксации же энергии происходит за неск. столкновений (неупругое рассеяние).

Рассеяние на оптических фононах. При рассеянии в металлах существенны оптич. фононы во всей зоне Бриллюэна, в осн. коротковолновые с $q \approx b_0$, где b_0 — размер Бриллюэна зонн. В полупроводниках в рассеянии участвуют только оптич. ДВ-фононы с $q \ll b_0$. Частоту этих фононов ω_0 можно считать не зависящей от q . Рассеяние на оптич. фононах квазиупруго только при $\mathcal{E} \gg \hbar\omega_0 \approx 400$ К, т. е. только при очень высоких энергиях электронов (см. Горячие электроны). В области энергий $\mathcal{E} \leq \hbar\omega_0$ проявляются неупругий и пороговый характеры рассеяния. Это существенно при низких темп-рах $T \ll \hbar\omega_0$, когда ниже порога ($\mathcal{E} < \hbar\omega_0$) рассеяние слабое и возможно только за счет маловероятного поглощения фонона, пропорционального $N_0 = \exp(-\hbar\omega_0/kT) \ll 1$, а выше порога ($\mathcal{E} > \hbar\omega_0$) рассеяние сильное — оно происходит при спонтанном испускании фонона.

Деформационное и поляризацонное рассеяния. В выражение (1) входит матричный элемент M возмущения δV на блоховских ф-циях ψ (см. Блоховские электроны), обычно δV и ψ неизвестны, поэтому M можно найти только численными расчётами. Однако если рассеяние происходит на ДВ-фононах, эту трудность можно обойти. Для этого следует усреднить δV по объёму с размерами, большими постоянной решётки a_0 и меньшими длины волны фонона $\lambda = 2\pi/q$. В результате усреднения появляется элетрич. макрполе. Для δV , созданного акустич. фононом, $\varphi(r, t)$ (r — координата точки, в окрестности к-рой произведено усреднение) представляет собой элетрич. поле, сопровождающее волну деформации (пьезополе). В случае оптич. фонона $\varphi(r, t)$ — поле, возникающее из-за отст. смещения разнородно заряженных подрешёток (см. Динамика кристаллической решётки). Рассеяние, обусловленное элетрич. макрполем, наз. п о л я р и з а ц и о н н ы м. Матричные элементы M для рассеяния, обусловленного макрполем, можно вычислить, представляя волновые ф-ции элетрона в виде плоских волн.

Др. источником рассеяния является микрополе $\delta V = \delta V - e\varphi$, вышавшее при усреднении. В области усреднения, где $e\varphi$ почти постоянно, δV — почти периодич. ф-ция q . В этой области элетрон движется в периодич. поле $V_0 + \delta V$ и его закон дисперсии $\mathcal{E}(\mathbf{p})$ отличается от закона дисперсии $\mathcal{E}(\mathbf{p})$ в идеальной решётке. В др. области усреднения будут другие δV и другие $\mathcal{E}(\mathbf{p})$. Т. к. частоты фононов меньше элетронных, то закон дисперсии $\mathcal{E}(\mathbf{p})$ «следит» за колебаниями решётки, т. о., в кристалле, в к-ром возбуждены ДВ-фононы, закон дисперсии медленно меняется в пространстве и времени; он описывается ф-цией $\mathcal{E}(\mathbf{p}; r, t)$, характерные масштабы изменения к-рой такие же, как у $\varphi(r, t)$. Двигаясь в среде с перем. законом дисперсии, элетрон рассеивается (как свет в мутной среде), даже если макрполе отсутствует. Такое рассеяние наз. д е ф о р м а ц и о н н ы м.

Матричные элементы M деформаци. рассеяния тоже можно вычислять, заменяя блоховские ф-ции на плоские волны, если в качестве возмущения брать не δV , а т. н. деформаци. потенциал $w(r, t)$. В полупроводнике с невырожденной зоной $w(r, t)$ имеет смысл сдвига для или лодочка зоны в точке r в момент t , т. е. $w(r, t) = -\mathcal{E}(\mathbf{p}; r, t) - \mathcal{E}(\mathbf{p}_0)$, где \mathbf{p}_0 соответствует экстремуму зоны (или центру лодочки; в многолобовном полупроводнике деформаци. потенциал различен для элетронов разных долин). В металле $w(r, t)$ — сдвиг поверхности Ферми, так что w зависит дополнительно от положения r на поверхности Ферми.

Матричные элементы в случае поляризацонного \bar{M} и деформационного \bar{M} рассеяний, вычисленные через $e\varphi$ и w , всегда сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Это означает, что поляризац. и деформаци. рассеяния, обусловленные одной и той же фононовой модой, не интерферируют. Поэтому говорят о четырёх механизмах рассеяния: DA , DO , PA , PO , где первая буква указывает на характер рассеяния (деформационный или поляризацонный), вторая — на ветвь фононов (акустическая или оптическая).

Для вычисления \bar{M} и \bar{M} необходимо выразить $e\varphi$ и w через смещения атомов решётки. Связь ф-ции со смещениями атомов находят из Пуассона уравнения $\nabla^2 \varphi = 4\pi n_0 P$, где P — дипольный момент единицы объёма, возникающий при однородной статич. деформации решётки из-за смещения ядер и связанного с этим смещением элетронов. Для деформации, созданной акустич. фононами $P_j = P_{jk} u_k$; где u_k — тензор деформации, а P_{jk} выражаются через пьезомодули. При деформации, созданной оптич. фононами $P_j = \gamma_{jk} \xi_k$, где ξ — вектор отст. смещения подрешёток, а γ_{jk} выражаются через статич. и динамич. диэлектрич. проницаемости (см. ниже).

Число независимых констант β и γ определяется симметрией кристалла. Так, в кубич. кристаллах с центром инверсии $\beta_{jkl} = \gamma_{jkl} = 0$, так что поляризац. рассеяние невозможно. В кубич. кристалле с двумя атомами в элементарной ячейке (большинство полупроводников) возможно поляризац. рассеяние для акустич. и оптич. фононов.

Деформаци. потенциал $w(r, t)$ определяется смещениями атомов в точке r в момент t . Для акустич. фононов $w = \sum_{ij} u_{ij}$, для оптич. фононов — $w = \sum_i \xi_i$. Здесь ξ , Γ — т. н. константы деформаци. потенциала. Их число, кроме симметрии кристалла, зависит ещё от положения \mathbf{p}_0 в полупроводниках или на поверхности Ферми в металлах. В кубич. полупроводнике с $\mathbf{p}_0 = 0$ на симметрии следует, что $\sum_{ij} u_{ij} = \sum_i \xi_i = 0$. Это значит, что $w = \sum_i u_i$, где $u_i = u_{11} + u_{22} + u_{33}$ — отст. изменение объёма при деформации. Т. к. для поперечных акустич. фононов $u = 0$, то DA -рассеяние разрешено только для продольных фононов, DO -рассеяние запрещено для обеих ветвей. Если \mathbf{p}_0 лежит не в центре зоны Бриллюэна, то возможны DA - и DO -рассеяния на поперечных акустич. фононах.

Время релаксации τ_p и τ_E можно найти, если вычислить, с какой скоростью элетрон с импульсом \mathbf{p} теряет энергию и направленный импульс при рассеянии, переходя во все др. состояния с импульсами \mathbf{p}' (скорость релаксации). В изотропном случае

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{\tau_p}; \quad \frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}^*}{\tau_E},$$

где величина \mathcal{E}^* имеет порядок тепловой энергии T , если элетронный газ невырожден, и равно ферми-энергии \mathcal{E}_F , если газ сильно вырожден (здесь и ниже $k = 1$).

Для акустич. фононов в полупроводниках при индущир. рассеянии ($\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_F$) скорость релаксации импульса пропорц. T :

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau} \frac{\pi}{\omega} \left(\frac{\rho}{\hbar\omega} \right) \pm 1/2. \quad (3)$$

Здесь T и \mathcal{E} выражены в долях энергии фонона; верх. знак относится к DA -рассеянию, нижний — к PA -рассеянию; τ — характерное время, определяемое соотношениями

$$\tau_{DA} = 2\pi\hbar\rho s^2 / \Sigma_0^3; \quad \tau_{PA} = 2\pi\hbar\rho s^2 / (e\mathcal{E})^2 \rho_0.$$

где ρ — плотность кристалла, ρ_0 — импульс элетрона с энергией $\hbar\omega$. Типичные значения $\tau \approx 1-10$ пс.

При $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_F$ (спонтанное рассеяние) скорость релаксации импульса, т. е. τ_p , от T не зависит:

$$\left(\frac{1}{\tau_p} \right)_{DA} = \frac{1}{\tau_0} \frac{4}{\tau_0} \delta_0^2 \frac{\mathcal{E}}{\hbar\omega}; \quad \left(\frac{1}{\tau_p} \right)_{PA} = \frac{1}{\tau_0} \frac{2}{3} \delta_0^2. \quad (4)$$

Здесь $\delta_0 = 2ms^2/\hbar\omega$ ($\sim 10^{-4}-10^{-3}$) — степень упругости рассеяния, m — эфф. масса элетрона.

Время релаксации энергии τ_E не зависит от соотношения \mathcal{E} и \mathcal{E}_F :

$$\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}^*}{\tau_E} = \frac{1}{\tau} \delta_0 \left(\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}^*}{\hbar\omega} \right) \pm 1/2; \quad \mathcal{E}_{DA}^* = 2T; \quad \mathcal{E}_{PA}^* = T. \quad (4a)$$

Для акустич. фононов в металлах и вырожденных полупроводниках при высоких темп-рах ($T > \hbar s p_F$) τ_p определяется ф-той

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_p} \frac{T}{\hbar s p_F}; \quad \tau_E = \frac{\pi\hbar}{m p_F^2} \approx 0,01 \text{ пс.} \quad (5)$$

Скорость релаксации энергии

$$\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}^*}{\tau_E} = \frac{\hbar s p_F}{\tau} \text{th} \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}^*}{T}. \quad (6)$$

При низких темп-рах ($T \ll \hbar s_{pp}$) и $\delta - \delta_F \gg \hbar s_{pp}$:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4}{5} \frac{1}{\tau_F} \left(\frac{\delta - \delta_F}{\hbar s_{pp}} \right)^2, \quad (7)$$

а для $\delta - \delta_F \ll \hbar s_{pp}$:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4}{5} \frac{1}{\tau_F} \left(\frac{\delta - \delta_F}{2\hbar s_{pp}} \right)^3; \quad \frac{\delta - \delta_F}{\tau_p} = \frac{1}{2} \frac{\delta - \delta_F}{\tau_F} \left(\frac{\delta - \delta_F}{2\hbar s_{pp}} \right)^3. \quad (8)$$

При рассеянии на оптич. фононах в полупроводниках в области квазиупругого рассеяния ($\delta \gg \hbar \omega$):

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau} (2N_0 + 1) \left(\frac{\delta}{\hbar \omega} \right)^{\pm 1/2}; \quad N_0 = [\exp(\hbar \omega / T) - 1]^{-1}. \quad (9)$$

Здесь верх. знак относится к DO -рассеянию, нижний — к PO -рассеянию: $\bar{v}(DO) = \hbar \hbar s_{pp} / m^2 \Gamma^2$, $\bar{v}(PO) = (c/v_0) \alpha \omega$ (типичные значения $\bar{v} = 0,1-1$ по); здесь \bar{v} — плотность приведенной массы релаксируемых зарядных подрешёток, $\alpha = e^2 / \hbar v_0$ — фрёлиховская константа связи, $v_0 = \hbar s_{pp} / m$, $\epsilon^{-1} = \epsilon_{\infty}^{-1} - \epsilon_0^{-1}$, где ϵ_{∞} и ϵ_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости решётки. Время релаксации энергии

$$\frac{1}{\tau_E} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{\delta}{\hbar \omega} \right)^2; \quad \sigma(DO) = 1/2; \quad \sigma(PO) = 3/2. \quad (10)$$

Рассеяние на примесных атомах. При рассеянии на примесных атомах возмущение δV обусловлено электр. полем (если примесь заряжена) и деформацией решётки в окрестности примеси. Иногда нужно учитывать обменные силы и магн. момент примеси. В случае заряд. примесей (примесных ионов) в полупроводниках вклад в δV от деформации решётки несуществен. Т. к. в полупроводнике $p \ll b_0$, то изменение импульса электрона при упругом рассеянии мало, а это значит, что рассеяние на больших расстояниях ($r \gg a_0$) определяется сглаженным потенциалом $\delta V(r)$. Такой потенциал не зависит от микроструктуры примеси и имеет кулоновский вид:

$$\delta V = Ze^2 / er, \quad (11)$$

где Ze — заряд иона. Поэтому время релаксации импульса τ_p можно вычислить, пользуясь Резерфорда формулой для сечения рассеяния заряд. частиц. Согласно этой ф-ле, дифференц. сечение рассеяния электрона под углом θ в телесном угле $d\Omega$:

$$d\sigma(\theta) d\Omega = \frac{1}{4} R^2 \operatorname{cosec}^4(\theta/2) d\Omega; \quad R = Ze^2 / 4\pi m v^2, \quad (12)$$

где v — скорость электрона. Для вычисления τ_p необходимо усреднить σ по всем θ . При интегрировании (12) по θ получаем расходящийся интеграл, т. е. бесконечно большое сечение рассеяния. В действительности сечение рассеяния на примесном ионе конечно, т. к. кулоновский характер поля δV на больших расстояниях от примеси искажается полем др. примесных ионов и экранирующим полем электронов. Если учитывать первый фактор и «обрезать» кулоновский потенциал на $1/r_0$ расстояния между примесными центрами, равного $N^{-1/3}$ (N — концентрация примесей), то это приводит к ф-ле

$$\frac{1}{\tau_p} = 4\pi F Z^2 (e^2 \hbar / N) N p^{-3}. \quad (13)$$

Здесь $e_F = m^2 / 2\hbar e$ — боровская энергия, $\Phi = \ln \Phi e / Ze^2 N^{1/3}$.

Ф-ла (13) носит назв. Кочулла — Вайскова формулы.

Если учитывать также экранирование кулоновского поля примесного иона свободными носителями заряда, то обрешение потенциала осуществляется его умножением на $\exp(-r/\lambda)$, где λ — длина экранирования. При этом в ф-ле (13) $\Phi = \ln(1-x) - x^2/(1+x)^2$, где $x = 2p/\lambda$ (Брукса — Херинга формула).

Рассеяние на нейтральных примесях в полупроводниках обусловлено кулоновскими и обменными силами, действующими между рассеивающимся электроном и атомом примеси. Используя аналогию с рассеянием на атоме водорода, обычно пользуются т. н. ф-лой Эргинсона:

$$\frac{1}{\tau_p} = C (\delta_B / \hbar) N a_B^3, \quad \delta \leq \delta_B, \quad (14)$$

где $a_B = \hbar^2 e / m e^2$ — боровский радиус, $C = 20$.

В металлах возмущение δV сильно зависит от сочетания атомов примеси и матрицы, поэтому к-л. общие ф-лы для τ_p получить не удастся. Обычно сечение рассеяния $\sigma \approx \sigma_0^2$, однако оно сильно возрастает при резонансном рассеянии электронов на примесных атомах с незаполненными d - и f -оболочками, когда на примеси отсутствуют виртуальные уровни энергии (см. Кондо эффект).

Экспериментальные методы. Сказанное выше относится к рассеянию носителей внутри одной зоны (долины) с энергетич. спектром носителей, вырожденным только по ориентации спина. В более сложных ситуациях (вырожденные зоны, многодолинные полупроводники) трудно определить теоретически, какой механизм рассеяния доминирует в той или иной области темп-р и энергий носителей. Поэтому осн. источником сведений о механизме Р. и з. является эксперимент. Механизм рассеяния импульса обычно определяют по измерению подвижности носителей заряда $\mu = (e/m) \tau_p$ и по ширине линии циклотронного резонанса $\Delta \omega_c = 1/\tau_p$. Входящие сюда τ_p усреднено по энергии. Для невырожденного полупроводника усреднение сводится к замене δ на T . Поэтому, изучая температурные зависимости μ или $\Delta \omega_c$, можно отличить рассеяние на примесях, когда $\mu \propto T^{3/2}$, от рассеяния на акустич. фононах, когда $\mu \propto T^{-1/2}$ для деформационного или $\mu \propto T^{1/2}$ для ларгиранизованных рассеяний.

Механизм релаксации энергии раскрывается в экспериментах с горячими электронами по зависимости μ или $\Delta \omega_c$ от сильного электр. поля или по спектрам горячей люминесценции.

Лит.: Кочулла Э., Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, пер. с англ., М., 1970; Вир Г. Л., Пия и ус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Уайс В. Д., Mobility of holes in III-V Compounds, в кн.: Semiconductors and semimetals, v. 10, N. Y., 1975, p. 91; Гантмахер В. Ф., Жизнь в с-и И. В., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984.

РАСSEЯНИЕ РАДИОВОЛН — образование вторичного излучения, источниками к-рого являются неоднородности вещества, возмущаемые полем первичной волны. Степень когерентности излучения таких вторичных источников определяется корреляц. связями поля неоднородностей среды. Интерференция вторичных волн вызывает образование сложной дифракц. картины распределения рассеянного поля, зависящей от структуры неоднородностей. Динамика и эволюция поля неоднородностей приводит к соответствующей изменчивости его дифракц. картины, к флуктуациям параметров волны. Для матем. описания рассеяния эл.-магн. волн на случайных неоднородностях в макроскопич. теории используются Максвелла уравнения, в к-рых диэлектрич. проницаемость среды $\epsilon(r, t)$ является случайной ф-цией координат и времени. Корреляц. ф-ции случайного поля флуктуаций $\Delta \epsilon(r, t)$ определяют угловой и частотный спектры рассеянного поля, колебания его интенсивности, амплитуды, фазы, поляризации. Так, при распространении плоской волны ср. интенсивность рассеянной в заданном направлении волны характеризу-

ется сечением рассеяния, к-рое определяется спектральной плотностью флуктуаций проницаемости

$$\sigma(\theta) = \frac{\omega^4 \pi}{2c^4} \Phi_s(k_1 - k_2) \sin^2 \chi.$$

Величина $\sigma(\theta)$ определяет интенсивность рассеяния единицей рассеивающего объёма в единичный телесный угол. k_1, k_2 — волновые векторы падающей и рассеянной волн, θ — угол между ними (угол рассеяния), ω — круговая частота волны, χ — угол между вектором элктрич. поля в первичной волне и вектором k_2 . Спектральная плотность $\Phi_s(x)$ является фурье-преобразованием коррел. ф-ции флуктуации диэлектрич. проницаемости.

На практике Р. р. играет двойную роль. С одной стороны, оно приводит к ослаблению первичной волны, с другой — рассеянные в разл. направлениях волны вызывают увеличение поля в пунктах, куда оно не проникает в отсутствие рассеяния вообще, и могут, т. о., быть использованы для радиосвязи. Напр., благодаря Р. р. на флуктуациях электронной плотности в ионосфере возможна авторизонная КВ-связь на расстояниях более 2000 км, что значительно превышает возможности чистой дифракц. проникновения поля за горизонт (см. *Загоризонтное распространение радиоволн*). Аналогично рассеяние волн на турбулентных неоднородностях тропосферы также способствует увеличению поля далеко за горизонтом. Явление Р. р. широко используется для целей дистанц. исследования свойств среды. Напр., Р. р. на тепловых флуктуациях мектронной плотности позволяет измерить концентрацию электронов, ионную и электронную темп-ры в ионосферной и лаб. плазмах. Неоднородности тропосферы эффективно исследуются с помощью рассеяния назад импульсов радиолокаторов.

Если в среде возможно распространение неск. типов волн, то процесс рассеяния сопровождается трансформацией энергии волн одного типа в энергию волн др. типа. Так, эл.-магн. волна в неоднородной плазме порождает рассеянные плазменные волны (и наоборот). Волна с одним типом поляризации порождает волну с др. типом поляризации. В нерегулярных волноводах вза-рассеяния происходит трансформация энергии одних мод в энергию других.

Термин «Р. р.» употребляется не только в случае взаимодействия волн с неоднородностями, распределёнными по объёму. О рассеянии говорят при отражении радиоволн от шероховатых поверхностей (от возмущённой поверхности моря, от поверхности Земли и т. д.), при описании дифракции на др. объектах (от следа ракеты, самолёта, облака и т. п.). Р. р. на метеорологических следах используется для целей кратковрем. связи, работающей в течение жизни метеоролог. следа. Рассеяние на искусств. образованиях и структурах широко применяется в физике и технике. Примером может служить Р. р. на возмущениях, порождаемых в атмосфере мощным звуковым импульсом. Доплеровское смещение частоты рассеянного сигнала позволяет определить скорость звука и, следовательно, высотное распределение темп-ры. Аналогично рассеяние волн на квазипериодич. структурах, возникающих при воздействии на ионосферу мощных радиоволн, служит для определения параметров верх. атмосферы (см. *Распространение радиоволн*).

Лит.: Татарский В. И., *Распространение волн в турбулентной атмосфере*, М., 1967; Введение в статистическую оптику, ч. 2 — Рытов С. М., Краудов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Исмаилов А., *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981.

РАССЯЕНИЕ СВЁТА — рассеяние волн оптич. диапазона, заключающееся в изменении пространственного распределения, частоты, поляризации оптич. излучения при его взаимодействии с веществом. Часто Р. с. баа. только преобразование угл. распределения свето-

вого потока, обусловленные пространственными неоднородностями показателя преломления среды и воспринимаемое как ел. несобств. свечение, напр. при визуализации лучей света в пыли, отражение и преломление света на поверхности тел и т. п. Р. с. может проявляться как поглощение в виде ослабления лучей — *экстинкция*. Если частота рассеянного света ω' равна частоте падающего ω , то Р. с. наз. упругим или *релевским*, в остальных случаях Р. с. — неупругим процесс с перераспределением энергии между излучением и рассеивающей частью и, следовательно, с изменением частоты. Если $\omega' < \omega$, то Р. с. наз. *стоксовым*, при $\omega' > \omega$ — *антистоксовым*. При упругом Р. с. сохраняются фазовые соотношения между падающей и рассеянной волнами (*когерентное рассеяние света*); при неупругом Р. с. происходит фазовый сбой рассеянной волны (*некогерентное Р. с.*).

Квантовая теория рассеяния света. Последоват. описание Р. с. возможно только квантовой теорией взаимодействия света с веществом (в *квантовой электродинамике*). В этой теории элементарный акт Р. с. трактуется как поглощение веществом падающего фотона с энергией $\hbar\omega$, импульсом $\hbar k$ и поляризац. μ , а затем спонтанное испускание рассеянного фотона с энергией $\hbar\omega'$, импульсом $\hbar k'$ и поляризац. μ' . Вместе с таким процессом идёт и другой, когда внезапно испускается фотон с характеристиками $\hbar\omega', \hbar k'$ и μ' (рассеянный), а затем поглощается падающий. Оба процесса наглядно изображаются соответствующими диаграммами Фейнмана (рис. 1), в к-рых квантовые состояния

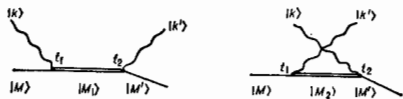


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса однократного рассеяния света в веществе.

вещества и фотона до взаимодействия обозначены $|M\rangle$ и $|k\rangle = |\omega, k, \mu\rangle$, а после взаимодействия $|M'\rangle$ и $|k'\rangle = |\omega', k', \mu'\rangle$ соответственно. В промежуток между моментами поглощения t_1 и испускания t_2 вещество находится в состояниях $|M_1\rangle$ и $|M_2\rangle$, к-рые могут быть виртуальными или реальными и меплюющимися вза-взаимодействий в веществе и с излучением.

Если эти изменения велики, так что к моменту t_1 «забывается» состояние, сформированное в момент t_2 , т. е. рассеянный фотон статистически не связан с падающим, то такое Р. с. наз. *некогерентным*. Большие возмущения в промежуточных состояниях могут обусловить разного рода вторичные свечения, напр. *фотолуминесценцию*, к-рую традиционно не считают Р. с. Феноменология, особенности этого свечения — инерционность, задержка или затягивание свечения (рассеяния), независимость спектра люминесценции от быстрых изменений характеристик падающего излучения.

В элементарном акте Р. с. закон сохранения энергии и импульса имеет вид

$$\hbar\omega + \mathcal{E}_M = \hbar\omega' + \mathcal{E}_M'; \quad \hbar k + p_M = \hbar k' + p_{M'}, \quad (1)$$

где $\mathcal{E}_M, \mathcal{E}_M'$ и p_M, p_{M}' — энергия и импульс атома (молекулы) в соответствующих M и M' состояниях.

Классическая теория рассеяния света. В рамках классической, волновой, теории света считается, что рассеянное излучение генерируется элктрич. токами, вызываемыми в веществе падающим излучением. В классич. теории часто применяется дипольное приближение, в к-ром источник излучения считается элктрич. диполь с моментом $p(t) = \text{Re} p_0 \exp(i\omega t)$. В этом при-

ближения интенсивности dI_n , вылучаемая диполем в направлении n в телесный угол $d\Omega_n$, даётся выражением

$$dI_n = \frac{a^2(pn)^2}{4\pi c^2} d\Omega_n, \quad (2)$$

где $n^2 = 1$ и c — скорость света в вакууме.

Гармонич. движение диполя вынуждается действием на заряды электр. поля с частотой ω , а значение p определяется либо у-рядами классич. механики с учётом $p = \sum e_j r_j$ (суммирование проводится по всем атомам с зарядами e_j и координатами r_j), либо квантовыми у-рядами при t , т. е. поупулюкласич. подходе, в к-ром полагают $p = \sum e_j \langle r_j \rangle$, где $\langle r_j \rangle$ — квантовое среднее координаты j -го локализ. заряда.

При феноменологич. описании считают $p = \hat{\alpha} E$, где $\hat{\alpha}$ — тензор *полярности* рассеивающей частицы, а E — напряжённость электр. поля действующего на неё излучения. Если заряды рассредоточены, рассеяное излучение получается в результате сложения парциальных полей, генерируемых элементарными дипольными моментами элементов объёма d^3r : $dp = P(r)d^3r$, где P — поляризация в точке r , определяемая тензором *диэлектрической проницаемости* $\hat{\epsilon}$ среды:

$$P(r) = (\hat{\epsilon} - 1)E(r)/4\pi. \quad (3)$$

Напряжённость поля $E(r)$, действующего в точке r , в общем случае отлагается от напряжённости поля падающего излучения. При суммировании вкладов элементарных диполей в ф-ле (2) следует учитывать интерференцию рассеянных волн, поэтому существенны фазы колебаний диполей и запаздывание прихода волн от них в место наблюдения.

Характеристики рассеяния света. Наиб. употребляемая количественная характеристика $P. c.$ на частицах — дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma_k$, определяемое отношением рассеянного потока dI_n к плотности падающего потока $cE^2/4\pi$. В классич. и поупулюкласич. описании сечение определяется из (2), где p считается зависящим от E_0 линейно.

При квантовом подходе $P. c.$ описывается в *волулюкласич. теории* как взаимодействие излучения с веществом и определяется ф-лой вероятности перехода в сплошном спектре состояний поля излучений в единицу времени. Сечение рассеяния определяется этой же ф-лой при условии, что поток падающего света считается равным одному фотону в единицу времени на единицу площади.

Сечение измеряется в единицах площади, и при упругом рассеянии полное сечение $\sigma_k = \int d\sigma_k k'$ (интегрирование по всем направлениям рассеяния) характеризуется, с нек-рой долей условности, размер площади, «не пропускающей свет в направлении его падения. Сечение рассеяния может зависеть от полярности, направления (аннизотропия $P. c.$), частоты падающего света (дисперсия $P. c.$).

Свето-рассеивающая способность сред характеризуют коэф. рассеяния R_n и дифференц. коэф. экстинкции dh_n . Первый показывает, какая доля светового потока, падающего на единицу поверхности среды, рассеивается единицей её объёма в заданном направлении.

Второй определяется как удельное (на единицу объёма V среды) дифференц. сечение рассеяния $dh_n = d\sigma_k k'/V$. Обе величины измеряются в обратных длинах и связаны друг с другом соотношением, к-рое в случае изотропного рассеяния поупулюкласич. света имеет вид $h = (16\pi/3)R_{111}$, где h — полная экстинкция светорассеяния, R_{111} — коэф. рассеяния под углом 90° к направлению падения излучения.

Наглядное изображение $P. c.$ даёт *индикатриса* рассеяния (полярная диаграмма), показывающая распределение относит. интенсивности рассеянного света по направлениям (рис. 2). Вид индикатрисы зависит от частоты, полярности и направления падающего излу-

чения. Обычно используются индикатрисы для излучения, поляризованного в плоскости рассеяния, проходящей через волновые векторы k и k' падающего а рассеянного излучений, и поляризованного перпендикулярно этой плоскости.

Информация о связи полярности и фаз падающей и рассеянной волн даёт матрица рассеяния. Применяются два типа матриц: одна связывает векторные величины — амплитуды падающей и рассеянной волн, другие связывают тензорные величины — *Стокса параметры* или элементы квантовых *матриц плотности* падающего и рассеянного полей. Первые матрицы применяются для описания когерентного рассеяния, вторые — при описании $P. c.$ частично когерентных световых потоков или потоков с меняющейся степенью когерентности. В случае изотропного $P. c.$ матрицы рассеяния зависят только от угла между k и k' — угла рассеяния θ .

Анизотропное $P. c.$ характеризуется количественной мерой — коэф. деполаризации, к-рый равен $\Delta = I_{\parallel}/I_{\perp}$ — отношению интенсивностей взаимно перпендикулярно поляризованных составляющих рассеянного первоначально неполяризованного падающего света (I_{\parallel} — составляющая рассеянного света, поляризованная вдоль направления падающего, а I_{\perp} — перпендикулярная к плоскости рассеяния).

Разнообразие и обилие факторов, определяющих характер $P. c.$, не позволяют единообразно и детально описать все случаи, поэтому условия идеализуют с равной степенью адекватности рассматриваемому случаю. Прежде всего различают $P. c.$ на отд. частицах и $P. c.$ в средах, т. е. для описания коллективной природы последнего необходимо использовать дополнит. статистич. методы. При этом бывает существенным учёт взаимодействий между отд. рассеивающими частицами.

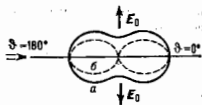
Рассеяние света отдельными микрочастицами. $P. c.$ с в ободном покоящимся электр. ном — процесс упругий с высокой точностью. Движущийся электрон рассеивает свет неуруго: замена частоты, определяемое (1), зависит от угла рассеяния и скорости v электрона, к-рая при $|v| \ll c$ полагается незначительной. В выражении для сдвига частоты

$$\omega - \omega' = v(k - k') \quad (4)$$

считается, что длины волновых векторов $|k| = |k'| = \omega/c$. Классич. теория объясняет эту передачу энергии и импульса при $P. c.$ *Доллера эффектом*. При $|v| \ll c$ $P. c.$ на электроне изотропное и без дисперсии (томпсонское рассеяние света), его сечение равно $\sigma_0 = (8\pi/3)r_0^2 = 6.65 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, где $r_0 = e^2/mc^2$ — классич. радиус электрона. Индикатриса рассеяния (рис. 2) вверх такая же, как и назад, но различная для падающего излучения, поляризованного по-разному. При любой поляризации падающего излучения рассеянное под углом 90° излучение всегда линейно поляризовано ($\Delta = 0$).

$P. c.$ свободными или слабо связанными электронами (*Комптона эффект*) играет большую роль в астрофиз. плазме: оно определяет лучистое давление и процесс переноса в космич. объектах. $P. c.$ электронами металлов объясняет высокую отражат. способность поверхности металлов.

$P. c.$ отдельным атомом (связанным электронам) отличается сильной дисперсией рассеяния. В классич. теории дисперсия объясняется зависимостью амплитуды вынужденных колебаний атомного осциллятора от частоты падающего излучения. Свя-



важная с этим поляризуемость атомного осциллятора

$$\alpha = e^2 f / m (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega), \quad (5)$$

где f — сила осциллятора атомного перехода с резонансной частотой ω_0 , а γ — скорость релаксации возбуждения этого перехода. Сечение Р. с. атомом определяется из выражения (2), в к-ром полагается $\rho = \alpha E_0$, и равно

$$\sigma = 8|\alpha|^2 \omega^4 / 3\pi c^4. \quad (6)$$

Дисперсия Р. с. на атоме по-разному проявляется в разных диапазонах частот. В нерезонансной области, когда $\omega_0 \gg \omega$, как в большинстве случаев для видимого света, $\sigma \propto \omega^4$ (закон Рэлея). Эта зависимость играет гл. роль в эффектах окрашивания рассеянного света (начальное белого).

Вблизи атомных линий, когда $\omega \approx \omega_0$, Р. с. на резонансных ω . Макс. сечение в этом случае определяется величиной γ , значение к-рой не может быть меньше скорости радиац. релаксации:

$$\gamma = 2fe^2 \omega_0^3 / 3\pi c^2. \quad (7)$$

В этом предельном случае сечение Р. с. не зависит от f и определяется только длиной волны $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ и близко к $\sigma \approx \lambda_0^2 / 2$, что гигантски велико ($\sim 10^{-8} \text{ см}^2$ для видимого света) по сравнению с сечением нерезонансного рассеяния, имеющего порядок величины $\sigma_0 \omega^4 / \omega_0^4$. Из-за узости спектральной области резонансного Р. с. оно различно для разных ширин спектра падающего излучения: если последняя уже ширины атомной линии, то в рассеянном излучении повторяется спектр падающего; при обратных условиях спектр рассеянного излучения имеет форму атомной линии. При этом обнаруживаются некогерентность и инерция Р. с. Отмечаются спектральные особенности резонансного Р. с. объясняются острой селективностью взаимодействия света с атомом, связанной с длит. затуханием возбуждения атомного осциллятора.

Р. с. на неподвижном атоме упругое и изотропное. Его индикатриса аналогична рассмотренной. Движение атомов вызывает неупругое Р. с. в соответствии с (4). Р. с. отд. атомами наблюдается в разреженных газах.

При Р. с. отдельными молекулами, в отличие от Р. с. атомами, в спектре рассеяния появляются новые, соседние с несмещенной, линии. Неупругое Р. с. молекулами наз. *комбинационным рассеянием света* (эффектом Рамана). Классич. теория объясняет это рассеяние внутримолекулярным движением, модулирующим электрону поляризуемость молекулы, что приводит к появлению спектральных спутников возбуждающей гармоникой и вместе с этим меняет интенсивность рассеянного света. Интенсивность спутников определяется глубиной модуляции поляризуемости и обычно составляет 10^{-6} и менее от интенсивности рэлеевской линии. Причём стоксовы компоненты рассеяния гораздо интенсивнее антистоксовых при темп-рате $T \ll \hbar|\omega - \omega'|/k$. Смещение линий $\Delta\omega = \omega - \omega'$ определяется частотами внутримолекулярных колебаний.

Др. отличие молекулярного Р. с. от атомного связано с анизотропией поляризуемости молекулы. Из-за этого и вследствие произвольной ориентации свободных молекул в пространстве свет при рассеянии деполаризуется, а вращение молекул вызывает модуляцию угл. распределения интенсивности рассеяния, что, как и молекулярные колебания, формирует спектр неупругого Р. с. вблизи рэлеевской линии, т. е. её крыло шириной $\Delta\omega/2\pi c = 100 \sim 150 \text{ см}^{-1}$ при комнатных темп-рах.

При Р. с. отдельными атомами и молекулами появ-

ляются особенности, связанные с влиянием конденсиров. среды на действующее на молекулу поле излучения и с возможностью переноса заряда при его разл. характере движений между молекулой и средой. Этим, в частности, вызывается сильное увеличение относит. интенсивности комбинационного Р. с. (см. *Гигантское комбинационное рассеяние света*).

Р. с. отдельными макроскопически малыми частями как с произвольными относительно λ размерами порождает широкий класс явлений: радуги, гало, ореолы, расщепление дисперсных сред и др. Этот тип Р. с., называемый *Тиндалловым эффектом*, описывается полностью в рамках классич. теории, часто с использованием приближенных методов теории дифракции света.

Если поле падающего излучения мало искажается рассеянием, то описание рассеяния относительно просто. Эти случаи возможны, когда диэлектрич. проницаемости ϵ рассеивающих частиц и окружающей среды близки и частицы не слишком велики либо когда частицы малы по сравнению с λ . В первом случае поле рассеянного света рассчитывается суммированием полей элементарных диполей с учётом (3) и их интерференции. Этот метод даёт качественно правильные результаты, в частности в расчётах Р. с. большими молекулами, авеня цепь к-рых рассматривают как элементарные диполи.

Если размер частицы $\ll \lambda/10\sqrt{|\epsilon|}$, то она рассеивает как электр. диполь, наведённый момент к-рого $\mathbf{p} = \hat{\alpha} E_0$, где $\hat{\alpha}$ — тензор поляризуемости, пропорциональный объёму частицы, а зависимость $\hat{\alpha}$ от ϵ вещества частицы определяется её формой. Так, для сферич. частиц из оптич.сн. изотропного материала с радиусом $a \ll \lambda/20\sqrt{|\epsilon|}$ сечение Р. с. даётся формулой Рэлея:

$$\sigma = (4\pi/3)2^3 |\beta|^2 a^6 \omega^4 / c^4, \quad (8)$$

где $\beta = 3(\epsilon - 1)/4\pi(\epsilon + 2)$. Существенно, что частотная зависимость Р. с. в этом случае определяется двумя величинами — ω^4 и $|\beta(\omega)|$. Это Р. с. имеет рассмотренную выше индикатрису.

Если радиус a частицы велик и при этом $\lambda \gg a > \lambda/10\sqrt{|\epsilon|}$, то падающее излучение индуцирует мультипольные моменты и дипольное приближение становится неприменимым. В предельном случае $\lambda \gg a \gg \lambda/10\sqrt{|\epsilon|}$ (напр., при рассеянии ИК-излучения на металлических частицах) индуцируются электр. и магн. диполи одинаковы по величине. В этом случае сечение

$$\sigma = 10\pi a^6 \omega^4 / 3c^4 \quad (9)$$

качественно подобно рэлеевскому (8), но индикатриса этого Р. с. шная: свет рассеивается в осн. назад, а интенсивность света, рассеянного вперёд, составляет от него только $1/9$.

Описание Р. с. малыми частицами произвольных форм, размеров и диэлектрич. свойств математически трудно. Однако характерные закономерности рассеяния были установлены численно из строгой теории Р. с. на паровых частицах — т. н. теории Мн.

В этой теории два параметра: приведённый радиус частицы $ka = a\omega/c$ и $\sqrt{\epsilon} = n$ — комплексный показатель преломления среды частицы. При $ka \ll 1$ и небольшом различии показателей преломления среды частицы и окружающей рассеяние описывается ф-лами (2) и (8). Сечение имеет неск. максимумов в зависимости от радиуса. При $ka > 1$ сечение немонотонно зависит от ka (рис. 3), при этом величины максимумов σ зависят от n . Когда $n \approx 1$, первый максимум появляется при $ka = 2/(n-1)$ и может достигать $\sigma = 4\pi a^2$. Для полностью «отражающих» частиц ($|n| \rightarrow \infty$) первое макс. значение $\sigma = 2,3 \pi a^2$ появляется при $ka = 1,2$. В случае, когда $ka < 1$, но $nka \gg 1$, максимум

о появляются при $nka = j\lambda$ (где j — целое число и n — вещество) и достигают значений $\sigma = 6\pi a^2$ (резонансы М).

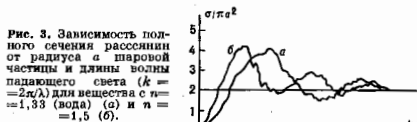


Рис. 3. Зависимость полного сечения рассеяния от радиуса a шаровой частицы и длины волны падающего света ($k = 2\pi/\lambda$) для вещества с $n = 1,33$ (вода) (а) и $n = 1,5$ (б).

С ростом ka при произвольных λ вариации σ уменьшаются и $\sigma \rightarrow 2\pi a^2$. Это отличие предельного σ от площади геом. тени λa^2 объясняется дифракцией, из-за к-рой на больших расстояниях от частицы граница тени широко размыта.

Индикатриса рассеяния по мере роста ka становится не симметричной (рис. 4), а вытягивается вперед. Немонотонность угл. распределения при $ka \gg 1$ появляется, начиная с $ka > \lambda$. Угл. распределение быстро и остро меняется по направлению и в зависимости от ka (и n и d в а т р и с и в ы й э ф ф е к т М и).

Так же резко меняется поляризация рассеянного света.

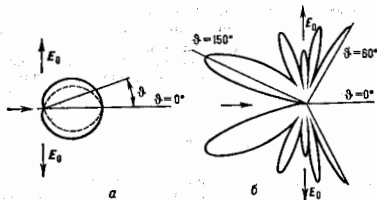


Рис. 4. Индикатрисы рассеяния линейно поляризованного света диэлектрическим шаром с $n = 1,25$ при $ka = 1,6$ (а) и $ka = 8$ (б). Сплошные линии соответствуют поляризации, перпендикулярной плоскости рассеяния, пунктирная — поляризации в плоскости рассеяния.

При $ka \gg 1$ Р. с. диэлектрич. частицами удовлетворительно описывается геом. оптикой с учётом интерференции лучей, падающих и последовательно отражённых и преломлённых на границах частиц. Так, без точной структуры (напр., «ряби» на рис. 3) описываются радуги разл. порядков, ореолы и др. явления. Эффекты окрашивания рассеянного света (иначе говоря падающего — белого) объясняются при этом особенностями зависимости угл. распределения. Тонкая структура объясняется эффектами краевой дифракции, в частности «рябь» — интерференцией между волной, дифрагирующей на краю, и поверхностной волной, огибающей частицу.

Рассеяние света в средах. Практически всегда наблюдается Р. с. объектами с большим числом атомных частиц. Картина рассеяния создается в результате интерференции волн вторичных волн отдельными атомными частями. Из-за большого их числа образуется мелкомасштабное пространственное распределение интенсивности рассеянного света. Практически эта тонкая структура рассеяния никогда не регистрируется, а усредняется, т. к. апертура регистрирующих устройств намного превосходит масштабы структуры. Поэтому Р. с. в средах описывается статистич. методами в форме усреднения по реализациям расположения рассеивающих атомных частиц.

В протяжённых и оптически плотных средах, кроме интерференции, существует др. коллективный эффект —

вазимоное облучение частиц рассеянным излучением, называемое многократным Р. с. В гомогенной идеально однородной безграничной среде происходит полное интерференц. гашение излучения, рассеянного во всех направлениях всеми элементами среды, за исключением направления распространения падающей волны. Вместе с последней рассеянное излучение образует результирующее, распространяющееся как падающее со скоростью $< c$, определяемой показателем преломления среды. Эти утверждения, называемые теоремой Эвальда — Озена, справедливы для однородных сред при произвольной многократности Р. с. В ограниченной однородной среде Р. с., включая многократное проявление в виде граничных отражений света и преломления света и описывается соответствующими законами Снеллиа и Френеля.

Для неоднородной среды понятие многократного Р. с. связывается с взаимным облучением частей среды, называемым только её неоднородностью. Часто в качестве характеристики кратности Р. с. в среде без поглощения принимают *оптическую толщину*. Явления Р. с. в оптически толстых средах наиб. сложные для описания.

Принято разделять случаи Р. с. макроскопич. и микроскопич. неоднородностями. С первыми связывают Р. с. в разл. дисперсных средах и на шероховатых поверхностях, во вторых относят Р. с. в макроскопич. неоднородных средах, неоднородность к-рых названа флукутациями.

Рассеяние света макроскопич. неоднородностями — обычно многократное рассеяние в дисперсных средах. В оптически тонких дисперсных средах характер Р. с. определяется усреднёнными индивидуальными свойствами отд. частиц: размерами, формами, отличим их показателей преломлений от показателя преломления окружающей среды и т. д. Р. с. в оптически толстых дисперсных средах объясняются ур-ниями переноса плотности некогерентного излучения (см. *Перенос излучения*), для решения к-рых разработаны спец. численные методы.

Особый случай Р. с. макроскопич. неоднородностями представляет рассеяние шероховатыми поверхностями, масштаб рельефа поверхности к-рых сравним с λ (см. *Рассеяние волн на случайной поверхности*). Угл. спектр рассеянного излучения состоит из зеркально отражённой и диффузной составляющих. Угл. распределение диффузной составляющей излучения определяется пространственным спектром рельефа поверхности, видимого под углом падения. При скользких углах падения угл. спектр рассеяния сужается, что проявляется в характерном блеске поверхности, рассматриваемой под малыми углами. При многократном Р. с. на шероховатой поверхности диффузная составляющая становится почти изотропной, а зеркальная — исчезает. В этом случае поверхность выглядит матовой.

Молекулярное рассеяние света — рассеяние в макроскопич. однородных средах на микроскопич. неоднородностях — спонтанно появляющихся и исчезающих флукутаций термодинамич. параметров среды: плотности, темп-ры и т. п. При этом оптич. неоднородность изотропной среды определяется неоднородностью диэлектрич. проницаемости $\epsilon(r, t)$, в к-рой есть регулярная составляющая $\bar{\epsilon}$ и стохастическая $\tilde{\epsilon}(r, t) = \epsilon(r, t) - \bar{\epsilon}$, связанная с флукутациями термодинамич. параметров среды. Т. к. даже в оптически изотропной среде, в к-рой $\bar{\epsilon}$ — скалярная величина, возможны флукутации анизотропии, то $\tilde{\epsilon}(r, t)$ — величина тензорная.

Р. с. на диалектрич. неоднородностях в оптически тонких средах определяется пространственно-временным спектром корреляторов $\langle \tilde{\epsilon}(r_1, t_1) \tilde{\epsilon}(r_2, t_2) \rangle$, в к-ром усреднение $\langle \dots \rangle$ проводится по всему ансамблю реализаций состояний среды. В однородной по пространству и во времени среде этот коррелятор зависит только от $|r_2 - r_1|$ и от $|t_2 - t_1|$ и характеризуется

величиной неоднородности (ξ^2), её протяжённостью l_c и временем жизни τ_c , значениями, при к-рых коррелятор становится пренебрежимо малым, когда $|r_2 - r_1| > l_c$ и $|t_2 - t_1| > \tau_c$. Величина l_c определяет размер когерентно рассеивающей области или мин. расстояние между точками, фазы вторичных волн из к-рых можно считать статистически независимыми. Аналогичный смысл для временной области имеет характеристика τ_c . Пространственная и временная зависимости коррелятора определяют соответственно спектральные угловые и частотные характеристики Р. с.

Метод описания Р. с. в средах в терминах флуктуаций диалектрич. проницаемости правильный только условно. Некорректность его связана с тем, что диалектрич. проницаемость — это усреднённая характеристика среды, и о её пространственно-временных вариациях можно говорить определённо лишь когда их масштабы велики по сравнению с l_c и τ_c . Однако в большинстве случаев при описании Р. с. это соотношение выполняется. Корректный метод описания Р. с. в среде основывается на понятии микроскопич. поляризуемости и кинетич. ур-ния.

В разл. агрегатных состояниях характер флуктуаций различный, и в соответствии с этим различается Р. с. в них. В разреженных газах $\epsilon = 1 + 4\pi n \rho$, где $1/\rho$ — объём, приходящийся на одну молекулу, а α — её поляризуемость. Флуктуации ϵ определяются флуктуациями ρ . Пространственное взаимное положение частиц в газе статистически независимо, поэтому длину корреляции l_c можно считать нулевой. Это означает, что фаза волны, рассеянной отд. частицей, не связана с остальными и интерференц. эффекты несущественны. Поэтому интенсивность рассеянного света равна сумме интенсивностей полей, рассеянных отд. молекулами. Если молекулы оптически анизотропны, то интенсивность рассеяния на каждой зависит от её ориентации относительно вектора поляризации падающего света. Поэтому, как и в случае отд. молекул, картина Р. с. в среде зависит от его поляризации. Рассеяние неполяризованного падающего излучения описывается коэф. рассеяния

$$R_{\rho, \theta} = \frac{2\pi^2}{\lambda^4} \rho(n-1)^2 \frac{\delta + \Delta\delta}{\delta - 7\Delta}, \quad (10)$$

в к-ром последний множитель определяет влияние анизотропии; для газа изотропных молекул он равен единице. Обычно $\Delta < 0,1$ и растёт с увеличением плотности.

Рэлеевская линия рассеянного в газе света уширена из-за связанного с движением частиц доплеровского эффекта. Уширение зависит от угла рассеяния θ и, согласно (4), его величина порядка $\Delta\omega \sim \omega(v/c)\sin\theta/2$, где v — средняя тепловая скорость молекул. Следует отметить, что спектр рассеянного вперёд света не уширен, а ширина спектра, рассеянного назад, — порядка доплеровской ширины атомной линии поглощения.

Резонансное Р. с. в газах обычно сопровождается *линейным излучением*. При этом происходит пространственные и спектральные преобразования излучения, приводящие, в частности, к явлению самоизлучения спектральных линий в рассеянном свете.

В жидкостях Р. с. в сечении на одну молекулу на один-два порядка меньше, чем в газах. Это объясняется меньшей сжимаемостью жидкостей и связанной с этим меньшей величиной флуктуаций ρ , к-рая, как и в газах, в осн. определяет флуктуации ϵ . С флуктуациями T обычно связано менее 1% рассеяния, т. к. движение молекул мало влияет на их поляризуемость. Протяжённость флуктуаций l_c в жидкости порядка неск. межмолекулярных расстояний, что гораздо меньше λ . Поэтому можно считать, что фазы волн, рассеянных каждым элементом объёма жидкости, независимы (как и в газе), но, в отличие от последнего, флуктуации числа рассеивающих молекул в этих объёмах не подчиняются закону Пуассона. Флуктуации ρ в жид-

костях в термодинамически равновесных условиях вызывают малые флуктуации диалектрич. проницаемости, в этих условиях коэф. рассеяния неполяризованного излучения равен

$$R_{\rho, \theta} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} kT\beta_T(\rho\delta/\partial\rho)^2 \frac{\delta + \Delta\delta}{\delta - 7\Delta}, \quad (11)$$

где $\beta_T = (\partial\rho/\partial p)_T$ — изотермич. сжимаемость.

Зависимость $\epsilon(\rho)$ даёт разл. модельные теории кр. поля, однако не каждая из них даёт результаты, согласующиеся с экспериментом. Напр., использование в (11) зависимости $\epsilon(\rho)$ в виде *Клаузиуса — Моссоуни формулы* не даёт согласия теории с экспериментом; наилучшее согласие с опытными данными получается для выражения

$$\rho\delta/\partial\rho = 3\epsilon(\epsilon-1)/(2\epsilon+1). \quad (12)$$

В жидкостях, в отличие от газов, движение частиц более сложное, и в нём выражен коллективный характер. Это определяет особенности временной эволюции флуктуаций и проявляется в спектрах неупругого (т. н. квазиупругого) Р. с. в жидкостях. Наиб. интенсивно Р. с. происходит на больших флуктуациях, затухание к-рых мало, напр. на упругих волнах, вызывающих соответствующую неоднородность показателя преломления (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Это процесс неупругий, происходящий с изменением частоты света: в результате рассеяния монохроматич. излучения получается спектр, состоящий из несмещённой рэлеевской линии и дублета линий-сателлитов, симметрично удалённых от рэлеевской на величину $\Delta\omega$, зависящую от скорости v упругой волны и угла рассеяния θ :

$$\Delta\omega = \omega - \omega' = \pm 2\omega(v/c) \sin \theta/2. \quad (13)$$

В спектрах Р. с. в жидкостях выделяют близкую к рэлеевской линии область ($\Delta\omega/c < 1$ см⁻¹) тонкой структуры, область крыла рэлеевской линии (до 100–150 см⁻¹) и дальнюю область, спектр к-рой определяется внутримолекулярными движениями.

Тонкая структура, имеющая вид спектрального триплетта (рис. 5), объясняется двумя типами коллективных

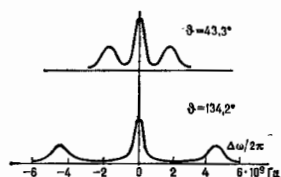


Рис. 5. Спектры рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (тонкая структура рэлеевской линии) в CsCl , для разных углов рассеяния.

движений: изотропными флуктуациями давления (звуком), к-рые вызывают в спектре дублет Мандельштама — Бриллюэна, и изобарич. флуктуациями, с к-рыми связана центр. компонента. Отношение интенсивности последней к сумме боковых определяется с хорошей точностью соотношением Лаандау — Плачека $I_T/I_s = (c_p - c_v)/c_p$, в к-ром c_p и c_v — изобарич. и изохорич. теплоёмкости соответственно. Для большинства жидкостей интенсивности всех компонент близки по величине, за исключением воды, в спектре тонкой структуры к-рой центр. компонента сильно подавлена при комнатной темп-ре и ниже. Это свидетельствует о квазикристаллич. структуре воды. Формы компонент триплетта близки к дисперсионным (лоренцевым контурам), и их ширины $\Gamma \sim \lambda^{-2} \sin^2 \theta/2$ пропорциональны скоростям затухания соответствующих флуктуаций

и связаны с дисперсией скорости гиперзвука в жидкостях, т. к. наблюдаемое Р. с. происходит на колебаниях среды с частотами $\Delta\omega/c \sim 10^{10}$ Гц в области, где существенно меняется затухание флукуаций.

В плотных газах, но при длине свободного пробега молекул $l > \lambda$ одночастичные и коллективные флукуации плотности влияют на форму спектра в зависимости от угла рассеяния. Если $\sin\theta/2 \approx \lambda/l$, то линия имеет гауссову форму, как и в разреженных газах, с шириной, определяемой эффектом Доллера. При $\sin\theta/2 \approx \lambda/l$ начинает формироваться триплет, к-рый при $\sin\theta/2 \ll \lambda/l$ становится таким, как в жидкостях.

При переходе от газа к жидкости в окрестности критической точки пар — жидкость характер Р. с. меняется: сильно увеличивается интенсивность рассеяния и центр компонента тонкой структуры спектра, индифферентно вытесняется вперед, меняется закон дисперсии. Это явление Р. с. — *опалесценция критическая* — бывает обычно многократным рассеянием, что проявляется в характерной для опалесценции мутности.

Особенности Р. с. вблизи критич. точки (критическое Р. с.) объясняется ростом флукуаций плотности и увеличением их размера l_c . Так, теория Орштейна — Зернике даёт выражение для коэф. рассеяния на изотропных молекулах в плоскости, перпендикулярной плоскости колебаний падающей волны:

$$R_0 = 2R_{n/2} [1 + \bar{v}\rho\beta_T l_c \lambda^{-2} (4\pi \sin \theta/2)^2]^{-1}, \quad (14)$$

где $R_{n/2}$ определено выражением (10) с $\Delta = 0$. В критич. точке $\beta_T \rightarrow \infty$ и интенсивность рассеяния определяется $R_0 \propto \lambda^{-2} \sin^{-2} \theta/2$, что показывает характер острого рассеяния вперед и дисперсию, отличную от релеевской. Область, в к-рой проявляется критич. Р. с., занимает интервал $\approx 1K$ около критич. точки. В ближайшей её окрестности Р. с. описывается теорией критических показателей, по к-рой коэф. рассеяния $R_0 \propto (1 + \cos^2 \theta) (\lambda \sin \theta/2)^{-1.66}$.

Р. с. в растворах вызывается не только флукуациями плотности, но и флукуациями концентрации. Закономерности этого Р. с. аналогичны тем, что получаются для чистых жидкостей, включая критические явления в окрестности точек расслоения и осаднения. Особенности критич. Р. с. в этих случаях связаны с образованием развитой поверхности раздела фаз, что сближает их с Р. с. на шероховатых поверхностях. Ввиду конечности значения \bar{v} вблизи точек расслоения и осаднения критич. явления в растворах менее подвержены влиянию веш. сил (в частности, гравитационным), чем системы пар — жидкость, и это делает растворы удобными системами для изучения критич. Р. с.

Критическое Р. с. наблюдается и в др. системах: растворах полимеров, жидких кристаллах, твёрдых телах и др., в к-рых при фазовых переходах резко возрастает флукуация поляризации среды.

Р. с. в твёрдых телах существенно отличается от Р. с. в жидкостях или растворах, что связано с большим разнообразием слабозатухающих флукуаций в виде упругих волн. В аморфном твёрдом теле могут распространяться два типа звуковых волн с разными скоростями: продольные, как в жидкости, и поперечные. С ними связаны два дублета в тонкой структуре релеевской линии, а центр компонента спектра релеевской линии, обусловленная беспорядочным расположением молекул в аморфной среде, очень узка из-за медленной (вследствие диффузии) эволюции беспорядка. В спектрах Р. с. в кристаллах центр компонента практически исчезает, а общее число компонент тонкой структуры определяется симметрией кристалла и условиями рассеяния: углами падения и рассеяния, поляризациями падающей и рассеянной волн. В аннотированном кристалле максимально возможное число компонент тонкой структуры 24: одна продольная и две поперечные упругие волны порождают 3 дублета, в к-рых каждая линия расщепляется в общем случае на 4 компонента

вследствие зависимости скоростей распространения падающей и рассеянной волн от их поляризации. При этом, чем симметричнее условия рассеяния и выше симметрия кристалла, тем меньше компонент обнаруживается в спектре.

Кроме упругих волн — акустич. фононов — в твёрдом теле есть и др. слабозатухающие коллективные движения — *квазичастицы*: плазмоны, экситоны, оптич. фононы и др., характеризующиеся законом дисперсии $\omega(\rho)$ и временем жизни. Когда число квазичастиц велико, Р. с. описывается классически, как результат модуляции показателя преломления среды соответствующими движениями в ней.

В квазичастичном описании Р. с. трактуется как соударение фотона с квазичастицей (рис. 1), если она имеется в нач. состоянии среды $|M\rangle$, или как рождение квазичастицы, если $|M\rangle$ — их вакуумное состояние. Если Р. с. связано в осн. с рождением квазичастиц, то спектры рассеяния несимметричны относительно релеевской линии: доминирует, как и при комбинационном Р. с. на молекулах, стоксова компонента. Такая картина наблюдается и вблизи релеевской линии при понижении темп-ры.

Ещё одна особенность Р. с. в твёрдых телах связана с сильным взаимодействием квазичастиц, что усложняет спектры неупругого Р. с.

Эксперим. исследование Р. с. в прозрачных средах на слабых флукуациях и выявление тонких особенностей спектров рассеяния затруднительно. Создание лазеров и совершенствование техники регистрации слабых световых потоков заметно уменьшили эти трудности, позволив наблюдать новые явления в Р. с.

Рассмотревшие выше типы Р. с. относились к излучениям малой интенсивности, недостаточной для заметного изменения состояния системы, на к-рой происходит рассеяние. При рассеянии мощного излучения обнаруживаются новые эффекты. Так, напр., при резонансном рассеянии высокоинтенсивного монохроматич. света на атоме (наиб. благоприятно для реализации эффекта сильного поля) спектр рассеяния при насыщении атомного перехода становится триплетом, что объясняется модуляцией рассеяния колебаниями атомной заселённости, вызываемыми падающим излучением.

При рассеянии интенсивного излучения в среде спонтанные процессы Р. с. могут усилиться стимуляцией излучением (индуцированное излучение). С таким *вынужденным рассеянием света* связан широкий круг явлений; напр., на вынужденном Р. с. основана работа комбинационного лазера. Если Р. с. стимулируется фотонами, рождёнными в среде в процессе рассеяния, то говорят о *вынужденном пассивном рассеянии*. Если Р. с. стимулировано веш. излучением, то его наз. активным вынужденным Р. с. (см. *Активная лазерная спектроскопия комбинационного рассеяния, Нелинейная оптика*).

С классич. позиций, вынужденные процессы вызываются совм. раскачиванием падающей и рассеянной волнами когерентных колебаний в среде, модулирующих её оптич. характеристики.

Лазерная техника дала возможность достичь спектрального разрешения излучения до 10^4 см⁻¹. Это позволило изучать Р. с. от медленно движущихся частиц с целью установления их распределения по скоростям (доплеровская лазерная анемометрия) и разрешить тонкие особенности спектров рассеяния с помощью спец. разработанных методов оптич. гомодинамирования и гетеродинамирования (см. *Детектирование света*). Отличие этих методов от традиционных состоит в анализе не частотных спектров рассеянного поля, а спектров его интенсивности. Этот вариант нелинейной спектроскопии Р. с. даёт возможность исследовать высшие корреляторы поля (см. *Квантовая оптика*), что представляет большой интерес, т. к. статистика рассеянного излучения несёт информацию о строении веществ и процессах, происходящих в них.

Возможность сделать объём области рассеяния малым, но достаточно освещённым для наблюдений позволяет исследовать пространственные распределения частиц по статистике рассеянного света.

Явления Р. з. широко используются при разл. физ., хим., биол. исследованиях. Спектры Р. з. позволяют определять молекулярные и атомные характеристики веществ, в ряде случаев эти спектры служат единственными источниками информации о запрещённых переходах в молекулах. Р. з. широко используется для определения размеров, а иногда и форм мелких частиц, что важно для исследований атм. оптики и при лаб. исследованиях дисперсных систем. Вынужденные процессы Р. з. применяются в активной спектроскопии Р. з. и в лазерных системах для перестройки частоты.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951; Вольфенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Холст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; Фабелл и Сквилл И. Д., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Иваница А. П., Оптика рассеянного света, Минск, 1989; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Френкель В. Е., Рассеяние света растворами полимеров, М., 1973; Вукс М. Ф., Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах, М., 1977; Кроссбиш и Б. Ли Ченгто П., Бертолотти М., Статистические свойства рассеянного света, пер. с англ., М., 1980; Рассеяние света в твёрдых телах, под ред. М. Кардонн, Г. Гонтротта, пер. с англ., в. 1—4 М., 1979—80; С. Г. Пржевальский, РАССЕЯНИИ СВЕТА КОЭФФИЦИЕНТ — безразмерное отношение потока излучения, рассеиваемого данным телом, к падающему на него потоку излучения. См. также *Рассеяние света*.

РАССЕЯНИИ СВЕТА ПОКАЗАТЕЛЬ — величина, обратная расстоянию, на к-ром поток излучения в виде параллельного пучка лучей ослабляется за счёт рассеяния света в среде в 10 (десятичный Р. с. п.) или в e (натуральный Р. с. п.) раз. Р. с. п. существенно зависит от длины волны света λ (частоты ν) рассеиваемого оптич. излучения.

РАССЕЯНИЕ ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ — звёздные скопления, населяющие диск Галактики. Звёзды Р. з. с. связаны общностью происхождения и имеют практически одинаковый возраст (10^8 — 10^9 лет) и хим. состав (близкое к солнечному содержанию тяжёлых им. элементов). Вследствие сравнительно небольшой массы Р. з. с. скорости хаотич. движений звёзд в них очень малы (доли км/с), что облегчает выделение членов скопления по *лучевым скоростям* и собств. движениям (угл. смещение звёзд на небесной сфере) на плотном фоне окружающих скопления звёзд.

Изучение Р. з. с. важно для понимания происхождения и эволюции Галактики, потому что мн. характеристики (расстояние от Солнца, возраст и др.) определяются для Р. з. с. гораздо точнее, чем для звёзд галактич. поля. Возраст Р. з. с. определяется по цвету и абс. звёздной величине звёзд, расположенных вблизи точки изворота гл. последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Расселла (см. рис. 4 в ст. *Герцшпрунга — Расселла диаграмма*); чем слабее эти звёзды, тем больше возраст, т. е. к скорости эволюции звёзд уменьшается с уменьшением их массы. Массивные звёзды в старых скоплениях давно ушли с гл. последовательности. Путём совмещения участков гл. последовательностей Р. з. с. близкого возраста определяется разность блеска звёзд одинаковой светимости и вычисляется относит. расстояние.

Расстояния до Р. з. с. задают галактич. *расстояний шкалу*. Особая роль в создании шкалы расстояний отводится известному Р. з. с. Гиады. Гиады принадлежат к числу т. н. движущихся скоплений с хорошо заметным радиантом (точкой на небесной сфере, куда направлены векторы видимых скоростей отд. звёзд). Для Р. з. с. с радиантом расстояние вычисляется с очень высокой точностью (2—3%), поэтому Гиады являются своеобразным «маяком», лежащим в основе определения всех галактич. (и даже внегалактич.) расстояний.

Молодые Р. з. с. (возраст 10^6 — 10^7 лет), населяющие диск в пределах 200 кп от плоскости Галактики, хорошо обрисовывают в окрестности Солнца отрезки спиральных рукавов Галактики, где и в настоящее время идёт интенсивное *звёздообразование*. Как правило, эти скопления не встречаются поодиночке и образуют группы, содержащие 2 и более скоплений. Такое распределение молодых Р. з. с. объясняется их совместным происхождением в звёздных комплексах, содержащих, помимо молодых скоплений и ассоциаций и ярких молодых звёзд, гигантские молекулярные облака и нейтральный водород. Своим мощным гравитат. полем звёздные комплексы ускоряют динамику, эволюцию и распад Р. з. с. Более старые Р. з. с. (образовавшиеся вск. млрд. лет назад) встречаются на расстояниях до 600 кп от плоскости Галактики, где они проводят заметную часть своей жизни.

Лит.: Холопов П. Н., Звёздные скопления, М., 1981; Звёздные скопления, в кн.: Итоги науки и техники, сер. *Астрономия*, т. 27, М., 1985.

РАССЛОЕНИЕ (расслоённое пространство) — одна из фундам. структур, изучаемых в *топологии*. В совр. физике, гл. обр. в теории элементарных частиц, концепция Р. и ассоциированных с ним матем. структур (связность и т. п.) является наиб. адекватным языком для исследования нетривиальной топологии, возникающей при попытках описания взаимодействия между пространственными и внутренними степенями свободы физ. систем. Этот язык оказался полезным уже в простейших случаях, напр. в электродинамике, где нетривиальность топологии проявляется, в частности, в *Ааронова — Бома эффекте*. В неабелевых теориях *калибровочных полей* (типа *Янга — Миллса полей*) язык Р. вообще представляется единственным возможным при любых попытках выйти за рамки *возмущений теории*.

Расслоение $\xi = (E, p, F, B)$ — составной объект, включающий следующие элементы: пространство E — пространство P ; пространство B — база P ; непрерывное отображение (проектион) $p: E \rightarrow B$; пространство F — слой отображения. Над каждой точкой $x \in E$ можно определить полный прообраз $F_x = p^{-1}(x) \in E$. Множество F_x наз. *слоем* над точкой x . Слои над разл. точками должны быть гомеоморфными друг другу. Т. о., понятие слоя определено независимо от точек базы B . Размерность P наз. *размерностью* слоя F .

Локально P устроено как прямое произведение $B \times F$, т. е. для каждой точки $x \in B$ должны существовать окрестность V , $x \in V \subset B$ и гомеоморфизм φ , так что

$$\varphi: V \times F \rightarrow p^{-1}(V),$$

$$p\varphi(x', y) = x', \quad x' \in V, \quad y \in F.$$

В P можно определить обратное к p непрерывное отображение $s: B \rightarrow E$, такое, что $p(s(x)) = x$ для любой точки $x \in B$. Отображение s наз. *сечением* в P . Пространства E . Сечением прямого произведения $B \times F$ служат графики функций $B \rightarrow F$, $(x, s(x))$.

Наиб. интересные и важные в приложениях примеры связаны с P , у к-рых в слое определ. образом действует группа G преобразований (гомеоморфизмов) слоя F . Группа G наз. *структурной группой* P . Классич. примером нетривиального (отличного от прямого произведения) P является лист Мёбиуса m^2 . Базой P служит окружность S^1 , а слоем F — единичный отрезок I . В слое F действует циклич. группа Z_2 . Действие $G = Z_2$ задается в виде

$$g \cdot y = e^{2\pi} y, \quad g y = y, \quad g \neq e, \quad y \in F, \quad g \in Z_2. \quad (1)$$

Нетривиальное действие (1) группы Z_2 в слое F листа Мёбиуса определяет глобальное отличие P от тривиального (прямого произведения) P . $\pi = S^1 \times I$ (цилиндра), где действие группы Z_2 тривиально (тождественно).

Итутинговым Р. можно представить как объединение слов $p^1(x)$, $x \in B$, параметризованных точками базиса и «склеенных» под действием группы преобразований слоя G (или более общо — топологии пространства E). Если действие G тривиально, то получаем тривиальное Р.

Можно выделить два наиб. важных класса Р. Векторные расслоения. Векторными Р. наз. Р. ξ^n , у k -рых слой есть векторное пространство Q , а группа G действует как подгруппа $GL(n, Q)$ группы всех линейных преобразований Q . Наб. существ. примеры являются вещественные Р., $Q = R^n$, $G = O(n) \subset GL(n, R)$, и комплексные Р., $Q = C^n$, $G = U(n) \subset GL(n, C)$. На векторных Р. выводится алгебраич. операция, характерные для векторных пространств, — тензорное произведение Р. и операция сложения, требующая более тонких рассуждений и называемая в теории Р. операцией Уитни.

Пример. Множество всех касательных векторов к двумерной поверхности M^2 образует двумерное векторное Р. (касательное Р.) $S^2 = TM^2$. Векторное поле на M^2 определяет сечение в Р. TM^2 . Классич. теорема Пуанкаре утверждает, что единственное замкнутое многообразие M^2 , допускающее гладкое касательное поле без особенностей на M^2 , — тор T^2 . Нетрудно доказать, что теорема Пуанкаре включает следующие утверждения: только касательное Р. к T^2 есть прямое произведение.

Главные расслоения. Р. ξ наз. главным, если слой F совпадает с группой G .

Пример. Рассмотрим тройку $\xi = (G, H, G/H)$. Здесь G — группа L_n , H — замкнутая подгруппа, G/H — фактор-пространство. Можно показать, что ξ является Р. с базой G/H , слоем H и пространством Р. G ,

$$p: G \rightarrow G/H.$$

В частности, если $G = SO(n)$, а $H = SO(n-1)$, то $G/H = S^{n-1}$.

Р. можно построить и в более общем случае $G \supset H \supset H_1$. Здесь H и H_1 — замкнутые подгруппы в G и H соответственно. Тройка $(G/H, H_1/H, G/H)$ является Р. (H_1 — наиб. нормальный делитель группы H , принадлежащий H_1). Наб. важный пример Р. этого типа:

$SO(n-k) \rightarrow SO(n)/SO(n-k)$. Это Р. наз. нуклом сфер. Базой является пространство ортонормированных k -векторов в n -мерном пространстве Штифеля. Аналогично можно рассмотреть Р. с базой комплексного пространства Штифеля: $SU(n)/SU(n-k)$.

Р. с дискретным слоем F наз. накрытием. Напр., вещественная прямая R^1 служит накрытием над окружностью S^1 , $R^1 \rightarrow S^1$, слой $F = Z$.

Расслоение Хопфа. Классич. расслоение Хопфа задается отображением $p: S^3 \rightarrow S^2$, а слой $F = G = S^1$. Определим S^3 как множество пар комплексных чисел (z_1, z_2) с условием $|z_1|^2 + |z_2|^2 = 1$. А поставим в соответствие паре (z_1, z_2) число $w = z_1/z_2$. Если $z_2 = 0$, то положим $w = \infty$. Множество $w \in C \cup \{\infty\}$ образует полную плоскость бесконечно удаленной точкой комплексную плоскость $C \cup \{\infty\} \sim S^2$. Т. к. точки $(z'_1, z'_2) = (\exp(i\varphi)z_1, \exp(i\varphi)z_2)$ и (z_1, z_2) отображаются в одну и ту же точку w , то слой $F = S^1$. С классич. расслоением Хопфа и его обобщениями связаны фундам. достижения в математике. Напр., доказано, что существование только четырех алгебр с делением эквивалентно утверждению о существовании только четырех главных Р. вида $S^1 \xrightarrow{G} Sk \rightarrow S^1 \rightarrow S^1$, $S^2 \xrightarrow{S^1} S^2 \xrightarrow{S^1} S^2$, $S^2 \xrightarrow{S^1} S^4 \rightarrow S^8$. В физике расслоение Хопфа возникает при описании монополя Дирака.

В топологии разработаны спец. конструкции, позволяющие детально изучать глобальные характеристики расслоенных пространств. Осн. аппаратом является теория характеристик классов.

Расслоение в физике. Теория Р. находит применение в ряде разделов теории поля, теории конденсиров. сред и

гравитации. Наиб. интересны применения теории Р. в теории калибровочных полей, где Р. являются геом. конструкцией, адекватной идее калибровочного поля; точнее, калибровочное поле есть *сечение* в главном Р. со структурной группой G , определяющей калибровочные преобразования. Напр., в классич. электродинамике группа $G \sim U(1)$, а в теории Янга — Миллса G — полупростая группа L_n [$G = SO(2)$, $SU(2) \times U(1)$ и т. п.].

Фундам. вопросы теории калибровочных полей допускают геом. формулировку. Напр., согласно физ. принципу относительности, реальной физ. конфигурации отвечает класс калибровочных эквивалентных конфигураций. Условие выбора однозначного представления в каждом классе эквивалентных конфигураций, необходимое при вычислении континуальных интегралов, эквивалентно построению сечения в соответствующем Р. Можно показать, что локально такие сечения всегда существуют. Однако глобальные сечения (калибровоч) построить нельзя. Этот важный результат (гробовские неоднозначности) следует из чисто топол. гич. рассуждений [теорема И. М. Зингера (I. M. Singer)]. При доказательстве теоремы Зингера используется техника бесконечномерных Р.

Ряд важных физ. явлений допускает геом. интерпретацию, использующую понятие редукции Р. Напр., теорию Максвелла рассматривают над физ. пространством Минковского — M^4 . Поля Максвелла определены над топологически тривиальным (сглаживаемым) пространством. Если же включить в теорию *магнитные монополи* (частицы с магн. зарядом, заданные в фиксиров. точках пространства M^4), то получим поля Максвелла над нестягиваемым пространством, напр. над S^2 (при наличии одного монополя). Др. пример редукции Р. связан с возможностью построения спец. классов полей и тем самым у-рий на многообразиях. Многообразие $на$, спинорным (обладает спинорной структурой), если структурная группа его касательного Р. может быть редуцирована от группы $SO(n)$ к $Spin(n)$. Необходимым и достаточным условием этого является обращение в нуль топол. инварианта (характеристик. класса), т. е. 2-го класса Штифеля — Уитни w_2 . Напр., комплексное проективное пространство CP^n имеет спинорную структуру только при четном n . Наличие спинорной структуры позволяет ввести на многообразии аналог Дирака уравнения. К изучению у-рий Дирака на n -мерных Р. приводит совр. проблемы *аномалий* в квантовой теории, разл. модификации теоремы об индексе Атьи — Зингера и т. п.

Новые приложения теории Р. получены в теории гравитации. Хотя гравитацион. поле и яе представляется в виде калибровочного поля (по типу эл.-магн. поля или поля Янга — Миллса), использование спец. класса Р. — *тензоров* Пенроуза позволяет продвинуться в решении совр. проблем квантовой гравитации.

Лит.: Стиррод Н., Топология носых произведений, пер. с англ., М., 1957; Стиллинг А. А., Файденс Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Дубровини Б. А., Новиков С. П., Фомин А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Миланор Д., Стайфел Д., Характеристические классы, пер. с англ., М., 1978; Тензорны и калибровочные поля, Сб. ст., пер. с англ., М., 1983; Геометрические идеи в физике. Сб. ст., пер. с англ., М., 1983; Шутц Б., Геометрические методы математической физики, пер. с англ., М., 1984. М. И. Монастырский.

РАССТОЯНИЙ ШКАЛА в астрономии — методы определения расстояний. Р. ш. необходима для нахождения размеров, светимостей и пространственного распределения изучаемых объектов. Такие фундам. открытия, как подобие звезд Солнцу, существование мира галактик, крупномасштабной структуры Вселенной и её расширение, явились результатом измерения соответствующих расстояний.

Исходным почти для всех методов измерения расстояний является геометрический метод — сопоставление размеров или скорости движения объектов и угловой и линейной мерах либо измерение угл.

перемещения объекта на небесной сфере (параллакса), обусловленного движением Земли или Солнца в пространстве. Фотометрический метод состоит в сопоставлении светимости объекта с его видимым блеском, убывающим пропорц. квадрату расстояния от него. Существует также множество вторичных методов. Расстояния в пределах Солнечной системы определяются радиолокационными методами. Базисом всей Р. п. во Вселенной служит ср. расстояние Земли от Солнца — астрономическая единица (а. е.).

Расстояния до ближайших звёзд определяются по их годичному параллаксу — большой полуоси эллипса, описываемого звездой на небесной сфере вследствие движения Земли вокруг Солнца. Годичный параллакс равен углу, под к-рым виден со звезды ср. радиус земной орбиты a . По определению, годичный параллакс π связан с расстоянием до звезды r (пк) соотношением

$$r = \frac{a}{\sin \pi} \approx \frac{a \cdot 206265}{\pi''} = \frac{1}{\pi''},$$

где π'' — параллакс в секундах дуги. Ближайшие к нам звёзды — α Кентавра и её далёкий спутник красный карлик Проксима (Ближайшая) Кентавра — находятся на расстояниях соответственно 1,34 и 1,32 пк. Обычная точность определения параллаксов — ок. 0,01", предельная — 0,005". Известны годовые параллаксы ок. 7500 звёзд, но лишь для 343 из них ошибки меньше 15%.

Запущенные на орбиту астрометрич. спутники повысят точность по крайней мере в неск. раз, но пока для определения расстояний, превышающих 50—100 пк, используют др. методы.

Для звёзд с измеримым собств. движением μ (перемещение на небесной сфере в угл. секундах в год) определяют вековой параллакс, измеряя составляющую собств. движения звезды, к-рая является отражением движения Солнца *авезу*. Этот способ применим только для групп звёзд, в к-рых остаются после учёта влияния галактик. вращения собств. движения можно считать хаотическими ориентированными. При известных μ и лучевых скоростях v_r (км/с) для группы звёзд можно определить ср. параллакс, если предположить, что пекулярные пространственные скорости звёзд (остающиеся после учёта галактич. вращения) распределены изотропно. В этом случае параллакс π'' связан со ср. модулями μ и v_r соотношением $\pi'' = 4,74[\mu/v_r]$. Для звёзд диска Галактики пекулярные скорости малы и эти способы дают достаточно уверенные результаты до расстояний, не превышающих 1—2 пк.

Для более далёких расстояний используются фотометрич. методы, основанные на сравнении абс. M и видимых m звездных величин объектов. По определению звездной величины

$$1/I_0 = 2,512^{M-m} = (10/r)^2,$$

где I — блеск звезды на данном расстоянии r (пк) и I_0 — блеск на расстоянии 10 пк. Отсюда следует, что $I/r = 0,2 (m - M) + 1$, где величина $m - M$ наз. модулем расстояния. Т. о., для объектов с известной M (определяемой светимостью объекта) возможна аахондения расстояний ограничивается лишь предельной проникающей способностью телескопов; для «проникновения» в глубь Вселенной нужно знать светимости возможно более ярких (абсолютно) объектов. Необходимо также учесть ослабление видимой звездной величины вследствие *межзвёздного поглощения* света. Концентрация звёзд с высокой светимостью (сверхгигантов) мала, поэтому их нет в окрестностях Солнца; годовые параллаксы для них практически отсутствуют, а вековые и средние малы и ненадёжны. В связи с этим критерии, позволяющие находить светимости сверхгигантов, определяются по тем из них, к-рые входят в состав *рассеянных звездных скопле-*

ний. Расстояния до этих скоплений являются базисом Р. п. в Галактике и во всей Вселенной.

Исходными для построения системы расстояний рассеянных звездных скоплений служат расстояния до ближайших из них, определяемые геом. методом. Пространственные скорости звёзд в скоплениях параллельны друг другу (в пренебрежении орбитальными скоростями звёзд по сравнению со скоростью скопления как целого). Поэтому проекция на небесную сферу собств.

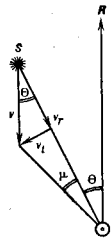


Рис. 1. Определение параллакса близкого скопления. R — направление на радиант; v — вектор пространственной скорости звезды; v_r — её составляющая по лучу зрения; μ — составляющая v на касательной плоскости, которая видна под углом θ , соответствующим собственному движению звезды.

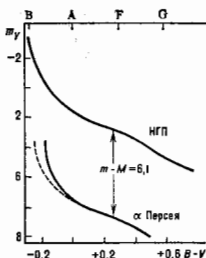
движений звёзд в достаточно близких скоплениях пересекаются в радианте. Сопоставление угл. расстояния члена скопления от радианта (θ) с собств. движением и лучевой скоростью (рис. 1) позволяет определить параллакс каждой звезды в скоплении:

$$\pi'' = 4,74\mu/v_r \operatorname{tg} \theta.$$

К сожалению, достаточно близких скоплений лишь полдюжины, и только для Гиад этой групповой параллакс даёт расстояние с достаточной точностью. Поэтому крайний камень Р. п. является расстояние до Гиад. Оценки модуля расстояния этого рассеянного скопления заключены в пределах 3,29—3,45^m(45,4—48,8 пк).

Расстояния до более далёких рассеянных скоплений определяют др. методом. На диаграммах звездная величина — показатель цвета (см. *Астрофотометрия*) большинства звёзд в скоплении лежит в узкой полосе, называемой гл. последовательности (см. *Герцишпрунга — Рассела диаграмма*). На ней находятся звёзды, источником энергии к-рых служит превращение водорода в гелий (самая долг. стадия *эволюции звёзд*). После конца гравитационного сжатия протозвезды и начала горения водорода светимость всех звёзд данной массы долгое время остаётся одинаковой, они находятся на нач. гл. последовательности (НГП). Её положение для всех скоплений в первом приближении одинаково. Для звёзд промежуточных и малых масс (*спектральных классов А, F и G*) абс. звездная величина (светимость) на НГП определяется непосредственно по расстоянию до Гиад. Совмещая с НГП гл. последовательности скопления, построенную в видимых звездных величинах, получают модуль расстояния соответствующего скопления, если в нём доступны наблюдениям достаточно слабые (маломассивные) звёзды (рис. 2). В общем случае наиболее удобное положение НГП, полученное подсоединением к гл. последовательности Гиад диаграмм более молодых скоплений, на гл. последовательностях к-рых массивные звёзды классов В и О ещё не успели отойти вверх (проволюционировать) от нач. положения. (В Гиадах эти массивные звёзды уже отсутствуют, поскольку быстро эволюционируют.) В этом методе предарительно учитывают разлчие хим. состава скопления и Гиад, а также поглощение света, к-рое для далёких скоплений, находящихся в плоскости Галактики, может достигать мн. звёздных величин. Для этого разрабатывают методы определения поглощения по многоцветной фотометрии звёзд в скоплениях, позволяющие разделить температурное и обусловленное погло-

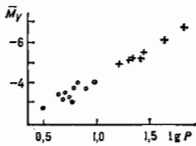
Рис. 2. Определение модуля расстояния скопления α Персея совмещением его главной последовательности (нижняя кривая; звездная величина — показатель цвета $B - V$) с начальной главной последовательностью (НГП), для которой звездные величины на диаграмме имеют смысл абсолютных. Вверх указаны соответствующие значения цвета спектральных классов. Штриховая линия — часть начальной главной последовательности, отсутствующая на диаграмме для скопления α Персея.



щением света увеличение (покаращение) показателя цвета звезд. Так определены расстояния до 450 скоплений Галактики. Совмещение гл. последовательности с начальной, прокалиброванной в абс. величинах, стало возможным и для скоплений в ближайших галактиках — Магеллановых Облаках, модуль расстояния скопления в Большом Магеллановом Облаке составляет $18,3 - 18,6^m$ ($45,7 - 52,3$ кпк).

В дожде рассеянных скоплений имеются пульсирующие желтые сверхгиганты — *цефеиды*, светимость k -рых связана с легко определяемым периодом изменения блеска. Эта зависимость (рис. 3) является следствием фундам. соотношений, связывающих массу и светимость звезд, а также их ср. плотность и период пульсаций. Наклон зависимости период — светимость определяется по цефеидам в близких галактиках, размерами

Рис. 3. Зависимость период — светимость (абсолютная величина), построенная для цефеид в рассеянных скоплениях (звезды) и OB -ассоциациях (красные) Галактики. M_p — средняя за период визуальная абсолютная величина, P — период.



k -рых можно пренебречь по сравнению с расстоянием до них, так что разность видимых звездных величин равна разности абс. звездных величин. Большая светимость позволяет обнаруживать цефеиды в близких галактиках (вплоть до расстояний в $5 - 7$ Мпк); известные по цефеидам расстояния до этих галактик можно использовать для определения светимостей ещё более «далекодействующих» индикаторов расстояния — ярчайших сверхгигантов, шаровых скоплений и диаметров зон III.

Большинство рассеяний в пределах нашей Галактики, зависимость скорости её вращения от расстояния до центра, локализации спиральных рукавов определяются P . ш. рассеянных скоплений и опираются на её P . ш. цефеид. Оценки расстояния до центра Галактики зависят от этих шкал, а также от независимой системы расстояний (ср. параллаков) пульсирующих переменных звезд типа RR Лир и шаровых звездных скоплений. Эти объекты относятся к сферич. составляющей Галактики и концентрируются к её центру, в отличие от цефеид и рассеянных скоплений, концентрирующихся, как и др. молодые объекты, к плоскости Галактики. Ср. параллакс звезд типа RR Лир определяется сравнительно надёжно. Эти звезды встречаются и в шаровых скоплениях, что даёт возможность определения расстояний до них. Метод совмещения наблюдаемой и начальной главной последовательности даёт для шаровых скоплений менее уверенные результаты, поскольку они в ср. наиболее далеко, чем рассеянные скопления, и их хим. состав существенно другой. Расстояние

до центра Галактики можно определить, в частности, как расстояние до центра симметрии распределения шаровых скоплений и звезд типа RR Лир и как расстояние до центра вращения. Для нахождения последнего используется P . ш. объектов галактич. диска и кривая вращения Галактики, для построения k -рой необходимыми получаемые радиометодами данные о распределении и лучевых скоростях облаков нейтрального, ионизованного и молекулярного водорода. В 1985 Международным астр. союзом расстояние от Солнца до центра Галактики принято равным $8,5$ кпк, вероятная ошибка этого значения составляет ± 1 кпк.

Возможности уточнения P . ш. в Галактике связаны, во-первых, с увеличением точности позиционных определений при измерениях в космосе и отчасти с широким применением наземных фотоэлектрич. наблюдений; во-вторых, с перспективой непосредств. определения радиуса цефеид наземными оптич. интерферометрами; в-третьих, с определением методами межконтинентальной радиоинтерферометрии собств. движений материальных источников (см. *Мазерный эффект* в космосе) в далёких областях звездообразования. Эти источники разрешаются радиально от формирующихся звезд, сопоставление собств. движений и лучевых скоростей позволяет определить расстояние. (Возможно, что существующую P . ш. надо сделать короче процентов на $10 - 15$; вопрос будет решён, вероятно, ещё в 20 в.)

Наличие больших систематич. ошибок P . ш. внутри Галактики и ближайших галактиках представляется исключённым. Это следует, в частности, из согласования полностью независимых оценок расстояний до Магеллановых Облаков и галактики Андромеды, определяемых по цефеидам и по звездам типа RR Лир. Недавнее обнаружение этих звезд (при звездной величине $25,7^m$ в синих лучах) в галактике Андромеды явилось триумфом наземной оптич. астрономии; определённый с их помощью модуль расстояния этой ближайшей к нам галактики спиральной галактики составляет $24,3^m$ (700 кпк), что не более чем на $0,2^m$ отличается от значения, полученного с помощью цефеид.

Независимо от цефеид и звезд типа RR Лир P . ш. близких галактик дают новые звезды, их светимость в максимуме блеска связана со скоростью его уменьшения. Эту зависимость можно прокалибровать в Галактике по скоростям расширения оболочек или «ветерного ха» от вспышек новых звезд. Новые звезды регистрируются даже в галактиках скопления в созвездии Девы, при модуле расстояния $30 - 31^m$ ($10 - 16$ Мпк), но обнаружение вспышки и построение кривой блеска требует длит. наблюдений. Практически более важными индикаторами расстояния являются ярчайшие сверхгиганты; для голубых звезд абс. величина составляет ок. -9^m (что близко к абс. величине новых в максимуме блеска), однако она является ф-цией интегральной светимости родительской галактики. Этого недостатка лишены красные сверхгиганты, светимость k -рых поскоку составляет ок. $-8,0^m$. Характеристики ряда др. индикаторов расстояния также зависят от светимости входящей их галактики и (или) интенсивности звездообразования в них. Это относится к светимости набр. ярких шаровых скоплений и диаметрам наибольших в галактике зон III и объясняется в осн. влиянием различия величин выборки. Более обременяющей является обнаруженная недавно корреляция светимости зон III с дисперсией скоростей газа в них.

Расстояния до далёких галактик, в k -рых индивидуальные объекты неразличимы (далее $10 - 15$ Мпк), определяются с малой точностью. Наиб. значение имеют динамич. методы, основанные на корреляции между массой и светимостью галактик. Индикатором массы служат макс. скорость вращения галактики и определяемая ею дисперсия наблюдаемых скоростей звезд (находится по пириные линий поглощения в спектре галактики) или, чаще, нейтрального водорода.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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