

время устройства, формирующего сигнала, не должно превышать их длительности или должно отсутствовать. Для достижения эффективности антисовпадения необходимо превышение длительности сформированного сигнала в канале антисовпадения над его мёртвым временем на величину, минимальную и достаточную для перекрытия длительности и разброса времени появления сигналов совпадений на входе СС, необходимо также минимизировать длительность и разброс времени появления сигналов со всех детекторов.

Помимо ядерной физики и физики элементарных частиц С. м. применяется как метод измерений, основанный на сопоставлении ряда чередующихся сигналов, соответствующих значениям измеряемой величины, с рядом сигналов, относящихся к известной величине. Определение измеряемой величины производится по совпадению сигналов. К С. м. можно отнести, в частности, стробоскопич. метод измерения частоты механич. и эл. магн. колебаний.

Лит.: Гольдманский В. Н., Кущенко А. В., Подгоревский М. И., Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, М., 1959; Схеменная эффективность антисовпадений при регистрации частиц высокой энергии, Сергучев, 1969; Кошляков С. Я., Ядерная электроника, Пер. с англ., М., 1972; Эффективные антисовпадения при больших нагрузках детекторов, Сергучев, 1978; Рехин Е. И., Чернов П. С., Васильев С. Р., Метод совпадений, М., 1979; Гольдманский, В. Н.

СОГЛАСУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО — электрич. цепь или электронное устройство, к-рое обеспечивает оптим. условия передачи энергии от источника сигнала к нагрузке (приёмнику) путём преобразования выходного сопротивления источника или входного сопротивления нагрузки.

При заданном напряжении источника мощность сигнала, поступающая в нагрузку, максимальна, если выходное сопротивление источника ($Z_{\text{в}} = R_{\text{в}} + jX_{\text{в}}$) и сопротивление нагрузки ($Z_{\text{н}} = R_{\text{н}} + jX_{\text{н}}$) удовлетворяют условиям согласования: $R_{\text{в}} = R_{\text{н}}$, $X_{\text{в}} = -X_{\text{н}}$. Для получения макс. мощности в случае, когда эти условия не выполняются, между источником и нагрузкой включается реактивная цепь (без потерь), такая, что входное сопротивление этой цепи с подключённой к выходу нагрузкой удовлетворяет условиям согласования. Поскольку сама цепь не расходует энергию источника, в нагрузку передаётся макс. мощность. Обычно в качестве С. у. используется **трансформатор**.

В области высоких и сверхвысоких частот, когда длина линии передачи (двухпроводной линии, коаксиальной линии, волновода и др.) превышает длину волны сигнала, С. у. служит для устранения отражения сигнала от нагрузки, подключённой к линии. Отражение отсутствует, когда сопротивление нагрузки равно **волновому сопротивлению** линии. Если нагрузка не удовлетворяет этому условию, к линии вблизи нагрузки подключается С. у., и его электрич. параметры и место подключения выбираются так, что волны, отражённые от нагрузки и С. у., взаимно уничтожаются. В качестве С. у. применяются четвертьволновые отрезки линий (четвертьволновые трансформаторы), короткозамкнутые отводы от линии (шлейфы), отражающие перегородки в волноводах (диафрагмы), и др. Простейшие С. у. обычно укомплектованы. Для согласования в широком интервале частот служат многоэлементные С. у. сложной структуры.

В качестве С. у. также широко применяются электронные усилители, в к-рых устанавливаются требуемые значения входного и выходного сопротивлений (напр., путём регулирования отрицательной обратной связи). Для согласования источника, обладающего высоким сопротивлением, и нагрузки с малым сопротивлением обычно используют **повторители напряжения**.

Лит.: А. В. Степанов. **СОЛЕНОИД** (от греч. solén — трубка и éidos — вид) — проводящая спираль, с током, характеризующаяся числом витков на единицу длины n , длиной l , диаметром d ; толщина провода и шаг спирали (винтовой линии) ма-

лы по сравнению с d и l . Термин «С.» применят и в более широком значении — так называют катушки с произвольным сечением (квадратной С., прямоуг. С.), и не обязательно цилиндрические (тороидальный С.). Различают длинный С. ($l \gg d$) и короткий ($l \ll d$). В тех случаях, когда соотношение между d и l специально не оговаривается, подразумевается длинный С. В теоретич. физике моделью С. служит система поверхностных токов $j_{\text{с}}$, текущих по цилиндрич. поверхности перпендикулярно к образующей ($j_{\text{с}} = nI$, где I — ток моделируемого С.).

С. изобретён в 1820 А. Ампером (A. Ampère) для усиления открытого Э. Эрстедом (H. Oersted) магн. действия тока и был применён Д. Араго (D. Arago) в опытах по намагничиванию стальных стержней. Магн. свойства С. были экспериментально изучены Ампером в 1822 (тогда же им был введён и термин «С.»), была установлена эквивалентность С. постоянным природным магнитам той же конфигурация, что явилось подтверждением электродинамич. теории Ампера, объясняющей магнетизм взаимодействием скрытых в телах кольцевых молекулярных токов.

Энергия магн. поля С. с точностью до величины порядка d/l сосредоточена внутри С. Вдали от концов С. вступ. поле близко к однородному с напряжённостью $H = nI$ в СИ (в гауссовой системе единиц $H = 4\pi nI/c$). Внеш. поле С. близко к полю двух магн. зарядов $\pm q^m$, помещённых на его концах [$q^m = \mu_0 n^2 l d^2 / c$ (μ_0 — магн. постоянная) в СИ, $q^m = \mu_0 n^2 l d^2 / c$ в гауссовой системе единиц]. Силовые линии магн. поля С. приведены на рис.

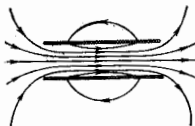
С. используются в физике и технике для создания квазиоднородных магн. полей и в качестве индуктивных элементов токовых цепей. С. с ферромагн. сердечниками применяются в качестве электромагнитов.

Лит.: Калантаров П. Л., Петляев Л. А., Расчет индуктивности, 3 изд., Л., 1968; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., т. 1, 5, 2 изд., М., 1977. Г. В. Перемычкин.

СОЛИТОН (от лат. solitō — один) — локализованное стационарное или стационарно-периодич. возмущение однородной или пространственно-периодич. нелинейной среды.

С. характеризуется следующими свойствами: локализован в конечной области; распространяется без деформации, переносит энергию, импульс, момент импульса; сохраняет свою структуру при взаимодействии с другими же С.; может образовывать связанные состояния, ансамбли. Профиль (форма) С. определяется в нелинейной среде двумя конкурирующими процессами: распылением волны из-за дисперсии среды и «проклядыванием» нарастающего волнового фронта из-за нелинейности.

До нач. 1960-х гг. С. называли уединённую волну — волновой пакет неизменной формы, распространяющийся с пост. скоростью по поверхности тяжёлой жидкости конечной глубины и в плазме. Ныне под определением С. полагает множество разнообразных физ. объектов. Первая классификация С. может быть сделана по числу пространственных измерений, вдоль к-рых происходит локализация стационарного возмущения нелинейной среды. К одному из них С. относятся классич. уединённые волны в жидкостях, доменные стенки в ферро- и антиферромагнетиках, 2л-импульсы и солитоны отбрасывающей в нелинейной оптике (см. **Солитоны оптик** и т. е. к и е), локализов. моды коллективной проводимости в молекулярных кристаллах, полупроводниках и в одномерных металлах (см. **Волны зарядовой плотности**), С. (кванты магн. потока) в джозефсоновских контактах в сверхпроводниках (см. **Джозефсоновский эффект**) и т. д. Два из них С. относят к **дислокации** в кристаллич. решётке, дисклиниции в жидких



кристаллах, вихревые структуры в толстом слое сверхтекучей жидкости, особенно разнообразные в сверхтекучем He^3 (см. *Сверстечность*), магн. трубки (вихри Абрикосова) в сверхпроводниках 2-го рода (см. *Сверстечность*), антициклональные области в геофиз. гидродинамике, в т. ч. «Большое красное пятно» на Юпитере, каналы *самоорганизации* в нелинейной оптике. Трёхмерные S . — это торондальные вихревые структуры в ферромагнетиках и толстом слое сверхтекучего He^3 , солитоны модели элементарных частиц (см. *Солитон* в квантовой теории поля), чёрные дыры в теории гравитации. В квантовой теории поля рассматривают S ., локализованные в четырёхмерном пространстве-времени, — *инстантоны*.

Математически S . представляют собой локализованные стационарные решения нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных или их обобщений (дифференциально-разностных, интегро-дифференциальных и т. п. ур-ний). Во мн. случаях разл. физ. ситуации и явления описываются одними и теми же ур-ниями, напр. *Кортвега — де Фриса уравнение*, *синус-Гордона уравнение*, *Шрёдингера уравнение* нелинейным, *Кадоцкая* — *Петиашилли уравнение*. Личные ур-ния (кроме одномерного волнового ур-ния) не имеют локализованных стационарных решений. S . представляют собой существенно нелинейные объекты, поведение и свойства k -рых принципиально отличаются от поведения волновых пакетов малой амплитуды. Различие особенно сильно, если S . обладает *топологическим зарядом*, т. е. если конфигурация волнового поля в присутствии S . топологически отлична от конфигурации невозмущённого состояния. Значит. часть ур-ний, имеющих солитонные решения, принадлежит к классу ур-ний, в k -ром применим *обратной задачи рассеяния метод*, большинство из них являются интегрируемыми гамилтоновыми системами.

Одномерные солитоны. Уединённая волна на поверхности жидкости конечной глубины впервые наблюдалась в 1834 Дж. С. Расселлом (J. S. Russell). Матем. выражение для формы этой волны было получено в 1854 Ж. В. Буассином (J. V. Boussinesq):

$$h = H + \frac{4Hx^2}{\text{ch}^2[(\kappa/H)x - (1+6\kappa^2)t - x_0]} \quad (1)$$

Здесь H — невозмущённая глубина жидкости, $v = \sqrt{gH}$ — скорость длинных волн малой амплитуды, x_0 — положение центра S ., $\kappa > 0$ — безразмерный параметр, характеризующий амплитуду, размер и скорость S . Ур-ние для одномерного S . было выведено в 1895 Кортвегом и де Фрисом. В холодной замагниченной плазме и в плазме без магн. поля с горячими электронными также могут распространяться удивительные волны, аналогичные S . на поверхности жидкости (Р. Э. Сагдеев, 1957). S . были использованы Р. Э. Сагдеевым при построении теории *вестмажонительных ударных волн* в плазме, возникающих, напр., при обтекании Земли солнечным ветром.

Моделируя на ЗВМ поведение цепочки атомов, связанных нелинейными упругими силами и описываемых ур-ниями движения

$$\ddot{x}_n = F(x_{n+1} - x_n) - F(x_n - x_{n-1}), \quad (2)$$

где $F(\xi) = \xi + d\xi^3 + \dots$, n — номер атома в цепочке, Э. Ферми (E. Fermi), Дж. Паста (J. Pasta) и С. Улам (S. Ulam) в 1954 обнаружили аномально медленную стохастизацию в этой системе. Система не термализовалась (в ней не устанавливалась термодинам. равновесие), а периодически возвращалась в исходное состояние с нач. распределением. При исследовании этой проблемы выяснилось, что в непрерывном пределе она переходит в Кортвега — де Фриса ур-ние (КДФ)

$$u_t + 6u_x u + u_{xxx} = 0, \quad (3)$$

выведенное в 1895 для описания эволюции волнового пакета на поверхности жидкости малой глубины. Ур-ние КДФ является универсальным ур-нием, описывающим одномерные или квазиодномерные среды, в k -рых конкурируют слабая квадратичная нелинейность (член $6u_x u$ в ур-нии (3)) и слабая линейная дисперсия (член u_{xxx} в ур-нии (3)). Оказалось, что оно описывает также и колебл. поведение цепочки атомов, а в пределе малой амплитуды и большой длины волны имеет солитонное решение:

$$u = \frac{2\kappa}{\text{ch}^2[\kappa(x - 4\kappa^2 t - x_0)]} \quad (4)$$

В зависимости от соотношения указанных выше двух факторов система переходит из одного состояния в другое, а в случае их взаимной компенсации возникает S .

Из численного решения ур-ния (3) [Н. Забуски (N. Zabusky) и М. Крускал (M. Kruskal), 1964] следует, что S . обладают значит. устойчивостью и при столкновениях рассеиваются упруго, сохраняя свою форму и амплитуду. Анализируя это явление, М. Крускал, Дж. Грин (G. Green), Ч. Гарднер (C. Gardner) и Р. Миура (R. Miura) открыли в 1967 фундам. метод обратной задачи рассеяния, позволивший либо проинтегрировать ур-ние (3), k -рое можно представить как условие совместности переопределённой системы линейных ур-ний для вспомог. ф-ции Ψ :

$$\Psi_{xx} + (\lambda^2 + u)\Psi = 0, \quad (5)$$

$$\Psi_t = 4\Psi_{xxx} + 6u\Psi_x + 3u_x\Psi. \quad (6)$$

Ур-ние (5) представляет собой стационарное ур-ние Шрёдингера с потенциалом $-u(x,t)$. Если потенциал удовлетворяет ур-нию КДФ (3), то дискретные собств. значения ур-ния Шрёдингера не зависят от времени и непосредственно связаны с S . Если ур-ние (5) имеет N дискретных собств. значений $\lambda_n^2 = -\kappa_n^2$ ($n = 1, \dots, N$), то при $t \rightarrow \pm \infty$ будут присутствовать N S . вида (4) с параметрами $\kappa = \kappa_n$. В общем случае в решении содержится также осциллирующая «несолитонная часть».

Решение ур-ния (5), определённое методом обратной задачи рассеяния, имеет вид:

$$\Psi \rightarrow \exp(i\lambda x) + r(\lambda, t) \exp(-i\lambda x) \text{ при } x \rightarrow +\infty,$$

$$\Psi \rightarrow a^{-1}(\lambda) \exp(i\lambda x) \text{ при } x \rightarrow -\infty.$$

В чисто солитонном случае $r(\lambda, t) \equiv 0$

$$a(\lambda) = \prod_{n=1}^N \frac{(\lambda - i\kappa_n)}{(\lambda - i\kappa_n)}.$$

N -солитонное решение описывает рассеяние N S . друг на друге. Это рассеяние происходит упруго с сохранением амплитуд κ , сдвигаются лишь асимптотич. координаты S . При n -м столкновении S . с амплитудами κ_1, κ_2 ($\kappa_1 > \kappa_2$) S . приобретают сдвиги

$$(\Delta x_0)_1 = \frac{1}{2\kappa_1} \ln \frac{(\kappa_1 + \kappa_2)^2}{(\kappa_1 - \kappa_2)^2}, \quad (\Delta x_0)_2 = -\frac{\kappa_1}{\kappa_2} (\Delta x_0)_1,$$

т. е. быстрый S . приобретает положительный, а медленный — отрицательный сдвиги. При взаимодействии N S . полный сдвиг каждого S . равен алгебраич. сумме сдвигов от парных соударений, т. е. отсутствуют многосолитонные взаимодействия. Столкновения S ., описываемых ур-ниями КДФ, можно наглядно представлять как взаимодействие нерелятивистских частиц, между k -рыми действуют парные силы отталкивания. Напр., для двух S . (4) с одинаковыми амплитудами κ , разделённых расстоянием L , много бльшим характерного

размера $C \sim \kappa^{-1}$, потенциал силы отталкивания $U(L) \sim \kappa^2 \exp(-2\kappa L)$.

Типичная картина возникновения C в океане, сфотографированная из космоса, изображена на рис.:



чётко видны пять полос (солитонов), перемещающихся снизу справа вверх налево.

Шрёдингера и линейное уравнение для комплексной функции $u(x,t)$

$$i u_t + u_{xx} \pm 2|u|^2 u = 0 \quad (7)$$

является одним из осн. ур-ний нелинейной физики, описывающим эволюцию оптич. волн в нелинейных кристаллах, ленгмюровских волн в плазме, тепловых волн в твёрдых телах и др. При распространении одномерных квазиимпульсов волн в слабонелинейных средах в результате кубичной нелинейности (член u_{xx}) и линейной дисперсии (член $2|u|^2 u$) происходит самоудуление — великоамплитудные волны огибающей. В случае равновесия нелинейного самосжатия и дисперсионного расплывания появляются С. огибающей. В случае знака \pm в ур-нии (7) С. огибающей имеет вид:

$$u = 2i\eta \exp \left[\frac{1}{2} i v x + i \left(4\eta^2 - \frac{1}{4} v^2 \right) t - i\Phi_0 \right] \times \text{sech} [2\eta(x - vt - x_0)]. \quad (8)$$

Здесь η и v — амплитуда и скорость С. [в отличие от С. (4), эти параметры являются взаимно независимыми], Φ_0 и x_0 описывают фазу и положение С. в нач. момент.

В. Е. Захаров и А. Б. Шабат показали (1971), что ур-ние (7) также является точно интегрируемым в рамках метода обратной задачи рассеяния с помощью вспомогат. переопределённой системы линейных ур-ний типа (5), (6) для многокомпонентной (векторной) ф-ции Ψ . Следствием точной интегрируемости является наличие точных многосолитонных решений. Как и в случае ур-ния КдФ, эти решения описывают чисто упругие столкновения С. с сохранением формы, амплитуды и скорости. Единств. следствием столкновения являются фазовые сдвиги — изменения параметров Φ_0 и x_0 .

Одномерное ур-ние синус-Гордона. Точно интегрируемым с помощью вспомогат. линейных ур-ний типа (5), (6) для векторной ф-ции Ψ является также синус-Гордона ур-ние

$$\Phi_{tt} - \Phi_{xx} \pm \sin \Phi = 0. \quad (9)$$

Это ур-ние встречается во мн. физ. задачах, в n -ых ангармонич. потенциал нелинейного самовоздействия волнового поля периодич. по полевой переменн. $\Phi(x,t)$. Примерами являются длинные волны в джоузефовских переходах, волнм зарядовой плотности в одномерных металлах, нелинейные волны намагни-

ченности в легкоплоскостных и слабых ферромагнетиках и т. д.

Ур-ние (9) имеет солитонные решения двух разл. типов: т. н. кинки и бризеры. Кинки

$$\Phi_K = \arctg \{ \exp[\sigma(x - vt - x_0)(1 - v^2)^{-1/4}] \} \quad (10)$$

представляет собой уединённую волну, обладающую топологич. зарядом $(2\pi)^{-1} [\Phi_K(x = +\infty) - \Phi_K(x = -\infty)] \equiv \sigma$, движущуюся со скоростью v ($v^2 < 1$). Кинка имеет смысл т. н. флэксона — кванта магн. потока в теории длинных джоузефовских переходов, доменной стенки — в ферромагнетиках, носителя заряда — в одномерных металлах и т. д. Точные решения ур-ния (9) описывают чисто упругие столкновения любого числа кинков (10), сопровождающиеся фазовыми сдвигами, т. е. изменением параметров x_0 , характеризующих положение кинков в нач. момент. В частности, при столкновении двух кинков со скоростями v_1, v_2 ($v_1 > v_2$) фазовые сдвиги равны:

$$(\Delta x_0)_1 = 2\sqrt{1-v_1^2} \ln \frac{\sqrt{(1+v_1)(1-v_2)} + \sqrt{(1+v_2)(1-v_1)}}{\sqrt{(1+v_1)(1-v_2)} - \sqrt{(1+v_2)(1-v_1)}},$$

$$(\Delta x_0)_2 = -\sqrt{(1-v_2^2)} / (1-v_1^2) (\Delta x_0)_1.$$

Видно, что фазовые сдвиги не зависят от топологии зарядов кинков.

Как и для С., описываемых ур-ниями (3) и (7), полный фазовый сдвиг любого кинка при рассеянии на совокупности остальных кинков в точности равен сумме сдвигов, порождённых его столкновениями с каждым из остальных кинков по отдельности.

Наглядно два кинка, разделённых расстоянием L , много больше их характерных размеров $\sim (1 - v^2)^{-1/2}$, можно представлять как две релятивистские частицы, взаимодействующие с потенциалом $U(L) \sim \sigma_1 \sigma_2 \exp(-L)$. Т. о., кинки с одинаковыми зарядами $\sigma_1 = \sigma_2$ отталкиваются, с противоположными ($\sigma_1 = -\sigma_2$) — притягиваются.

Пара кинков с противоположными зарядом может образоват. связанное осциллирующее состояние — т. н. бризер, представляющий собой 2-й тип точного солитонного решения ур-ния (9):

$$\Phi_{br} = 4\arctg \{ \text{tg} \cos \{ (t - t_0) \cos \mu \} \text{sech} (x - x_0) \sin \mu \} \} \quad (11)$$

[движущийся бризер может быть получен из (11) преобразованием Лоренца]. Параметр μ , изменяющийся в пределах $0 < \mu < \pi/2$, характеризует энергию связи бризера, определённую разность энергий пары уединённых покоящихся ($v=0$) кинков (10) и энергии бризера (11): $\mathcal{E} = 32 \sin^2(\mu/2)$. Столкновения бризеров друг с другом и с кинками также являются чисто упругими и сопровождаются аддитивными фазовыми сдвигами. В реальных системах бризер не наблюдается вследствие диссипации.

В пределе $\Phi^2 \ll 1$ подстановка

$$\Phi(x,t) = u(x,t) \exp(-it) + u^*(x,t) \exp(it)$$

преобразует ур-ние (9) в нелинейное ур-ние Шрёдингера (7) (с верх. знаком). При этом бризер (11) (при $\mu < \pi$) преобразуется в покоящийся С. (8) с амплитудой $\eta = \mu$.

Многомерные солитоны. Двумерный С. является решением точно интегрируемого ур-ния Кадомова — Петвиашвили

$$\frac{\partial}{\partial x^2} (u_t - b u_x - u_{xxx}) = -3u u_y, \quad (12)$$

описывающего ионно-звуковые волны в плазме, капиллярные волны на поверхности «мелкой» жидкости и т. д. Точное решение ур-ния (12)

$$u(x,y,t) = 2 \frac{\partial}{\partial x^2} \ln [4(v+y^2)^{-2} + |x - iy - 3v^2 t|^2], \quad (13)$$

описывает произвольный комплексный параметр ψ , описывает устойчивый двумерный С. (т. н. д. а. м.), движущийся со скоростью $v = (v_x, v_y)$, $v_x = 3|v|^2$, $v_y = -6|v\psi|$. При $(x^2 + y^2) \rightarrow \infty$ решение (13) убывает как $(x^2 + y^2)^{-1}$, т. е., в отличие от одномерных С. (4), (8), (10), (11), характеризующихся экспоненциальным спадом профиля при $|x| \rightarrow \infty$, двумерный С. (13) имеет степенную асимптотику. Столкновения любого числа лампов (13) являются чисто упругими, причём, в отличие от одномерных С., фазовые сдвиги тождественно равны нулю.

Появление С. можно обобщить и на случай неинтегрируемых нелинейных волновых ур-ний. Сюда можно отнести почти интегрируемые системы, отличающиеся от универсальных интегрируемых ур-ний малыми возмущающими членами, что имеет место в реальных физ. системах. Теория возмущений для почти интегрируемых систем также основана на методе обратной задачи рассеяния [Д. Кауп (D. Kaup), 1976; В. И. Карпман и Е. М. Маслов, 1977]. В почти интегрируемых системах динамика С. более богата; в частности, малые возмущения могут породить неупругие взаимодействия С. и многосолитонные эффекты, отсутствующие в точно интегрируемом случае.

В системах, далёких от точно интегрируемых, взаимодействия С. оказываются глубоко неупругими. Так, неинтегрируемое релятивистски инвариантное волновое ур-ние

$$\Phi_{tt} - \Phi_{xx} - \frac{1}{2}\Phi + \frac{1}{2}\Phi^3 = 0,$$

описывающее, напр., динамику параметра порядка при фазовых переходах типа смещения в сегнетоэлектриках, имеет точное устойчивое решение типа киника:

$$\Phi_{in} = \text{th} \left[-\frac{\sigma}{2}(x-vt)(1-v^2)^{-1/2} \right], \quad \sigma = \pm 1. \quad (14)$$

Численное исследование показывает, что столкновения двух киников (14) с разл. топологич. зарядом σ может приводить к аннигиляции этих С. в квазипериодические волны (излучение).

Примером С. в неинтегрируемой трёхмерной системе является т. н. скирмион — солитон *Скирма модели*, хорошо описываемой знаменитым уравнением Кунона.

Нелинейное ур-ние Шрёдингера более общего вида, чем (7),

$$i\psi_t + \Delta\psi + |\psi|^{2n}\psi = 0, \quad (15)$$

где Δ — Лапласа оператор, действующий в пространстве произвольной размерности D , а n — произвольное положит. число, также может иметь солитонное решение (это ур-ние интегрируемо лишь в случае $n = 1$, $D = 1$). Такой С. может быть устойчив лишь при $nD < 2$; в обратном случае он оказывается неустойчивым относительно волнового коллапса (см. Солитон в плазме).

Лит.: Ребб и К., Солитоны, пер. с англ., «УФН», 1980, т. 130, в. 2, с. 329; Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Солитоны, под ред. К. Лонгрина, Ф. Скотта, пер. с англ., М., 1981; Ли и Дж. Ли, Введение в теорию солитонов, пер. с англ., М., 1983; Солитоны, под ред. Р. Бурдафа, Ф. Коппа, пер. с англ., М., 1983; Россевич А. М., Ивлев В. А., Козлов А. С., Нелинейные волны, нелинейная магнитность. Динамика и топологические солитоны, К., 1983; Давыдов А. С., Солитоны в молекулярных системах, К., 1984; Калоджеро Ф., Дегасперис С. А., Спектральные преобразования и действия. Методы решения и исследования нелинейных эволюционных уравнений, пер. с англ., М., 1985; Раджараман Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985; Тавтаджян Л. А., Ивлев В. А., Козлов А. С., Нелинейные волны, нелинейная магнитность. Динамика и топологические солитоны, К., 1986; Абдуллаев Ф. Х., Сидиков А. Т., Многосолитный С., 1986; Абдуллаев Ф. Х., Сидиков А. Т., Солитоны в нелинейных обратных волнах, пер. с англ., М., 1987; Solitons, ed. by S. E. Trullinger, V. E. Zakharov, V. L. Pokrovsky, Amst., 1986; Kiv & Yang Yu. S., Makhomed B. A., Dynamics of solitons in nearly integrable systems, «Физ. Физур», 1989, ч. 61, р. 763.

В. Е. Захаров, В. А. Малюжен

СОЛИТОН в квантовой теории, поля — устойчивое нетривиальное классич. решение ур-ний кантовой теории поля. Такой объект изучают с нач. 1970-х гг., когда среди решений ур-ний, инвариантных относительно Лоренца преобразования, были найдены С. Причём форма является *сигнус-Гордона трапеции* и *нелинейное волновое ур-ние Клейна — Гордона для скалярного поля*:

$$\Phi_{tt} - \Phi_{xx} - \Phi + \Phi^3 = 0 \quad (1)$$

(см. Солитон). Здесь Φ и Φ_{xx} — вторые производные соответственно по времени t по координате. Энергия \mathcal{E} и импульс \mathcal{P} , соответствующие таким солитонным решениям, связаны соотношением $\mathcal{E} = \mathcal{P} + M_c$ (здесь и далее полагается $c = 1$), где M_c — масса или энергия С. в состоянии покоя. Исследование процессов рассеяния классических С. указывает на их сходство с аналогич. процессами в физике элементарных частиц — адронов.

Формально в квантовой теории поля С. появляются как решения, обеспечивающие дальнейшее минимуму действия. Кантовой теории С. требует проведения процедуры квантования флуктуаций вокруг классич. решений (квантокласич. приближение). При этом возникает проблема квантования нулевых мод, т. е. полевых конфигураций, возникающих при всевозможных трансляциях, поворотах и др. преобразованиях над солитонными решениями, при к-рых не изменяется энергия С. В отличие от ненулевых, нулевые моды не являются малыми отклонениями от классич. солитонного решения и должны быть учтены точно. Процедура квантования с учётом нулевых мод состоит в применении метода коллективных координат для получения хорошо определённого функционального интеграла (интеграла по путям) в пространстве полевых конфигураций.

Для нек-рых вполне интегрируемых ур-ний, напр. для ур-ния сигнус-Гордона, удаётся получить точное квантовое решение для матрицы рассеяния (S -матрицы) С. При этом, как и в классич. теории, для таких систем взаимодействие С. не приводит к дополнит. рождению частиц, т. е. является упругим, а S -матрица многочастичных процессов обладает свойством факторизуемости, т. е. представима в виде произведений S -матриц различных парных процессов.

С. в квантовой теории поля можно разделить на два класса — топологические солитоны и нетопологические. Среди топологич. С. (устойчивые к-рых определяется существованием нек-рых квантовых чисел — топологических зарядов, связанных с глобальными характеристиками решений) следует отметить С. типа «ёж». Так, для эффективной киральной (см. Киральная симметрия) теории λ -мезонного поля с лагранжианом

$$L = \frac{F_\pi^2}{16} \text{Tr}(\partial_\mu U + \partial_\mu U^\dagger)^2 + \frac{1}{32e^2} \text{Tr}(U^\dagger \partial_\mu U, U^\dagger \partial_\nu U)^2, \quad (2)$$

где U — унитарная матрица 2×2 , F_π и e — параметры теории, существует солитонное решение типа «ёж» (скирмион) $U = \exp(i\hat{f}(r)\hat{n})$, где $\hat{n} = \hat{r}/r$ (\hat{r} — координата), \hat{n} — Паули матрицы и $\hat{f}(r)$ — ф-ция, определяемая ур-ниями движения с граничными значениями, подчиняющимися условию целочисленности величин $B = [f(0) - f(\infty)]/\pi$, $B = 0, +1, +2, \dots$, являющейся топологич. зарядом (см. также Скирма модель). Значение B при этом отождествляется с барионным числом. Имеются аргументы в пользу того, что квантовый скирмион, построенный на основе ур-ния (1) для бозонных полей, может быть фермионом, т. е. подчиняться статистике Ферми — Дирака. Заметим, что в теории скалярного поля, подчиняющегося ур-нию сигнус-Гордона, оператор солитонного поля также является фермионским, т. е. подчиняется антикомму-тац.

соотношениям. Квантование вращат. нулевых мод скримпона позволило удовлетворительно описать статист. свойства нуклона и первого возбужденного нуклонного резонанса $\Delta(1232)^{3/2}_2$, а также фазы пикнону-нулового рассеяния.

Средя др. топологич. солитонных решений следует отметить решение т'Хоофта — Полякова (G. 'tHooft, 1974; A. M. Polyakov, 1974), и-рое возникает в простейшем случае как решение с конечной энергией в системе $SU(2)$ -триплетта вестественных скалярных полей и триплетта векторных калибровочных полей. Подобные классич. магнитные монополи существуют и в моделях *веклого обобщения*, основанных на группах $SU(5)$, $SU(10)$ и др. При этом массы монополей велики и составляют примерно 10^{16} — 10^{17} гэВ. Учёт квантовых поправок уменьшает величину массы монополя по сравнению с его классич. значением.

В нек-рых теориях поля существуют нетопологические С., т. е. С. с граничными условиями, эквивалентными вакуумной конфигурации полей. Такие С. получили назв. *Q-б-о-л-о-в*. Квантовае Q-боллы могут проявлять себя на опыте как тядёные заряд. скалярные частицы.

В квантовой теории поля наряду с С. локально минимизирующим действие в пространстве Минковского, часто рассматриваются решения, минимизирующие действие в евклидовом пространстве. Получающиеся при этом солитонные решения наз. *инстантонами* и бау-и с а м и. Вклад инстантоном обычно доминирует классич. решение в евклидовом пространстве, отвечающее подбарьерной траектории в пространстве полей, соединяющее между собой вырожденные вакуумные состояния. При этом действие S_E , подсчитанное для инстантоного решения с учётом квантовых поправок, определяет вероятность w перехода из одного вакуумного состояния в другое, $w = \text{Aexp}(-S_E)$. При наличии неск. невырожденных вакуумных состояний часто возникает вопрос о распаде состояний, первоначально находящихся в ложном вакууме (т. е. в вакууме с минимальной энергией). Процедура определения вероятности таких распадов связана с поиском С. евклидова действия, соединяющего классич. решение, отвечающее ложному вакууму, с классич. решением той же энергии, расположенным над истинным вакуумом. Такое решение наз. бау-сом.

Дум.: 'tHooft G., Magnetic monopoles in unified gauge theories, *Nucl. Phys.*, 1974, v. B79, p. 276; Поляков А. М., Спентр частиц в квантовой теории поля, «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 430; Вейля и Лип А. А. и др., *Resonant solutions of the Yang — Mills equations*, *Phys. Lett.*, 1975, v. 52B, p. 85; Neven A., *Quantization of nonlinear systems*, *Repts Progr. Phys.*, 1977, v. 40, p. 709; Ожунь Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1986; Радрикс Р. А. и др., *Solitons and instantons in quantum theory of fields*, пер. с англ., Солитон, 1985.

СОЛНИТОН в плазме — удельная волна, возникающая в результате развития в плазме сильнопериодических процессов и устойчиво существующая в ней. Наиб. важными и хорошо изученными являются дватна С.: ионно-звуковые С. в неизоотермич. плазме и ленгмюровские (электронные) С. в холодной плазме.

Ионно-звуковые солитоны. Нелинейность ионно-звуковых волн (см. *Волны в плазме*) описывается конвективным членом в гидродинамич. ур-ниях движения холодной плазмы. В простейшем случае однородной бесстолкновительной неизоотермич. плазмы (т. е. при условии $T_e \gg T_i$, где T_e и T_i — темп-ры электронов и ионов) в отсутствие магн. поля нелинейные ионно-звуковые волны описываются *Кортвега — де Фриса уравнением* (КдФ)

$$n_t + \beta n n_x + n_{xxx} = 0, \quad (1)$$

где переменная величина n может рассматриваться как возмущение плотности ионов; электрич. потенциал и ср. скорость движения ионов также пропорциональны n . Ур-ние (1) имеет хорошо известное устойчивое решение в виде С.

$$n_{sol} = 2\kappa^2 \text{sech}^2 \kappa(x - 4\kappa^2 t) \quad (2)$$

(κ — его произвольная амплитуда), движущегося со скоростью $v = 4\kappa^2$. Физически С. (2) соответствует области сжатия (повыш. плотности плазмы), перемежающейся с пол. скоростью в квазиоднородной плазме.

К тому же виду (1) сводится ур-ние для нелинейных магнито-звуковых волн в плазме, помещённой во внеш. магн. поле; т. е. ур-ние КдФ модерирует также распространение магнито-звуковых плазменных С. Ионно-звуковые С. в плазме экспериментально обнаружены в нач. 1970-х гг. [1].

В другом случае естеств. обобщением ур-ния КдФ является *Кадомцева — Петвиашвили уравнение* (КП):

$$\frac{\partial}{\partial x} (n_t + \beta n n_x + n_{xxx}) = \pm n_{yy}. \quad (3)$$

Ионно-звуковые волны в двумерной плазме обладают отрицат. дисперсией, что соответствует знаку «минус» в правой части ур-ния (3). Ур-ние КП для них имеет устойчивые решения в виде косых (под нек-рым углом к магн. полю) квазиоднородных С. вида:

$$n_{sol} = 2\kappa^2 \text{sech}^2 \kappa(x + ky) - (4\kappa^2 + k^2) t, \quad (4)$$

где параметр k определяет ориентацию С.

Ур-ние КП со знаком «плюс» описывает распространение магнито-звуковых волн с положит. дисперсией в холодной замагниченной плазме под углом к магн. полю. При этом предполагается, что частота магнито-звуковых волн много меньше циклотронной частоты. Решения квазиоднородных магнито-звуковых С. вида (2) неустойчивы, однако в двумерном случае есть устойчивые решение в виде т. н. *лампы* (*lumps*) — движущихся и локализованных по всем направлениям двумерных С. В отличие от квазиоднородных С. (4), лампы характеризуются не экспоненциальным, а степенным убыванием на бесконечности:

$$u(x, y) \sim (x^2 + y^2)^{-1} \text{ при } x^2 + y^2 \rightarrow \infty.$$

Ленгмюровские солитоны. Образование ленгмюровских С. в холодной плазме возможно благодаря действию поперечноторных сил, выталкивающих плазму из области с повыш. напряжённостью электрич. поля. В этом случае может возникнуть С. в виде т. н. *кавиты* и т. н. *а-локалов*. области с повыш. значением электрич. поля и пониж. плотностью плазмы. Эволюция комплексной огибающей $u(x, t)$ ленгмюровских волн в однородной холодной квазиоднородной плазме описывается *Шрёдингера уравнением нелинейнж* (ШУН)

$$i u_t + u_{xx} + 2|u|^2 u = 0. \quad (5)$$

Устойчивое солитонное решение ур-ния (5) имеет вид:

$$u = 2\eta \text{sech}[2\eta(x - vt)] \exp[i(vx - t + (4\eta^2 - v^2/4)t)], \quad (6)$$

где η и v — произвольные параметры, задающие амплитуду и скорость С. Плазменные кавитоны, описываемые (6), обнаружены экспериментально в 1974—75.

Квазиоднородные ленгмюровские С. оказываются устойчивыми в двух- и трёхмерных случаях. Развитие этой неустойчивости приводит в конечном счёте к ленгмюровскому *волновому коллапсу*.

Взаимодействие ленгмюровских и ионно-звуковых волн [или, в матем. терминах, взаимодействие комплексной огибающей $u(x, t)$ ленгмюровских волн с вещественным возмущением плотности плазмы $n(x, t)$] описывается системой ур-ний Захарова:

$$\begin{aligned} i u_t + u_{xx} + 2nu &= 0, \\ n_t - n_{xx} &= -(|u|^2)_{xx}. \end{aligned} \quad (7)$$

При $u = 0$ система ур-ний (7) переходит в линейное волновое ур-ние для ионно-звуковых волн. Эта система имеет точное устойчивое решение, соответствующее ленгмюровскому С., в однородном случае и устойчивое — для двух- и трёхмерных обобщений [2].

Взаимодействия солитонов в плазме могут быть как упругими, так и неупругими. Упругие взаимодействия с полным сохранением структуры С. при столкновении описываются точно интегрируемыми ур-ниями КдФ, КП и ШУН (см. *Обратной задачи рассеяния метод*). Неинтегрируемая система ур-ний Захарова описывает неупругие столкновения С., приводящие к интенсивному излучению линейных волн, слиянию сталкивающихся С. в новый С. и т. д. Неупругими оказываются также взаимодействия С. со свободными ионно-звуковыми волнами. Напр., монохроматическое дробное звуковое колебание, воздействующее на ленгмюровский С., приводит к его распаду на линейные ленгмюровские волны. Описание реальной плазмы, основанное на ур-ниях КдФ, КП и ШУН, является сильно идеализованным. Часто необходимо учитывать дополнит. эффекты, к-рые могут существенно влиять на динамику С. в плазме. Это даёт дополнит. (возмущающие) члены в указанных ур-ниях. В том случае для анализа динамики С. используется теория возмущений. Так, напр., при учёте конечности отношения T_i/T_e ионно-звуковые С. в неизоэрич. бестолкновительной плазме распадаются вследствие *Landau затухания*. С учётом этого эффекта ур-ние КдФ (1) превращается в ур-ние КдФ — Бюргера

$$n_t + \beta n n_x + n_{xxx} = \alpha n n_x \quad (8)$$

с положит. диссипативным параметром α . Вместо солитонных решений ур-ние (8) имеет решение в виде устойчивой движущейся волны перепада плотности с коэлат. структурой — *бестолкновительной ударной волны*.

Для ленгмюровских С. важно взаимодействие с электронами плазмы, также приводящее к затуханию Ландау. Возмущающим фактором для ленгмюровского С. является также неоднородность плазмы: он притягивается областью плазмы, где плотность понижена, и может совершать колебания вблизи минимума плотности.

В плазме могут встречаться и С. др. типов, напр. С. пиклотронных волн, различные двумерные дрейфовые вихри [4] и С. в системе резонансно взаимодействующих простых волн.

Лит.: 1) Триан М. Q., Ion-acoustic soliton in a plasma. A review of their experimental. Properties and related theories, «Physica Scripta», 1979, v. 20, p. 317; 2) Захаров В. Е., Коплиц и самофокусировка ленгмюровских волн, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; 3) Kitvaha Y. U. S., M. A. I. o m e d B. A., Dynamics of solitons in nearly integrable systems, «Rev. Mod. Phys.», 1989, v. 61, p. 763; 4) Петляшвили В. И., П о х о т е л о в О. А., Уединенные волны в плазме и атмосфере, М., 1989; Основы физики плазмы, т. 1—2, М., 1983—84, Б. А. Маломей.

СОЛИТОНЫ оптически нелинейные — оптические импульсы, сохраняющие структурную устойчивость при распространении в нелинейной среде даже при наличии возмущающих факторов и взаимодействиях с др. С. В зависимости от характера нелинейного взаимодействия излучения с веществом солитонные эффекты в оптике разделяют на резонансные и нерезонансные.

В нерезонансных средах оптич. С. формируются в результате баланса двух конкурирующих процессов — дисперсионного, распыливания (см. *Дисперсия света*) и нелинейного саможатия (см. *Самовоздействие света*). Наиб. благоприятные условия для формирования С. реализуются в одномодовых волоконных световодах благодаря предельно малым потерям (~2,0 дБ/км) при длине волны излучения $\lambda = 1,55$ мкм) и устойчивости модовой структуры излучения при возрастании входной мощности вплоть до значений, близких к порогу самофокусировки.

Временные эффекты самовоздействия (саможатия) оптич. импульсов обусловлены нелинейной добавкой к показателю преломления $\delta n = n_2 I_{\text{эф}}$, где эфф. значение интенсивности $I_{\text{эф}} = P_0/S_{\text{эф}}$ определяется отношением пиковой мощности импульса P_0 к эфф. площади моды $S_{\text{эф}}$, n_2 — коэф. нелинейности (в кварцевых световодах $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт). При распространении импульса на расстояние z его вершина приобретает дополнит. фазовый набег $\delta\varphi = kn_2 I_{\text{эф}} z$ (k — волновое число) и, следовательно, зависящую от времени добавку к несущей частоте $\delta\omega = \partial(\delta\varphi)/\partial t$. Т. о., в результате фазовой самомодуляции нарастает несущая частота от фронта импульса к его хвосту, т. е. происходит частотная модуляция. Для скорости частотной модуляции $\alpha_{\text{фс}} = \partial(\delta\omega)/\partial t$ справедлива оценка $\alpha_{\text{фс}} \sim kn_2 I_{\text{эф}} z^2/\tau_p^2$, где τ_p — длительность импульса.

Другой конкурирующий процесс — дисперсионное распыливание импульса возникает вследствие дисперсии групповой скорости, характеризуемой величиной $k_z = \partial^2 k/\partial\omega^2$. Спектрально-ограниченный импульс приобретает частотную модуляцию, скорость к-рой $\alpha_d = 2\omega k_z'/(v^2 + L_d^{-2})$ зависит от пробегенного расстояния z , где $L_d = v^2/|k_z|$ — дисперсионная длина. В спектральном диапазоне, соответствующем аномальной дисперсии групповой скорости ($k_z < 0$, $\lambda > 1,3$ мкм), частота импульса уменьшается от фронта импульса к хвосту.

Из условия баланса конкурирующих процессов $\alpha_d + \alpha_{\text{фс}} = 0$ при прохождении импульсом расстояния $z \ll L_d$ можно оценить критич. мощность, при к-рой формируется С. $P_{\text{кр}} = k_p S_{\text{эф}}/(kn_2 v^2)$.

Основой для адекватного матем. описания процессов формирования и взаимодействия С. пикосекундного диапазона длительностью является нелинейное ур-ние Шрёдингера, к-рому удовлетворяет комплексная амплитуда поля $q(\xi, \tau)$ (см. *Солитоны*). Отбрасывая солитонного импульса имеет вид $q = \text{sech}(\tau) \exp(-i\xi/2)$, где ξ — расстояние, нормированное на дисперсионную длину L_d , $\tau = (t - z/v)/\tau_p$ — бегущее время, нормированное на нач. длительность импульса, v — групповая скорость. Нелинейное ур-ние Шрёдингера принадлежит к классу интегрируемых нелинейных ур-ний и

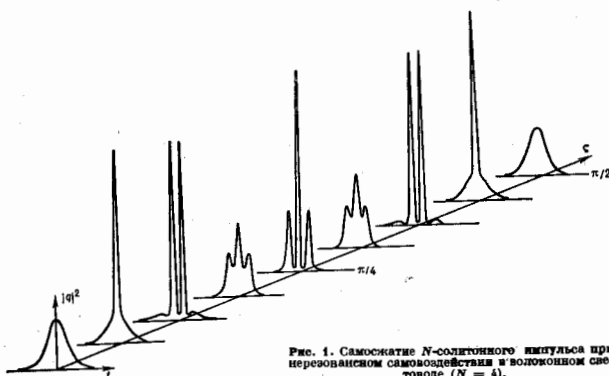


Рис. 1. Саможатие N -солитонного импульса при нерезонансном самовоздействии в волоконном световоде ($N = 4$).

решается *обратной задачей рассеяния методом*. Если мощность спектрально-ограниченного импульса превышает критическую, то его асимптотич. поведение при $\zeta \rightarrow \infty$ определяется солитонной составляющей, амплитуда несолитонной части решения убывает $\propto \zeta^{-1/2}$.

Важным классом аналитически вычисляемых решений нелинейного ур-ня Шрёдингера являются N -солитонные импульсы, соответствующие нач. условиям вида $q(0, \tau) = N \operatorname{sech} \tau$, где N — целое число. Они представляют собой нелинейную суперпозицию N движущихся с одинаковой скоростью солитонов с амплитудами $q_m = (2m - 1)$, $m = 1, 2, \dots, N$. Важные особенности N -солитонных импульсов состоят в том, что их распространение начинается с самосжатия (рис. 1), а модуль комплексной амплитуды периодичен по ζ с периодом $\pi/2$.

Закономерности формирования и распространения односолитонных и N -солитонных импульсов были подтверждены экспериментами Л. Молленауэра (L. Mollemauer), Р. Х. Столена (R. H. Stolen) и В. Гордона (W. Gordon). В этих опытах с помощью тщательно сформированных пикосекундных импульсов с низкоразовым лазером на центрах окраски ($\lambda = 1,5$ мкм; полная длительность импульса по полувысоте ≈ 7 пс; $P \approx 1 - 22$ Вт) удалось наблюдать односолитонные и N -солитонные импульсы для $N \leq 4$. Успешные эксперименты с С. стимулировали их применение в волоконной оптике, связи для сверхкороткой передачи информации, в технике формирования импульсов фемтосекундной длительности, в спектроскопии быстрорастекающих процессов и привели к созданию солитонных лазеров.

Теоретически и экспериментально исследовано влияние различных возмущающих факторов (оптика потерь, дисперсия высших порядков, инерционность нелинейного отклика, стохастич. возмущения формы входного импульса и параметров световода) на распространение пико- и фемтосекундных С. и на их взаимодействие. Показана возможность компенсации оптич. потерь за счёт комбинац. усиления, что позволяет реализовать передачу С. на расстоянии до 50 км.

Распространение мощных когерентных импульсов света в резонансно-поглощающих средах (см. *Самодиффракционная прозрачность*) также сопровождается солитонными эффектами. Если длительность импульса t_0 существенно меньше времени релаксации населенностей T_1 и затухания свободной поляризации T_2 , то в результате поглощения в течение 1-й половины импульса и последующего усиления в течение 2-й половины импульса формируется стационарный волновой пакет, проникающий в среду на расстояние, существенно превышающее длину линейного поглощения (см. также *Двууровневая система*).

Матем. описание этого процесса основывается на системе ур-ний Максвелла — Блоха. Для спектрально-ограниченных импульсов осн. значение имеет площадь, заключенная под огибающей:

$$S(t, z) = \kappa \int_{-\infty}^t A(t', z) dt,$$

где $\kappa = 2d/\lambda$, d — дипольный момент резонансного перехода, λ — постоянная Планка. Импульсы с площадью $S = 2\lambda$ и огибающей $A = 2(\kappa t_0)^{-1} \operatorname{sech}(t/t_0)$ являются устойчивыми. Групповая скорость распространения импульса и меньше скорости света. Характерное время задержки t_0 импульса на расстоянии L пропорционально коэф. линейного поглощения δ : $t_0 = L/(u^2 - c^2) = 8L/\delta c^2$. Если площадь исходящего импульса превышает 2λ в N раз, то в процессе распространения он распадается на последовательность N импульсов с разл. длительностями, амплитудами и скоростями (рис. 2).

Солитонные эффекты проявляются при взаимодействии волновых пакетов с разл. несущими частотами

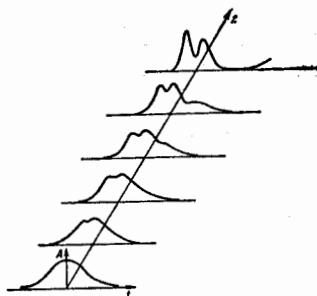


Рис. 2. Разбиение 8-импульса на три 2-импульса при резонансном самодействии.

в средах с квадратичной нелинейностью (т. н. и а р а м е т р и ч е с к и е С.). В этом случае стационарный импульс формируется в результате баланса процессов энергообмена и расстройки групповых скоростей. Теоретически показана возможность формирования С. при вынужденном комбинац. рассеянии света (ВКР-солитоны) и в процессе вынужденного *Мандельштама — Бриллюана* рассеяния, однако экспериментально они не наблюдались из-за ряда жестких требований на параметры излучения и среды.

Лит.: Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Аллен Л., Эберли Д.ж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Вихарев В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988; Сухоручков А. П., Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиоплазме, М., 1988. С. А. Ахманов, В. А. Выхарев.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ — в широком смысле — изменчивость (перемещенность) Солнца. Проявляется во всей совокупности нестационарных процессов на Солнце и в его атмосфере; возникновении и исчезновении пятен, протуберанцев, факелов, флюккул (рис. 1); возрастании УФ-, рентг. и радионалучения; *всплескам* на Солнце.

Все указанные проявления С. а., как правило, тесно связаны между собой и имеют место в т. н. активных областях, в к-рых выходят на поверхность сильные магн. поля. Это свидетельствует об общей природе проявлений С. а.: все они связаны с магн. полем Солнца. Поэтому под С. а. в узком смысле часто понимают почти периодич. перемещенность магн. поля Солнца. Последняя характеризуется неск. параметрами, или и н д е к с а м и а к т и в н о с т и, важнейшими из к-рых являются числовые относич. число солнечных пятен, или *Вольфа число*. Оно определяется по ф-ле $R_z = k(f + 10)g$, где f — общее число пятен на видимой полусфере Солнца, g — число групп пятен, k — коэф., позволяющий привести наблюдательные данные разл. наблюдателей и стандартной шкале цюрихских чисел. Среднее за год широкое число, как и средние годовые числа др. активных явлений на Солнце, изменяется с периодом ок. 11 лет, что и наз. п и к л о м а б а б о ч е к М а у н д е р а. Ср. широта пятен также изменяется в ходе цикла: первые пятна цикла появляются около широт $\pm 30^\circ$, последние — гораздо ближе к солнечному экватору, около широт $\pm 5^\circ$. Это изменение (часто называемое *з а к о н о м Ш п е р е р а*) лучше всего иллюстрируется т. н. д и а г р а м м о й а б а б о ч е к М а у н д е р а (рис. 2). Поскольку с пятнами связаны др. проявления С. а., напр. флюккулы и вспышки, их статистич. поведение также характеризуется 11-летним циклом и широтным распределением, подобным *абабочкам* Маундера.

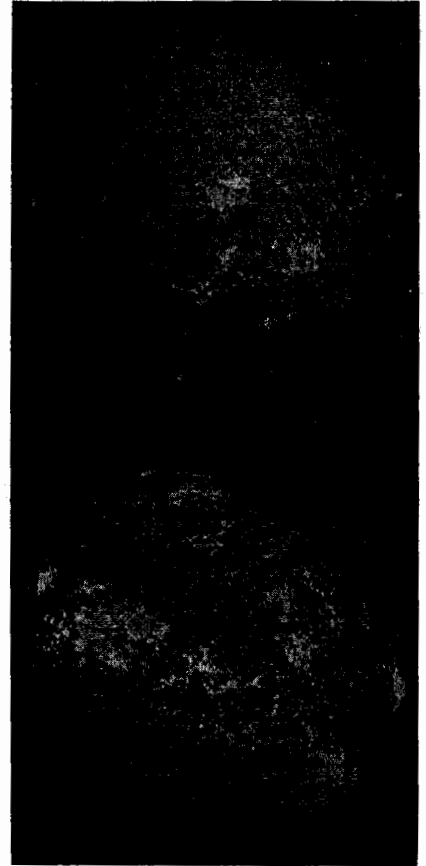


Рис. 1. Фотографии Солнца в проекционной линзе Сэллі. Внизу область — хромосферные флюктуиры. Вверху — аннигило Солнце, вверху — Солнце во время минимума активности.

При смене пика С. а. меняется полярность общего магн. поля Солнца, а в группах пятен меняется полярность мелкого (аналого) поля. Полюсу правый-левый (рис. 3). На всём протяжении периода активности, напр., на широтах распределения активных областей (рис. 3). При смене пика С. а. сменяется полярность магн. поля Солнца, а в группах пятен меняется полярность мелкого (аналого) поля. Полюсу правый-левый (рис. 3). На всём протяжении периода активности, напр., на широтах распределения активных областей (рис. 3). При смене пика С. а. сменяется полярность магн. поля Солнца, а в группах пятен меняется полярность мелкого (аналого) поля. Полюсу правый-левый (рис. 3). На всём протяжении периода активности, напр., на широтах распределения активных областей (рис. 3).

нов ультрафиолета в голубых областях преобладают и т. У. кос-

венным образом выявляются у Солнца. Всплески С. а. и, в частности, 70 лет начиная с 1645 (т. е. минимум М. а. у. в. а.). [Исследования и изменение магн. поля, обуслов-

Фигма, вопросы физики Солнца, Солнечные магн. поля, наблюдения изменения проявления С. а., — один из наиболее интересных вопросов астрономии. Всплески С. а. и, в частности, 70 лет начиная с 1645 (т. е. минимум М. а. у. в. а.). [Исследования и изменение магн. поля, обуслов-

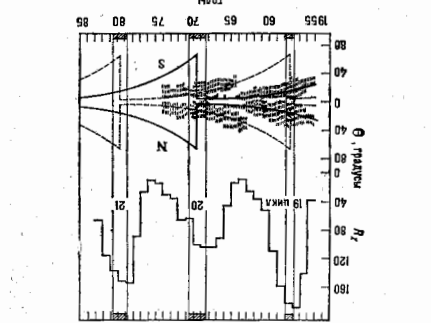


Рис. 2. Широтное распределение солнечных пятен с 1874 по 1913 (— широта).

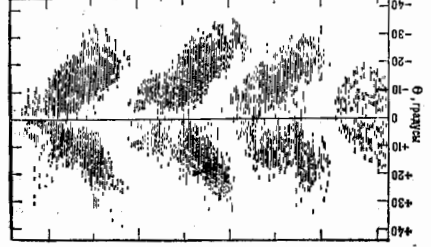


Рис. 3. Вверху — среднемесячные значения порождающего числа

Рис. 3. Вверху — среднемесячные значения порождающего числа R_p в 19-21-м индексах солнечной активности. Вертикальные линии показывают периоды максимума активности. Внизу — среднемесячные значения порождающего числа S (сплошная линия и пунктир). Штриховая обобщенная линия активных областей с учётом равной полноты магнитного поля Солнца. Внизу — среднемесячные значения порождающего числа R_p в 19-21-м индексах солнечной активности. Вертикальные линии показывают периоды максимума активности. Внизу — среднемесячные значения порождающего числа S (сплошная линия и пунктир). Штриховая обобщенная линия активных областей с учётом равной полноты магнитного поля Солнца.

очередь генерирует новое полоидальное поле посредством закручивания силовых линий под действием силы Кориолиса в конвективных потоках. Благодаря такой связи становится возможным поддержание неадухационной магн. поля. Взаимодействие полоидального и торoidalного компонентов крупномасштабного магн. поля может иметь характер почти периодических нелинейных колебаний, что и является основой для интерпретации цикла С. а. как динамо-процесса.

С. а. оказывает значит. воздействие на процессы, происходящие в мезоатмосфере и околословном пространстве, в атмосфере и биосфере Земли (см. *Солнечные связи*).

Лит.: Витанский Ю. И., Солнечная активность, 2 изд., М., 1983; Вайнштейн С. И., Зельдович Е. В., Рузайкин А. К., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; Мофатт Г. К., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Прест Э. Р., Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985.

В. В. Соколов

СОЛНЕЧНАЯ БАТАРЕЯ (батарея солнечных элементов) — устройство, непосредственно преобразующее энергию солнечного излучения в электрическую. Действие солнечного элемента (СЭ) основано на использовании явления внутр. фотоэффекта. Наиб. применение получили конструкции СЭ с $p-n$ -переходами и гетеропереходами, представляющие собой плоскую (базовую) полупроводниковую пластину с тонким фронтальным слоем полупроводника, имеющего тип проводимости, противоположный типу проводимости базовой области. При облучении в полупроводнике генерируются дополнительные носители заряда, к-рые перемещаются под действием электрич. поля $p-n$ -перехода и создают на внеш. выводах фототок.

Основные параметры солнечных элементов. При отсутствии внеш. нагрузки напряжение на выводах СЭ максимально и наз. в напряжении холостого хода U_{xx} . В замкнутом коротко фотоэлементе потечёт макс. фототок $I_{на}$ — ток короткого замыкания. При наличии внеш. нагрузки величины напряжения U_n на нагрузке и тока I_n имеют значения U_{xx} и $I_{на}$ соответственно. Величина $FF = I_n U_n / I_{на} U_{xx}$ наз. ф. а. к-ром заполнена нагрузочной характеристикой.

Важнейшим параметром СЭ является его кпд (или эффективность) преобразования энергии и солнечного излучения в электрическую $\eta = I_n U_n / P_{св}$, где $P_{св}$ — мощность солнечного излучения, падающего на поверхность СЭ. Эффективность СЭ определяется тем, что часть солнечного излучения с энергией фотона, меньшей ширины запрещённой зоны E_g полупроводника, проходит через СЭ без поглощения и в фотоэлектрич. отношении является бесполезной. Чем меньше ширина запрещённой зоны, тем большая доля солнечного света поглощается в нём.

Др. важная причина снижения кпд СЭ — неполное использование энергии поглощённых фотонов. При генерации электронно-дырочных пар фотонами с энергией, превышающей ширину запрещённой зоны полупроводника, избыточная энергия излучения теряется при переходах внутри зоны за счёт соударений носителей с атомами решётки и переходит в тепло. Эти потери уменьшаются с увеличением E_g .

Ост. причинами дополнит. потерь, уменьшающих практически достижимые значения кпд, являются отражение части светового потока от поверхности СЭ (коэф. отражения для полупроводников, применяемых в СЭ, составляет ок. 30% и 3—5% при использовании просветляющих покрытий) и рекомбинац. потери, вызываемые тем, что часть возбуждённых фотоносителей не доходит до $p-n$ -перехода, рекомбинирует, а их энергия поредается решётке полупроводника (см. *Рекомбинация носителей заряда*). В фотоэлементах с $p-n$ -переходами существенны потери за счёт поверхностной рекомбинации, особенно для носителей, генерируемых

вблизи облучаемой поверхности КВ-частью солнечного света. Омические потери в СЭ приводят к уменьшению фактора заполнения нагрузочной характеристики.

Энергетич. характеристики С. б. определяются материалом фотоэлемента, конструктивными особенностями СЭ, кол-вом СЭ в батарее. Распространёнными материалами для СЭ являются Si, GaAs, CdS, CdTe (см. *Полупроводниковые материалы*). Наиб. высокий кпд получен в СЭ на основе Si (17% при освещении в земных условиях) и в СЭ на основе GaAs (22%). Конструктивно С. б. обычно выполняются в виде плоской панели и СЭ, защищённых прозрачными покрытиями. Число СЭ в батарее может достигать неск. сотен тысяч, площадь панели — тысяч м², ток С. б. — сотен А, напряжение — сотен В, генерируемая мощность — неск. десятков и сотен кВт.

Увеличение кпд может быть получено в каскадных СЭ с неск. $p-n$ -переходами в полупроводниках с разл. шириной запрещённой зоны. Солнечный спектр может быть распущён либо селективными зеркалами, либо посредством расположения неск. СЭ один за другим с убыванием ширины запрещённой зоны СЭ по ходу солнечных лучей. Расчётные значения кпд для двухкаскадных СЭ достигают 45%. Ост. перспективы в реализации монокристаллических каскадных СЭ заключаются в трудности осуществления последоват. соединения верхнего и нижнего элементов без внесения дополнит. омических и оптич. потерь.

Достоинства С. б. — их простота, надёжность и долговечность, малая масса и миниатюрность СЭ, генерирование энергии без загрязнения окружающей среды; осн. недостаток — высокая стоимость. Применяются на космич. летат. аппаратах, где они занимают доминирующее положение среди др. источников автономного энергоснабжения. В земных условиях С. б. используются для питания устройств автоматики, переносных радиостанций, радар. приборов, для каждой антикоррозийной защиты нефте- и газопроводов и др.

Лит.: Васильев А. М., Ландсман А. П., Полупроводниковые фотопреобразователи, М., 1971; Алферов Ж. И., Андреев В. М., Перспективы фотоэлектрического метода преобразования солнечной энергии, Черногоров А., 1981; Ковалев М. В., Гетерогенные, каскадные и комбинированные фотопреобразователи на основе арсенида галлия, в кн. Фотоприёмники и фотопреобразователи, Л., 1988; Колтуш М. М., Солнечные элементы, М., 1987.

СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА — внешняя, наиболее горячая и разреженная часть атмосферы Солнца, простирающаяся до Земли и далее. Она отделена от хромосферы тонким переходным слоем, в к-ром темп-ра резко возрастает от хромосферных ($\approx 10^4$ К) до корональных ($\approx 10^6$ К) значений. Темп-ра С. к. достигает максимума ($\approx 10^6$ К) на высоте ок. $1/10$ радиуса Солнца от его поверхности и очень медленно падает (до $\sim 10^5$ К вблизи орбиты Земли) во внеш. короне (части С. к. выше температурного максимума), непрерывно расширяющейся в межпланетное пространство в виде *солнечного ветра*. Корональная плазма полностью ионизована, её хим. состав практически такой же, как в солнечной фотосфере. Средний кинетич. темп-ра С. к. превышает 10^6 К. В полярных областях короны темп-ра ниже средней (возможно, в результате чрезвычайно сильного солнечного ветра, исходящего из полярных корональных вёрв). В активных областях (см. *Солнечная активность*) темп-ра повышена примерно на $0,3 \cdot 10^6$ К, в корональной части *спящих* на Солнце — может достигать десятков млн. К.

Ср. концентрация электронов в ниж. части спокойной внутренней С. к. $\sim 10^{18}$ см⁻³. Поскольку плазма С. к. электрически нейтральна, концентрация ионов (в осн. протонов) в ней такая же. С ростом расстояния от солнечной поверхности концентрация частиц падает. На расстоянии одного радиуса Солнца она $\sim 10^8$ см⁻³, на расстоянии четырёх радиусов $\sim 10^5$ см⁻³, десяти радиусов $\sim 10^4$ см⁻³.

Вследствие низкой плотности корональной плазмы её излучат. способность (см. *Излучение плазмы*) мала, что

приводит к высокой темп-ре даже при слабом нагреве. Нагрет. С. к. проскакивает за счёт энергии, приходящей из более низких слоев атмосферы Солнца. Полагают, что он связан с магн. потоком, выходящим из границ супергранул, ячеек. Нагрев может быть вызван как альвеновскими и магнитословковыми волнами (см. *Волны в плазме*), так и прямой диссипацией энергии магн. поля. Механизм превращения магн. энергии в тепловую и кинетическую, скорее всего, аналогичен механизму, предложенному для объяснения солнечных вспышек и обусловлен *пересоединением* магн. силовых линий. По-видимому, посылку в короне проскакивает мегоцикл, малые микровспышки, осуществляющие её нагрев. Высокая теплопроводность корональной плазмы обеспечивает отток энергии из области температурного максимума в основном вниз, в хромосферу, но частично и вверх. Существенно меньшая часть энергии уходится из С. к. её собой, излучением.

С. к. наблюдается в широком диапазоне спектра — от рентгеновского до радиоизлучения. В видимом диапазоне 90% полного излучения С. к. представляет собой рассеянное на свободных электронах (и вследствие этого линейно поляризованное, т. е. томсоновское *рассеяние света*) непрерывное излучение фотосферы (*K*-корона) (из-за высокой темп-ры фраунгоферовы линии в *K*-короне полностью замывают). Во внутр. короне на него налагается линейчатое излучение (собственное корональное излучение), содержащее запрещенные спектральные линии высокоионизов. атомов железа, ванадия, кальция и др. (*E*-корона). Наблюдаемое во внеш. короне осв. свечение физически не связано с короной и создается в результате рассеяния и дифракции фотосферного излучения на межпланетных пылевых частицах (*F*-корона). *K*- и *F*-компоненты образуют «облаку» С. к. Яркость её в лимбе составляет ок. 10^{-9} яркости центра солнечного диска и довольно быстро падает с удалением от лимба. Она наблюдается во время полных солнечных затмений, а также с помощью коронографов с внеш. затемнением, устанавливаемых на аэростатах, спутниках либо высоко в горах. Общая форма С. к. меняется с фазой *солнечного цикла*: почти сферична в годы максимума и сильно вытянута вдоль экватора в годы минимума.

Излучение С. к. возникает в условиях, сильно отличающихся от термодинамич. равновесия. Вследствие высокой темп-ры в высокой степени ионизации вещества короны большая часть её излучения приходится на рентг. область и далёкую УФ-область спектра. Спектр короны в этом диапазоне в осн. состоит из многочисл. эмиссионных линий. Мн. из них относятся к разрешённым переходам высокоионизов. атомов. Спектральные линии в ближнем УФ-диапазоне в основном запрещённые. Всё солнечное излучение с $\lambda < 200$ Å и радиоизлучение в метровом диапазоне исходит из С. к.

С. к. обладает сложной структурой, определяемой в осн. магн. полем Солнца. Вследствие чрезвычайной разреженности коронального газа даже слабые магн. поля, проникающие из фотосферы, оказывают существ. влияние на динамику и строение короны. Напряжённость магн. поля в короне не превышает, по-видимому, $1-10$ Гс.

Области с «открытыми» конфигурациями магн. поля — корональные дыры — обширные области в С. к. с пониженной плотностью и темп-рой, практически не дающие рентг. излучения. Они занимают ок. 20% поверхности Солнца, существуют в течение неск. оборотов Солнца. Полярные корональные дыры существуют почти постоянно.

Области с замкнутыми магн. силовыми линиями — дельтовые структуры — типичны для внутр. короны. Многочисл. яркие петли и системы петель, по-видимому, очерчивают силовые линии магн. поля и часто расположены над активными областями или связывают разл. активные области.

Над активными областями возникают корональные конденсации — образования, анатомически более плотные ($\text{до } 10^{19}$ электронов в 1 см^3) и более горячие (темп-ра превышает $3 \cdot 10^6$ К), чем окружающее вещество, состоящее из систем ярких петель.

В рентг. диапазоне видны яркие точки, распределённые по всему диску Солнца. Они очень компактны, характерное время жизни ≈ 8 ч, магн. поле ≈ 10 Гс. За сутки возникает ок. 1500 точек. Яркие точки служат корональным проявлением малых биполярных областей вспыхивающего магн. потока и, по-видимому, состоят из осн. петель. Магн. поток, выносимый всеми рентг. точками, составляет значит. долю общего магн. потока, выходящего из солнечной поверхности. Кол-во ярких точек меняется в противофазе с числом солнечных пятен.

Характерной особенностью С. к. является её лучистое строение. *Корональные лучи* (стримеры) — это почти радиальные крупномасштабные замкнутые структуры (плазмы, опалеха, лучи), «увенчанные» расходящимися силовыми линиями; имеют повш. плотность по сравнению с окружающей короной и могут простираться до 10 и более радиусов Солнца от его поверхности. Вблизи полюсов в минимуме солнечной активности появляются лучевидные структуры — полярные шпательки.

В С. к. часто происходят вестационные сравнительно кратковременные явления — корональные транзиенты — быстрые изменения структуры и яркости короны, охватывающие её значит. часть и приводящие к выбросу в межпланетное пространство большого кол-ва плазмы ($\geq 10^{18}$ г) со скоростями до 1200 км/с. Полная кинетич. энергия транзита иногда превышает 10^{28} эрг, т. е. энергию большой солнечной вспышки. Источником энергии транзитов, по-видимому, является энергия магн. поля. Транзиенты часто имеют вид обширной аркады ярких петель. Большинство транзитов связано с eruptивными *протуберанцами* и большими вспышками.

Лит.: П. р. с. Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985; S. O. u. P. V., Magnetically driven coronal transients, «Adv. Space Res.», 1991, v. 11, № 1, p. 179.

Т. П. Хромов.

СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ — полное количество лучистой энергии Солнца, падающее вне атмосферы Земли на площадку единичной площади, расположенную перпендикулярно солнечным лучам на ср. расстоянии от Земли до Солнца (1 а. е.). В СИ С. п. равна $(1369 \pm 14) \text{ Вт/м}^2$. В нач. 1980-х гг. была обнаружена переменность С. п. с амплитудой $0,1-0,2\%$, связанная с солнечным циклом. Позже обнаружены вариации С. п. с меньшими характерными временами (вплоть до часов). Уменьшение С. п. связано с появлением на Солнце очень больших групп пятен, слабое увеличение — с солнечными факелами. Появление на диске Солнца пятен и факелов объясняет лишь $50-70\%$ всех наблюдаемых вариаций С. п. Возможными причинами циклич. переменности С. п. могут быть также изменения магн. поля вне активной области, эффективности конвекции диаметра Солнца и т. п. Знание солнечной постоянной необходимо для решения ряда проблем астрофизики, геофизики, экологии и др. разделов естествознания.

Лит.: Макарова Е. А., Харитонов А. В., Кавачевская Т. В., Поток солнечного излучения, М., 1991.

М. А. Давыдов.

СОЛНЕЧНАЯ СЕЙСМОЛОГИЯ (гелиосейсмология) — область астрофизики, в к-рой изучаются структура, состав и динамика солнечных недр с помощью анализа осцилляций, наблюдаемых на поверхности Солнца. Многие волновые движения, обнаруженные при измерении поверхности яркости Солнца или доплеровских сдвигов фотосферных спектральных линий, обусловлены колебаниями внутр. областей. Форма и период этих колебаний зависит от темп-ры, плотности, хим. состава и движений вещества внутри Солнца. Поэтому они служат чувствительными индикаторами внутр. строения. Амплитуда колебаний крайне мала; соответствующе-

щие изменения радиуса и яркости Солнца не превышают 0,001%. Тем не менее удалось зарегистрировать широкий спектр колебаний и на его основе получить данные о внутр. строении Солнца.

Основные свойства колебаний Солнца. Колебат. движения Солнца, как и всякой сплошной среды, возникают, если нек-рый элемент газа при смещении из положения равновесия испытывает действие силы, стремящейся вернуть его в исходное положение. На Солнце возвращающие силы могут быть трёх типов: 1) градиенты газового давления, возникающие при сжатиях и разрежениях среды. Они вызывают акустич. колебания; 2) выталкивающие (архимедовы) силы, обусловленные неоднородным распределением вещества в поле тяжести. В конвективно устойчивых слоях эти силы создают внутр. гравитат. колебания; 3) инерционные (корриолисовы) силы, связанные с вращением Солнца. Они приводят к инерционным колебаниям, аналогичным волнам Россби в земной атмосфере.

Колебания могут распространяться в виде волн в определенных областях (сферич. слоях) внутри Солнца. Если эти слои снизу и сверху ограничены зонами, где волновое распространение невозможно, то волны отражаются от границ областей распространения и будут там захвачены. В результате многократного отражения от границ и интерференции захваченных волн образуются стоячие волны, к-рые часто называют собств. колебаниями или модами. Каждая мода имеет свою частоту (зависит от условий в области захвата) и определенную пространственную картину смещений: сферич. поверхность разбивается на отдельные колеблющиеся участки, разделенные вдоль меридианов и параллелей узловыми линиями, на к-рых газ неподвижен; вдоль радиуса внутри области захвата колебания имеют пучности и узлы, а вне её — экспоненциально затухают. Зная частоту и общую картину колебаний на поверхности, можно восстановить радиальную структуру моды и определить условия в области захвата.

Ещё не вполне ясно, каким образом на Солнце происходит возбуждение колебаний. Возможно, они являются результатом турбулентных движений в конвективной зоне, способных случайным образом возбуждать и гасить колебания. В энергию колебаний может преобразовываться избыток тепла, возникший при увеличении скорости ядерных реакций или при нек-рой задержке потока лучистой энергии в результате локального сжатия вещества.

Акустич. волны (см. *Упругие волны*) имеют периоды от 3 мин до 1 ч. Они распространяются со скоростью звука и отражаются за счёт градиентов плотности и темп-ры во внутр. областях Солнца. Верх. граница отражения лежит сразу под видимой поверхностью (*фотосферой*) Солнца, где плотность резко падает с высотой. Здесь отражаются все волны, для к-рых циклич. частота ω меньше т. н. акустич. частоты образования: $\omega_a = a/2L$, где a — скорость звука, L — характерный масштаб изменения плотности. В фотосфере $a \approx 6 \cdot 10^8$ см/с, $H \approx 10^7$ см; поэтому $\omega_a \approx 3 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹. Соответственно, мин. период захваченных волн $P_a = 2L/\omega_a \approx 200$ с. Поскольку акустич. волны с большими периодами отражаются от более глубоких слоев, то на поверхности легко всего наблюдаются волны с периодами, близкими к P_{a1} — т. н. пятиминутные колебания. Акустич. волна, отражённая от этой верх. границы, распространяется вниз. В результате роста темп-ры с глубиной (а значит, и скорости звука) более глубокая часть волнового фронта движется с более высокой скоростью. Поэтому фронт волны постепенно изгибается, пока волна не поворачивает обратно к поверхности. На нижней отражающей границе горизонтальный компонент фазовой скорости волны равен скорости звука. Т. о., захваченные акустич. волны распространяются вдоль дугообразных траекторий под поверхностью Солнца. Стоячие акустич. волны наз. *p*-модами; они наиб. подробно изучены в наблюдениях.

Внутр. гравитат. волны (см. *Внутренние волны*) имеют периоды, превышающие 20 мин. Они могут распространяться только в области с конвективно устойчивой стратификацией (расслоением) вещества и, кроме того, при условии, что их частота меньше частоты плавуности N (частоты Брента — Вэйлля):

$$N^2 = g\beta \left[\frac{dT}{dr} - \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{ад.}} \right],$$

где g — локальное ускорение силы тяжести, $\beta = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)_P$ — коэф. теплового расширения, ρ — плотность, (dT/dr) — радиальный градиент темп-ры на Солнце, $(dT/dr)_{\text{ад.}} = -\beta g/c_P$ — т. н. адиабатич. градиент, c_P — уд. теплоёмкость. В области лучистого теплопереноса, устойчивой относительно конвекции, $N^2 > 0$. В конвективной зоне $N^2 < 0$. Поэтому внутр. гравитат. волны захвачены глубоко в недрах Солнца под конвективной зоной. Верхняя и нижняя границы отражения находятся там, где N приближается к 0. Стоячие внутр. гравитат. волны наз. *g*-модами. Надёжных наблюдат. данных о свойствах этих мод пока не получено.

Инерционные волны представляют собой почти горизонтальные вихревые движения газа с большими периодами, сравнимыми с периодом вращения Солнца (≈ 25 сут). На распространение этих волн вдоль радиуса Солнца влияет сила плавуности. В зависимости от частоты они могут распространяться либо в центр. зоне лучистого переноса энергии, где $N^2 > 0$, либо в конвективной зоне ($N^2 < 0$). В последнем случае область захвата является узкой слой в верх. части конвективной зоны, характеризующийся глубоким минимумом N^2 (область неэффективной конвекции). Захваченные здесь волны могут наблюдаться на поверхности Солнца. Стоячие инерционные волны наз. *r*-модами; пока их наблюдать не удалось.

Теоретическое описание акустических и гравитационных мод. Поскольку периоды *p*- и *g*-мод намного меньше периода вращения Солнца, то в первом приближении преобладают влияние вращения и колебания рассматриваются как малые периодич. возмущения равновесного состояния Солнца. В сферич. системе координат (r, θ, ϕ) распределение амплитуды стоячих волн по поверхности постоянного радиуса описывается сферич. гармониками $Y_l^m(\theta, \phi)$ (см. *Сферические функции*), где l — степень сферич. гармоники — целое число, равное полному кол-ву узловых линий на поверхности и задающее горизонтальную компоненту волнового вектора $k_A = \sqrt{l(l+1)/r}$; m — азимутальный порядок — целое число, принимающее значения от $-l$ до $+l$ и определяющее число узловых линий, пересекающих экватор. Глубинная структура мод характеризуется радиальным порядком n — числом узлов вдоль радиуса. Собств. частоты и распределение амплитуды колебаний вдоль радиуса находится в результате решения задачи на собств. значения, для систем обыкновенных дифференц. ур-ний, вытекающих из ур-ний гидродинамики в линейном приближении. В КВ-приближении решения этих ур-ний пропорциональны $\exp(ik_r r)$, где радиальный компонент волнового вектора k_r связан с частотой ω дисперсионным соотношением

$$k_r^2 = (\omega^2 - N^2) \left(\omega^2 - L_l^2 \right) (\omega a)^{-2},$$

$$L_l^2 = l(l+1)a^2 r^{-2}. \quad (1)$$

Глобальные свойства осцилляций Солнца удобно рассмотреть с помощью т. н. диаграммы распространения, на *k*-*r* осях изображены траектории критич. частот N^2 и L_l^2 по радиусу от центра до внем. атмосферы Солнца (рис. 1). Собств. колебания возможны, если зона распространения волн ($k_r^2 > 0$) ограничена с обеих сто-



Рис. 1. Диаграмма распространения колебаний для стандартной модели Солнца. Горизонтальные прямые показывают область захвата колебаний трёх типов: акустических (p -моды), внутренних гравитационных (g -моды) и иерархических (r -моды). Значения квадратов критических частот N^2 и L^2 даны в единицах $GM_{\odot}/R_{\odot}^3 = 3,9 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-2}$, L — высота над уровнем фотосферы.

ров зонами с $k_r^2 < 0$ и выполнено определ. условие для фазы колебаний:

$$\int_{r_a}^{r_b} k_r dr = \pi(n + \alpha), \quad (2)$$

где r_a и r_b — точки отражения волн ($k_r^2 = 0$), α — число порядка l , зависящее от характера отражающих границ. Из (1) и (2) следует, что для каждой степени $l = 0, 1, 2, \dots$ существуют две последовательности собств. колебаний: акустические (p) моды с частотами $\omega_{p_1} < \omega_{p_2} < \omega_{p_3} < \dots$, увеличивающимися при возрастании радиального порядка n , и гравитационные (g), моды, частоты k -рых уменьшаются с ростом n : $\omega_{g_1} > \omega_{g_2} > \omega_{g_3} > \dots$ ($\omega_{g_n} \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$). Если вращением пренебрегать, то ввиду азимутальной симметрии частота не зависит от значения m , т. е. частота моды с данными n и l ($2l + 1$)-кратно вырождена по m .

Результаты наблюдений и анализа колебаний Солнца. Колебат. движения газа на поверхности Солнца, называемые «пятиминутными колебаниями», открыты Р. Лейтоном (R. Leighton) в 1960. Дальнейшие детальные наблюдения показали, что «пятиминутные колебания» представляют собой наложение большого числа ($\sim 10^7$) стоячих акустич. волн с характерными длинами на поверхности от $\sim 0,005 R_{\odot}$ до $2R_{\odot}$ (им соответствуют степени сферич. гармоник $0 \leq l \leq 1000$). В С. с. принято разделять акустические колебания на три

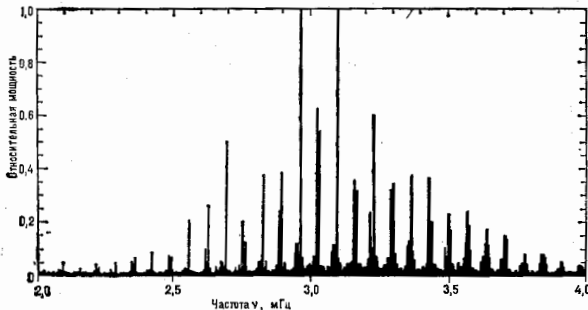


Рис. 3. Спектр акустических мод низкой степени, полученный в результате измерений доплеровских смещений спектральных линий в излучении от всего диска Солнца (А. Клавьер и др., 1984).

класса в зависимости от степени гармоник: моды высокой степени ($100 < l < 1000$), моды промежуточной степени ($4 < l \leq 100$) и моды низкой степени ($0 \leq l \leq 4$).

Результаты наблюдений мод высокой степени представлены на рис. 2 в виде зависимости частоты колебаний $\nu = \omega/2\pi$ от степени l или волнового числа k_l

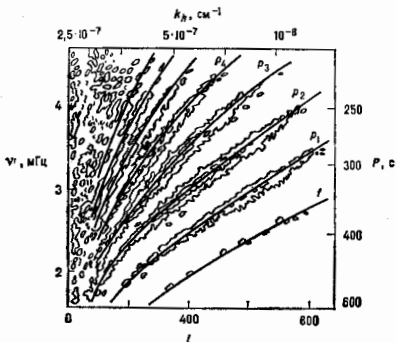


Рис. 2. Спектр мощности акустических мод высокой степени, наблюдавшихся Ф. Л. Дэйбнером, в зависимости от частоты ν (или периода P) и горизонтального волнового числа k_l (или степени l). Плотность мощности колебаний в расчёте на единичные интервалы частот и волновых чисел представлена изоинтиями. Жирные кривые — результат теоретического расчёта для стандартной модели Солнца.

[Ф. Л. Дэйбнер (F.-L. Deubner), 1974]. Отд. ветви на этой диаграмме соответствуют модам с радиальными порядками $n = 1 - 7$. Самая нижняя ветвь, обозначенная как l -мода, соответствует поверхностным гравитационным, k -рые по своей природе аналогичны волнам на поверхности жидкости. Акустич. моды высокой степени захвачены в конвективной зоне (радиус нижней отражающей границы от $0,9 R_{\odot}$ до $1 R_{\odot}$), и поэтому от её структуры зависит частота мод. Установлено, что наилучшее согласие наблюдаемых частот с теоретическими достигается, если глубина конвективной зоны несколько больше, чем в стандартной модели (см. в ст. Солнце раздел Внутреннее строение Солнца); $0,3 R_{\odot}$ вместо $0,27 R_{\odot}$.

Наблюдения мод промежуточной степени и соответствия (1) и (2) позволили найти зависимость $a^2(r)$. Она хорошо согласуется со стандартной моделью внутри строения Солнца при $0,3 R_{\odot} < r < 1 R_{\odot}$, но есть указание на то, что в районе от $0,3 R_{\odot}$ до $0,5 R_{\odot}$ скорость звука выше, чем в стандартной модели, примерно на 1%. По этим данным не удаётся найти распределение скорости звука в солнечном ядре при $r < 0,2 R_{\odot}$ потому, что акустич. волны с $l \geq 4$ туда не проникают.

Информация о структуре ядра содержится в спектре p -мод низкой степени, для k -рых $0 \leq r_0 \leq 0,2 R_{\odot}$. Эти моды были открыты при измерениях долготерпых сдвигов спектров длинных линий в излучении от всего диска Солнца [А. Клавери (A. Claverie) и др., 1979]. Спектр колебаний состоит из большого числа пар дискретных пиков, равностоящих друг от друга на 68 мкГц (рис. 3). Из теории известно, что эти колебания имеют большое число узлов вдоль радиуса ($n = 12 - 35$) и для их частот справедливо соотношение:

$$\nu_{n,l} = \left(n + \frac{l}{2} + \beta_{n,l} \right) \nu_0,$$

где $\nu_0 = \left(2 \int_0^{R_{\odot}} dr a(r)^{-1} \right)^{-1}$, $\beta_{n,l}$ — число порядка l . Следова-

тельно, пары частот в наблюдаемом спектре образованы модами с наборами параметров (n, l) и $(n-1, l+2)$ и разделены интервалами $\nu_0/2 \approx 68$ мкГц. Величина ν_0 слабо зависит от внутр. строения, но значение разности частот между соседними p -модами $\nu_{n,l} - \nu_{n-1, l+2} = \Delta_{n,l}$ (≈ 10 мкГц) может служить индикатором структуры центральных областей Солнца. Измеренные значения $\Delta_{n,l}$ расходятся с рассчитанными для стандартной модели не более чем на 70% (табл.), но даже это отличие примерно в 10 раз больше ошибок измерений и неопределённости в расчётах. Значит, некоторые из предположений стандартной модели Солнца неточны. Возможно, вследствие неоднородностей в газовом облаке, из которого образовалось Солнце, первоначальный хим. состав ядра отличался от состава оболочки. Одна из моделей предполагает, что первоначальное содержание тяжёлых элементов было примерно в 10 раз меньше, чем наблюдается ныне на его поверхности, и что в ходе эволюции происходило обогащение оболочки тяжёлыми элементами из окружающей среды. Другое возможное отличие от стандартной схемы эволюции Солнца состоит в том, что вещество в зоне лучистого переноса энергии по каким-то причинам частично перемешивалось, и поэтому кол-во водорода в ядре выше, чем в стандартной модели. Обе эти модели предсказывают поток нейтрино от Солнца, k -рый согласуется с наблюдаемым; однако частоты p -мод отличаются от измеренных сильнее, чем в случае стандартной модели.

Важная информация о параметрах солнечного ядра может быть получена из наблюдаемых гравитац. мод, периоды k -рых лежат в диапазоне 100—300 мин. Эти моды должны иметь небольшие значения степени ($l = 1 \div 4$) и высокие радиальные порядки ($n \approx 10 \div 20$). Теоретич. значения периодов колебаний таковы:

$$P_{n,l} = P_0 \left(n + \frac{l}{2} + \gamma_{n,l} \right) [l(l+1)]^{-1/2},$$

где $P_0 = 2\pi^2 \left(\int_0^{r_c} N dr / r^3 \right)^{-1}$, r_c — радиус границы конвективной зоны, $\gamma_{n,l}$ — числа порядка l . Для фиксированного l периоды колебаний почти равностоят друг от друга на величину $P_0 \sqrt{l(l+1)}$. Измеренные и теоретич. значения P_0 даны в табл. Пока данные наблюдений g -мод недостаточно надёжны для уверенных выводов о строении Солнца.

В спектре долгопериодных осцилляций Солнца наблюдается также стабильное изолонг. колебание с периодом 160,01 мин, k -рое не удаётся объяснить в рамках стандартной модели внутр. строения (А. Б. Северный и др., 1976).

С. с. позволяют также определять скорости вращения внутр. слоёв Солнца. Вращение Солнца снимает вырождение частот p - и g -мод по параметру m : для заданного значения l собств. частота расщепляется на $(2l+1)$ частот, соответствующих $m = -l, -(l-1), \dots, (l-$

$-1)$, l . Расщепление частот связано с тем, что из-за эффекта Доплера волны, распространяющиеся в направлении вращения, сдвинуты к более высоким частотам, в то время как волны, распространяющиеся против вращения, сдвинуты к более низким частотам. Величина расщепления для акустич. мод определяется в осн. зависимостью угл. скорости вращения в экваториальной плоскости Ω_0 от радиуса:

$$\nu_{n,l,m} - \nu_{n,l,0} = m \langle \Omega_0 \rangle (2\pi)^{-1},$$

где $\langle \Omega_0 \rangle = \int_{r_0}^{R_{\odot}} \Omega_0(r) a^{-1} dr / \int_{r_0}^{R_{\odot}} a^{-1} dr$ — ср. угл. скорость в области захвата волн. Поскольку радиусы внутр. грани-

цы отражения r_0 отличаются для мод с разными l и l , то по известному расщеплению частот можно найти ср. значения угл. скорости в разных областях по радиусу. Измерения и анализ вращательного расщепления частот p -мод показывают, что ядро, по-видимому, вращается в 2 раза быстрее, чем остальная часть Солнца [Т. Доваль (T. Duvall) и Дж. Харви (J. Harvey), 1984].

Для более прецизионных измерений частот акустич. мод разработаны методы, позволяющие определять зависимость угл. скорости вращения от широты и напряжённости магн. поля внутри Солнца.

Лит.: Nonradial oscillations of stars, Tokyo, 1979; Кокус Дж., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983; Ли в Я. А. Хер Дж. и др., Гелиосейсмология, «В мире науки», 1985, № 11, с. 4; Северный А. Б., Котов В. А., Шап. Т. Т., Колебания Солнца с периодом 160 мин и другие долготерпые колебания: анализ спектра мощности за 9 лет наблюдений и интерпретация, Изд. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 3; Christensen-Dalsgaard J., Gough D., Thompson J., Seismology of the Sun, «Science», 1985, v. 229, № 4717, p. 923.

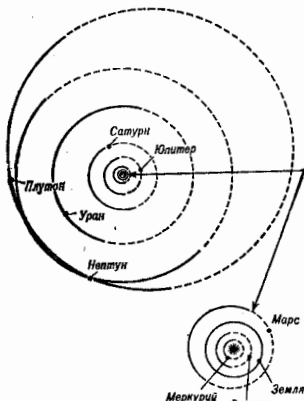
А. Г. Лоскутеев.

Табл. 5.—Спектральные характеристики p - и g -мод $\Delta_{n,l}$ и P_0 — значения параметра $\Delta_{n,l}$ для $l=0$ и l , усреднённые по всем модам в интервале частот 2,0—4,0 мГц

	$\Delta_{n,l}$, мкГц	$\bar{\Delta}_{n,l}$, мкГц	P_0 , мин
Наблюдения	$9,2 \pm 0,6$	$9,7 \pm 0,03$	38 ± 3
Стандартная модель	10,0	10,2	35,4
Модель с перемешиванием вещества в ядре Солнца	16,8	17,0	56,9
Модель с пониженным содержанием тяжёлых элементов в лучистой зоне	13,2	10,3	39,6

СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА — состоит из Солнца, планет и спутников, множества астероидов и их осколков, комет и межпланетной среды. С. с. расположена вблизи центральной плоскости Галактики на расстоянии ок. 8 кпк от её центра. Линейная скорость вращения С. с. вокруг галактич. центра ок. 220 км/с, скорость движения С. с. относительно межзвёздного газа 22—25 км/с. Вещ. границей С. с. можно считать сферу гравитац. влияния Солнца (сфера Хилла) радиусом ≈ 1 пк $\approx 2 \cdot 10^4$ а. е. (размеры большинства подсистем С. с. существенно меньше).

Солнце — медленно вращающаяся звезда с массой $M_{\odot} \approx 1,989 \cdot 10^{33}$ г, радиусом $R_{\odot} \approx 6,96 \cdot 10^{10}$ см, моментом кол-ва движения $\approx 1,6 \cdot 10^{40}$ г·см²/с. Девять планет являются главными спутниками Солнца, их суммарная масса $\approx 1/743 M_{\odot}$, полный момент кол-ва движения $\approx 3 \cdot 10^{40}$ г·см²/с. Суммарная масса всех остальных наблюдаемых компонент С. с., включая облако комет, $\lesssim 10^{-4} M_{\odot}$. Ок. 98% суммарной массы планет приходится на долю планет-гигантов. Схема расположения планетных орбит в С. с. изображена на рис. Орбиты представляют собой эллипсы, в одном из фокусов k -рых расположено Солнце. Орбита Плутона обычно считается границей планетной системы (≈ 39 а. е.). Простран-



ство между планетами заполнено межпланетной средой, осн. компонентом к-рой является *солнечный ветер*, простирающийся до расстояний ~ 100 а. е., где его динамич. давление уравновешивается давлением межзвёздной среды. Предполагается, что на периферии С. с. (10^4 — 10^5 а. е. от Солнца) находится т.н. кометное облако Оорта. Ср. хим. состав С. с. определяется массовым Солнцем: 74,6% H, 20,7% He; на долю остальных элементов приходится менее 5% (по массе). Возраст Солнца и С. с. по изотопным данным оценивается в 4,6 млрд. лет (см. *Космохронология, Происхождение Солнечной системы*).

СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ — система прямых или опосредованных физ. связей между процессами на Солнце и Земле.

Влияние Солнца на Землю многогранно и неоднозначно (обратное влияние Земли на Солнце ничтожно мало). Прежде всего Земля непрерывно получает от Солнца почти неизменный поток энергии (см. *Солнечная постоянная*), обеспечивающий наблюдаемый уровень освещённости и ср. темп-ру её поверхности (см. *Тепловой баланс Земли*). Кроме того, Земля подвергается комбиниров. воздействию излучений от нестационарных солнечных процессов (солнечных возмущений) — проявлений *солнечной активности*. Хотя не все звенья цепочки С.-з. с. (рис. 1) одинаково изучены,

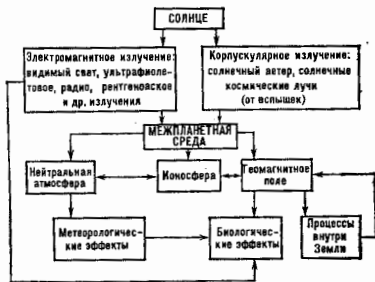


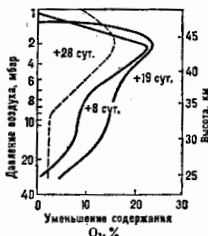
Рис. 1. Схема солнечно-земных связей.

в общих чертах качественная картина С.-з. с. представляется ясной.

В переносе энергии солнечных возмущений участвует вся среда между Солнцем и Землей. Большую роль играет межпланетное магн. поле, к-рое регулирует потоки *космических лучей* галактич. и солнечного (вспышечного) происхождения, а также определяет особенности взаимодействия *солнечного ветра* с *магнитосферой Земли*. Солнечные возмущения воздействуют гл. обр. на самые внеш. оболочки Земли — магнитосферу и ионосферу (см. *Атмосфера вершины*). Это воздействие не сводится только к изменению потоков энергии, поступающих к Земле в том или ином диапазоне. Оно является также спусковым механизмом, вызывающим перераспределение накопленной в оболочках Земли энергии. Перераспределение может происходить плавно либо скачкообразно (триггерный механизм).

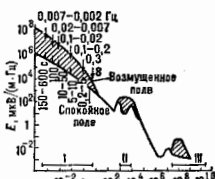
Влияние Солнца на Землю наиболее отчетливо проявляется после *вспышки на Солнце*. Эл.-магн. излучение вспышки в УФ- и рентг. диапазонах вызывает доп. ионизацию верхних слоев ионосферы, что приводит к кратковрем. ухудшению (или даже полному прекращению) радиосвязи на освещённой стороне Земли (десяти минут). Ускоренные во вспышке частицы, вторгаясь в ниж. ионосферу и стратосферу полярных широт, вызывают длит. ухудшение КВ-радиосвязи (десяти часов) и способствуют опустошению озонового слоя (в отд. случаях до 10—20%, рис. 2). Потоки солнечных космич. лучей от мощных вспышек представляют собой

Рис. 2. Уменьшение содержания озона в стратосфере Северного полушария Земли под влиянием солнечных космических лучей после вспышки 4 августа 1972. Сплошные кривые — данные наблюдений в интервале широт 75—80°N в 8 и 19 сутках после вспышки; штриховая линия — расчётное содержание озона через 28 суток после вспышки (в % относительно предвспышечного уровня).



один из гл. источников радиац. опасности для экипажей и оборудования космич. аппаратов. Кроме того, вспышка генерирует мощную ударную волну и выбрасывает в межпланетное пространство облако плазмы. Спустя 1,5—2 сут они достигают Земли и вызывают магн. бурю (см. *Магнитные вариации*), усиление *полярных сияний*, возмущения ионосферы, понижение интенсивности галактич. космич. лучей и т. д. В результате флуктуаций мощности солнечного ветра в магнитосфере и ионосфере генерируется широкий спектр эл.-магн. волн с частотами 0,001—10,0 Гц, к-рые доходят до поверхности Земли. Во время магн. бурь интенсивность этого излучения возрастает в 10—100 раз (рис. 3). Магнитосферные и ионосферные вариации (см., напр., *Земной магнетизм*) влияют не только на средства магн.

Рис. 3. Спектр электромагнитного поля на поверхности Земли. По вертикальной оси — напряжённость электрического поля E, по горизонтальной — высота колебаний (Гц). Стрелками отмечены частоты, на которых наблюдаются короткопродолжительные космич. выбросы геомагнитного поля, вызванные изменением солнечной активности, и соответствующие им периоды. Цифры I—III отмечены опис. прозрачности для электромагнитных волн в атмосфере Земли.



навигации и радиосвязи, но и на кабельную связь (телекс и телефон), работу линий электропередач, нефти и газопроводов и т. п.

В климатологии и метеорологии получены доказательства статистич. связи между частотой засух и 22-летним солнечным циклом, изменением приземного давления и мощностью солнечного ветра, поведением др. метеопараметров и уровнем геомагн. возмущённости в целом (солнечно-тропосферные связи). Эти эффекты географически обусловлены (горы, граница суша — океан и т. п.) и связаны с распределением аномалий геомагн. поля, с областями неустойчивости атмосферы.

Статистически установлена циклич. связь (рис. 4) между уровнем солнечной и геомагн. активности и ходом ряда процессов в биосфере Земли — динамикой популяций животных, эпидемий, эпизоотий и т. п. (солнечно-биосферные связи). Показано также, что колебания геомагн. поля могут вызывать ответную реакцию

химически активных веществ, резко изменяющих электронную концентрацию в данной области ионосферы, и т. д. Гл. преимуществом лабораторных и натурных экспериментов — возможность контролировать нек-рые нач. условия и параметры.

Изучение С.-а. с. не только является фундам. науч. проблемой, но и имеет большое прикладное значение. В частности, доказана возможность создать искусственный радиац. пояс Земли, изменить свойства ионосферы и генерировать ал.-магн. НЧ-излучение над заданным районом. Диагностика и прогноз радиац. обстановки в космосе, магнитосферных и ионосферных возмущений крайне необходимы для решения практич. задач в области космонавтики и радиосвязи, транспорта, энергетики и нефтегазовой пром-сти, метеорологии и климатологии, сельского хозяйства, биологии и медицины. Выяснялся связь солнечно-земной физики с глобальными экологич. проблемами и долговрем. изменениями в окружающей среде.

Лит.: Витянский Ю. И., Солнечная активность, 2 изд., М., 1983; Чижиковский А. Л., Земное эхо солнечных бурь, М., 1976; М., 1976; А. Косов Ф. С.-И., Ченгис С., Солнечно-земная физика, изд. с англ., Т. И., 1974; Витянский Ю. И., Оль А. И., Сазонова Б. И., Солнце и атмосфера Земли, Л., 1976; Гордиенко Б. Ф., Марков М. И., Шелестов Л. А., Солнечная активность на Земле, М., 1980; М. И. Оширин и Ю. И. Солнечная активность и Земля, М., 1981; Сидякин В. Г. и др., Космическая экология, К., 1985; Комаров Ф. И. и др., Гелиогеофизические факторы и их воздействие на климатические процессы в биосфере, М., 1980.

СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ — потоки ускоренных заряд. частиц, эпизодически появляющиеся в межпланетном пространстве на фоне галактических космических лучей (ГКЛ) после нек-рых солнечных вспышек. Способность Солнца испускать ускоренные частицы впервые обнаружена в 1942 С. Форбушем (S. Forbush) и др., зарегистрировавшими резкое увеличение потока частиц после солнечной вспышки. Факт ускорения частиц на Солнце подтверждается, помимо регистрации С. к. л. в межпланетном пространстве, наблюдениями рентг. и радиолучения Солнца, а также регистрацией γ -лучий и нейтронов, возникающих во время солнечных вспышек в результате ядерных реакций ускоренных частиц в атмосфере Солнца.



Рис. 4. Сопоставление периодов некоторых биологических макропроцессов с основными гармониками солнечной активности (СА) и магнитной возмущённости (МВ).

центральной нервной, эндокринной, сердечно-сосудистой и кровотоковой систем человека, влияя на его общее состояние. Наиб. вероятной причиной такой реакции являются НЧ-колебания ал.-магн. поля Земли.

Электрич. состояние атмосферы также сильно меняется во времени и пространстве (в частности, под действием космич. лучей), причём осн. изменения в цепи *атмосферного электричества* между ионосферой и поверхностью Земли происходят, по-видимому, на высотах стратосферы и в тропосфере. Из-за близости этих оболочек к поверхности Земли роль атм. электричества очень важна (особенно в солнечно-тропосферных и солнечно-биосферных связях). Однако в нек-рых случаях связь между геомагн. колебаниями, электрич. состоянием атмосферы и биол. процессами может быть затуманена влиянием мощных эл.-магн. полей искусств. происхождения.

Триггерный (спусковой) механизм имеет особое значение для процессов в атмосфере Земли. Показано, в частности, что при вхождении Земли в усиленный поток солнечного ветра заметно меняется картина распределения приземного давления, растёт нестабильность тропосферы и изменяется интенсивность циркуляции, причём совокупность свойств этих явлений указывает на триггерный механизм их происхождения. Не исключено, что и др. атм. процессы (ураганы, циклоны и т. п.) на нек-рых этапах их формирования и развития подвержены слабым энергетич. воздействиям, обусловленным возмущениями в солнечном ветре и магнитосфере.

В научении механизмов С.-з. с. важное место занимает лаб. моделирование таких процессов, как солнечная вспышка (пересоединение магн. полей в плазме и ускорение частиц) или обтекание магнитосферы Земли солнечным ветром. Не меньший интерес представляют активные эксперименты в магнитосфере и ионосфере по моделированию эффектов, вызываемых солнечной активностью: нагрев ионосферы мощным радиолучением от наземного передатчика, инжекция электронов или ионных пучков с борта ИСЗ, выброс с борта ракет

ядра и электроны. Относит. содержание ядер в области энергий $E > (1-3) \cdot 10^7$ эВ совпадает с их распространённостью в солнечной короне (см. *Солнце*). В области меньших энергий потоки С. к. л. часто обогащены тяжёлыми ядрами. Наиб. заметные отклонения от состава солнечной атмосферы связаны с изотопом гелия ^3He . Зарегистрированы события с аномально большим содержанием ^3He в области энергий порядка кэВ. МзВ/нукл. в 10^3-10^4 раз превышает солнечное.

Поток С. к. л. состоит из частиц более низких по сравнению с ГКЛ энергий. Величина пороговой (минимальной) энергии, с к-рой начинается устойчивое ускорение частиц, не установлена. В межпланетном пространстве в С. к. л. наблюдаются электроны с мин. энергией 2 кэВ, в ядре — с энергией в десятки кэВ/нукл. Макс. наблюдающаяся энергия протонов С. к. л. $\approx 2 \cdot 10^{10}$ эВ (вспышка 23 февраля 1956). Во всём интервале наблюдаемых энергий спектр С. к. л. падающий, с более быстрым уменьшением числа частиц в области больших энергий. Обычно форма дифференц. спектров, измеренных в межпланетном пространстве, описывается степенной ф-цией E^{γ} . Характерная величина γ в событиях, когда измерены спектры наиб. близки к спектрам в источнике, составляет $2-4$ ($10 \leq E \leq 100$ МэВ).

Потоки С. к. л. меняются от вспышки к вспышке на нек-р. порядках величин. Частота появлений С. к. л. коррелирует с уровнем *солнечной активности* и в 11-летнем *солнечном цикле*. Циклы различаются по мощности генерации С. к. л. Наиб. активным был 19-й цикл (1954-54), когда суммарный поток протонов с $E > 10^7$ эВ составил $7,2 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$. В 20-м (1964-70) и 21-м (1976-

1986) пиках потоки С. к. л. были более слабыми — $\approx 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$. В настоящее, 22-м цикле вновь происходит сильная генерация С. к. л. Суммарный поток от событий, произошедших за 3 года (1989—91), достиг $\approx 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$. Второе по мощности событие наблюдалось 29 сент. 1991 (энергия протонов $> 10^{10}$ эВ). С начала непрерывных наблюдений (1956—91) на Земле зарегистрировано 48 событий с релятивистскими протонами $\phi \geq 10^9$ эВ. Случаи, когда на Солнце выбрасываются протоны меньших энергий ($\geq 10^7$ эВ), происходят гораздо чаще — от одного до неск. десятков в год, близких к максимуму солнечной активности. Ещё чаще после слабых вспышек регистрируются только потоки нерелятивистских электронов с энергией до 100—200 кэВ.

Механизм ускорения частиц на Солнце остаётся неясным; однако нек-рые характеристики «солнечного ускорителя» известны. Ускорение частиц происходит в импульсной фазе *вспышки на Солнце* в верх. хромосфере или в ниж. короне при плотности плазмы 10^{16} — 10^{13} см $^{-3}$, темп-ре 10^8 — 10^7 К и магн. поле порядка неск. сотен гаусс. Темп набора энергии быстрый, причём ускорение электронов до $\sim 10^7$ эВ и протонов до $\sim 10^8$ эВ может происходить практически одновременно в течение неск. секунд. Полное число ускоренных протонов с $\phi > 10^7$ эВ может достигать 10^{34} , а их суммарная энергия — 10^{31} эрг. На долю всех ускоренных частиц, в осн. протонов, приходится неск. процентов от полного энерговыделения во вспышке. Пока неясно, во всех ли достаточно энергичных вспышках происходит ускорение частиц. Из данных по γ -лучням следует, что бываю случаи ускорения частиц на Солнце, не сопровождающиеся адекватными потоками С. к. л. в межпланетном пространстве, и наоборот, иногда наблюдаются большие потоки С. к. л. после вспышек без γ -лучней. Отсутствие однозначной связи между числом ускоренных частиц и их частью, выходящей в межпланетное пространство, требует, очевидно, более детального исследования условий генерации и выхода частиц из области ускорения, а также процессов их распространения в межпланетном пространстве. Ускоренные на Солнце частицы аннгируют гелиосферу (см. *Межпланетная среда*), двигаясь в регулярном межпланетном магн. поле (ММП) (см. в ст. *Солнечный ветер*) и рассеиваясь на его неоднородности. Характерный временной профиль С. к. л. имеет быстрый подъём и более плавный спад интенсивности, полная длительность возрастания порядка неск. часов для частиц больших энергий и десятков часов для менее энергичных частиц. Во мн. случаях такой профиль удовлетворительно описывается моделью аннгиотропной диффузии с импульсной или длительной ионизирующей. Иза- спиральной формы силовых линий ММП наб. благоприятными для наблюдения С. к. л. являются события от вспышек, происходящих вблизи основания силовой линии, соединяющей точку наблюдения с Солнцем. Для Земли это гелиодолгота IV 50° — 70° . С. к. л. являются одним из компонентов системы *солнечно-земных связей*. В частности, потоки С. к. л. падают в атмосферу Земли на высоких широтах, вызывают доплнит. ионизацию ионосферы и нарушают радиосвязь. Интенсивные потоки С. к. л. в межпланетном пространстве — один из источников радиационной опасности ири космич. полётах.

Лит.: С о ж о в В. В., С м р о в а т с к и я С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, называемые вспышками, «УФН», 1976, т. 120, с. 217; Исследования солнечной активности и космической системы «Прогноз». Сб. ст., под ред. Р. З. Сагдеева, М., 1984; Проблемы физики космических лучей. Сб. ст., под ред. А. В. Чуланова, М., 1987. А. И. Соловьев.

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР — непрерывный поток плазмы солнечного происхождения, распространяющийся приблизительно радиально от Солнца и заполняющий Солнечную систему до гелиоцентра, расстояния $R \sim 100$ а. е. С. в. образуется при газодинамич. расширении солнечной короны (см. *Солнце*) в межпланетное пространство. При высоких темп-рах, к-рые существуют в солнечной короне ($\approx 1,5 \cdot 10^6$ К), давление вышележащих

слоёв не может уравновесить газовое давление вещества короны, и корона расширяется.

Первые свидетельства существования пост. потока плазмы от Солнца получены Л. Бирманом (L. Biermann) в 1950-х гг. по анализу сил, действующих на плазменные хвосты комет. В 1957 Ю. Паркер (E. Parker), анализируя условия равновесия вещества короны, показал, что корона не может находиться в условиях гидростатич. равновесия, как это раньше предполагалось, а должна расширяться, и это расширение при имеющихся граничных условиях должно приводить к разгону коронального вещества до сверхзвуковых скоростей (см. ниже). Впервые поток плазмы солнечного происхождения был зарегистрирован на советском космич. аппарате «Луна-2» в 1959. Существование пост. истечения плазмы из Солнца было доказано в результате многомерных измерений на амер. космич. аппарате «Маринер-2» в 1962.

Ср. характеристики С. в. приведены в табл. 1. Потоки С. в. можно разделить на два класса: медленные — со скоростью ≈ 300 км/с и быстрые — со скоростью 600—700 км/с. Быстрые потоки исходят из областей солнечной короны, где структура магн. поля близка к радиальной. Часть этих областей являются *корональными дырами*. Медленные потоки С. в. связаны, по-видимому, с областями короны, в к-рых имеется значит. тангенциальный компонент магн. поля.

Т а б л. 1.— Средние характеристики солнечного ветра на орбите Земли

Скорость	400 км/с
Концентрация протонов	6 см^{-3}
Температура протонов	$5 \cdot 10^4$ К
Температура электронов	$1,5 \cdot 10^4$ К
Направленность магнитного поля	$5 \cdot 10^{-4}$ Г
Плотность потока протонов	$2,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Плотность потока ионизической энергии	$0,3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

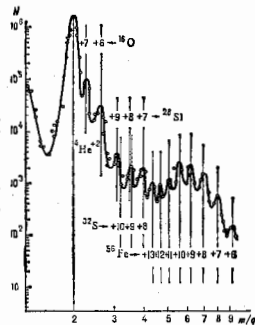
Т а б л. 2.— Относительный химический состав солнечного ветра

Элемент	Относительное содержание	Элемент	Относительное содержание
H	0,96	Ne	$7,5 \cdot 10^{-4}$
^4He	$1,7 \cdot 10^{-2}$	Si	$7,5 \cdot 10^{-4}$
^{16}O	$0,04$	Ar	$3,0 \cdot 10^{-4}$
	$5 \cdot 10^{-4}$	Fe	$4,7 \cdot 10^{-4}$

Помимо осн. составляющих С. в. — протонов и электронов, в его составе также обнаружены α -частицы, высокоионизов. ионы кислорода, кремния, серы, железа (рис. 1). При анализе газов, захваченных в экспонированных на Луне фольгах, найдены атомы Ne и Ar. Ср. относительный хим. состав С. в. приведён в табл. 2. Ионизаци. состояние вещества С. в. соответствует тому уровню в короне, где время рекомбинации мало по сравнению со временем расширения ($R = 1,5 - 2 R_{\odot}$). Измерения ионизаци. темп-ры ионов С. в. позволяют определять электронную темп-ру солнечной короны.

В С. в. наблюдаются разл. типы волн: лонгитюдные, альвеновские, ионно-звуковые, магнитозвуковые, альвеновские и др. (см. *Волны в плазме*). Часть волн альвеновского типа генерируется на Солнце, часть — возбуждается в межпланетной среде. Генерация волн приводит к отклонению ф-ции распределения частиц от максвелловской и в совокупности с воздействием магн. поля на плазму приводит к тому, что С. в. ведёт себя как сплошная среда. Волны альвеновского типа играют большую роль в ускорении малых составляющих С. в. и в формировании ф-ции распределения протонов. В С. в. наблюдаются также контактные и вращательные разрывы, характерные для замагниченной плазмы.

Рис. 1. Массовый спектр солнечного ветра. По горизонтальной оси — отношение массы частицы к её заряду, по вертикальной — число частиц, зарегистрированных в энергетическом окне прибора на 10 с. Цифры со знаком «+» обозначают заряд иона.



Поток С. в. является сверхзвуковым по отношению к скоростям тех типов волн, к-рые обеспечивают эфф. передачу энергии в С. в. (альвовенские, звуковые и магнитоакустические волны). Альвовенские и звуковые Маха число С. в. на орбите Земли ≈ 7 . При обтекании С. в. препятствия, способного эффективно отклонять его (магн. поля Меркурия, Земли, Юпитера, Сатурна или проводящие ионосферы Венеры и, по-видимому, Марса), образуется отходящая головная ударная волна. С. в. тормозится и разогревается на фронте ударной волны, что позволяет ему обтекать препятствие. При этом в С. в. формируется полость — магнитосфера (собственная или индуцированная), форма и размеры к-рой определяются балансом давления магн. поля планеты и давления обтекающего потока плазмы (см. *Магнитосфера Земли, Магнитосферы планет*). В случае взаимодействия С. в. с непрозрачным телом (напр., Луна) ударная волна не возникает. Поток плазмы поглощается поверхностью, а за телом образуется полость, постепенно заполняемая плазмой С. в.

На стационарный процесс истечения плазмы короны накладываются нестационарные процессы, связанные со вспышками на Солнце. При сильных вспышках происходит выброс вещества из ниж. областей короны в межпланетную среду. При этом также образуется ударная волна (рис. 2), к-рая постепенно замедляется, распространяясь в плазме С. в. Приход ударной волны к Земле вызывает сжатие магнитосферы, после к-рого обычно начинается развитие магн. бури (см. *Магнитные вариации*).

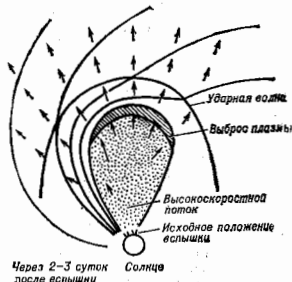


Рис. 2. Распространение межпланетной ударной волны и выброса от солнечной вспышки. Стрелками показано направление движения плазмы солнечного ветра, линии без подписей — силовые линии магнитного поля.

Расширение солнечной короны описывается системой уравнй сохранения массы, момента кол-ва движения и уравнения энергии. Решения, отвечающие разн. характеру изменения скорости с расстоянием, показаны на рис. 3. Решения 1 и 2 соответствуют малым скоростям в основании короны. Выбор между этими двумя решениями определяется условиями на бесконечности. Решение

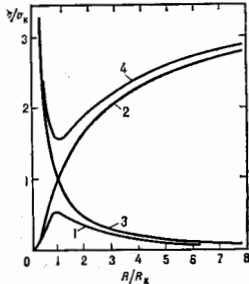


Рис. 3. Типы решений уравнения расширения короны. Скорость и расстояние нормированы на критическую скорость v_k и критическое расстояние R_k . Решение 2 соответствует солнечному ветру.

1 соответствует малым скоростям расширения короны и даёт большие значения давления на бесконечности, т. е. встречается с теми же трудностями, что и модель статич. короны. Решение 2 соответствует переходу скорости расширения через значения скорости звука (v_k) на нек-ром критич. расстоянии R_k и последующему расширению со сверхзвуковой скоростью. Это решение даёт исчезающе малое значение давления на бесконечности, что позволяет согласовать его с малым давлением межзвёздной среды. Течение этого типа Ю. Паркер назвал С. в. Критич. точка находится над поверхностью Солнца, если темп-ра короны меньше нек-рого критич. значения $T_K = GM_{\odot}m/4kR_{\odot}^2$, где m — масса протона, γ — показатель адiabаты, M_{\odot} — масса Солнца. На рис. 4 показано

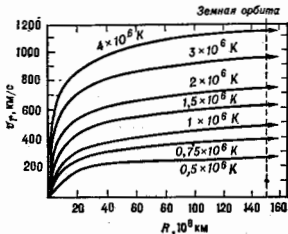


Рис. 4. Профили скорости солнечного ветра для модели изотермической короны при различных значениях нормальной температуры.

изменение скорости расширения с гелиоцентрич. расстоянием в зависимости от темп-ры изотермич. изотропной короны. Последующие модели С. в. учитывают вариации корональной темп-ры с расстоянием, двухжидкостный характер среды (электронный и протонный газы), теплопроводность, вязкость, несферич. характер расширения.

С. в. обеспечивает осн. отток тепловой энергии короны, т. к. теплопередача в хромосфере, зл.-магн. излучение короны и электронная теплопроводность С. в. недостаточны для установления теплового баланса короны. Электронная теплопроводность обеспеч-

вает медленное убывание темп-ры С. в. с расстоянием. С. в. не играет сколько-нибудь заметной роли в энергетике Солнца в целом, т. к. поток энергии, уносимый им, составляет $\sim 10^{-7}$ светимости Солнца.

С. в. увлечет с собой в межпланетную среду корональные магн. поле. Вмороженное в плазму силовое линии этого поля образуют межпланетные магн. поле (ММП). Хотя напряжённость ММП невелика и плотность его энергии составляет ок. 1% от плотности кинетич. энергии С. в., оно играет большую роль в термодинамике С. в. и в динамике взаимодействий С. в. с телами Солнечной системы, а также потоков С. в. между собой. Комбинация расширения С. в. с вращением Солнца приводит к тому, что магн. силовые линии, вмороженные в С. в., имеют форму, близкую к спирали Архимеда (рис. 5). Радиальная V_R и азимутальная V_ϕ компо-

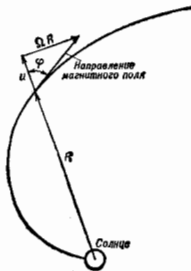


Рис. 5. Форма силовой линии межпланетного магнитного поля. Ω — угловая скорость вращения Солнца, v — радиальная компонента скорости плазмы, R — гелиоцентрическое расстояние.

ненты магн. поля по-разному изменяются с расстоянием вблизи плоскости эклиптики:

$$V_R \approx V_R^0 (R_0/R)^2, \quad V_\phi \approx V_\phi^0 R_0^2 \Omega / R u,$$

где Ω — угл. скорость вращения Солнца, v — радиальная компонента скорости С. в., индекс 0 соответствует исходному уровню. На расстояниях орбиты Земли угол ϕ между направлением магн. поля и R порядка 45° . При больших R магн. поле почти перпендикулярно R .

С. в., возникающий над областями Солнца с разл. ориентацией магн. поля, образует потоки с различно ориентированным ММП. Разделное наблюдаемой крупномасштабной структуры С. в. на чётное число секторов с разл. направлением радиального компонента ММП наз. межпланетной секторной структурой. Характеристики С. в. (скорость, темп-ра, концентрация частиц и др.) также в ср. закономерно изменяются в сечении каждого сектора, что связано с существованием внутри сектора быстрого потока С. в. Границы секторов обычно располагаются внутри медленного потока С. в. Чаще всего наблюдаются 2 или 4 сектора, вращающихся вместе с Солнцем. Эта структура, образующаяся при вытязании С. в. крупномасштабного магн. поля короны, может наблюдаться в течение неск. оборотов Солнца. Секторная структура ММП — следствие существования токового слоя (ТС) в межпланетной среде, к-рый вращается вместе с Солнцем. ТС создаёт скачок магн. поля — радиальные компоненты ММП имеют разные знаки по разные стороны ТС. Этот ТС, предсказанный Х. Альвеном (H. Alfvén), проходит через те участки солнечной короны, к-рые связаны с активными областями на Солнце, и разделяет указанные области с разл. знаками радиальной компоненты солнечного магн. поля. ТС распространяется приблизительно в плоскости солнечного экватора и имеет складчатую структуру. Вращение Солнца приводит к закручиванию складок ТС в спирали (рис. 6). Находясь вблизи плоскости эклиптики, наблюдатель оказывается то выше, то ниже ТС, благодаря чему попадает в секторы с разными знаками радиальной компоненты ММП.

Вблизи Солнца в С. в. существуют долготные и широтные градиенты скорости, обусловленные разностью скоростей быстрых и медленных потоков. По мере удаления от Солнца и укрупнения границы между потоками в С. в. возникают радиальные градиенты скорости,

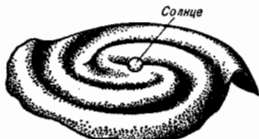


Рис. 6. Форма гелиоцентрического токового слоя. Пересечение его с плоскостью эклиптики (наклонённой и экватору Солнца под углом $\sim 7^\circ$) даёт наблюдаемую секторную структуру межпланетного магнитного поля.

к-рые приводит к образованию *бесстолкновительных ударных волн* (рис. 7). Сначала образуется ударная волна, распространяющаяся вперёд от границы секторов (прямая ударная волна), а затем образуется обратная ударная волна, распространяющаяся к Солнцу.

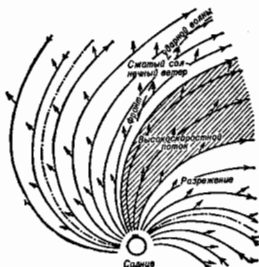


Рис. 7. Структура сектора межпланетного магнитного поля. Короткие стрелки показывают направление течения плазмы солнечного ветра, линии со стрелками — силовые линии магнитного поля, штрихпунктир — границы сектора (пересечение плоскости рисунка с токовым слоем).

Т. к. скорость ударной волны меньше скорости С. в., плазма увлекает обратную ударную волну в направлении от Солнца. Ударные волны вблизи границ секторов образуются на расстояниях ~ 1 а. е. и прослеживаются до расстояний в неск. а. е. Эти ударные волны, так же как и межпланетные ударные волны от вспышек на Солнце и околопланетные ударные волны, ускоряют частицы и являются, т. о., источниками энергичных частиц.

С. в. распространяется до расстояний ~ 100 а. е., где давление межзвёздной среды уравновешивает динамики. давление С. в. Плотность, заметаемая С. в. в межзвёздной среде, образует гелиосферу (см. *Межзвёздная среда*). Распространяясь С. в. вместе с вмороженным в него магн. полем препятствует проникновению в Солнечную систему галактич. космич. лучей малых энергий и приводит к вариациям космич. лучей больших энергий. Явление, аналогичное С. в., обнаружено и у нейтр-ных др. звёзд (см. *Звёздный ветер*).

Лит.: П а р к е р Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде, пер. с англ., М., 1965; Б р а н д т Д. Ж. Солнечный ветер, пер. с англ., М., 1973; Х у н д х а у з е н А., Расширение короны и солнечный ветер, пер. с англ., М., 1976.

О. Л. Байсберг.

СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ — периодический процесс появления и развития на Солнце активных областей — мест выхода на поверхность сильных магн. полей. Это процесс затрагивает весь диск Солнца и все уровни его атмосферы. Сильное всего *солнечная активность* проявляется в широтной зоне $\pm 30^\circ$. Центры активности появляются в нач. цикла на широтах ок. 30° , а затем зона, занятая ими, постепенно смещается к более низким широтам. Активные области часто объединяются в комплексы, группирующиеся около двух (реже — трёх) активных долгот. Последние сохраняются в течение неск. лет. От ср. широт к полюсам распространя-

ются эволюи активности — вытнутые по долготе цепочки протуберанцев и участки магн. полей умеренной напряженности. Их приход к полюсам в максимуме С. ц. приводит к обращению знака квазидипольного поля Солнца. В максимуме С. ц. хромосфера и корона становятся более плотными, в них появляются несколько больше горячих областей, гораздо богаче становится структура. Так, напр., *корональные лучи*, обычно развивающиеся в низких и средних широтах, могут появляться в близ полюсов.

С. ц. чаще всего отождествляют изменению с периодом $\approx 11,2$ года числа солнечных пятен (см. *Вольфа числа*). Приведенное значение периода является ср. значением, длительности конкретных циклов заключены в пределах 8—16 лет, подъем к максимуму происходит быстрее спада. Для объяснения С. ц. используют также величину потока радиозлучения Солнца на определ. высоте (на практике на $\lambda = 10,7$ см).

Для данного цикла характерен определ. закон чередования полярностей магн. полей пятен. В фиксиров. полушарии западные (ведущие по отношению к вращению) пятна имеют одну полярность, замыкающие — другую. Возврат к одной и той же общей картине магн. полей на Солнце (знакам полярностей пятен и квазидипольного магн. поля) происходит примерно через 22 года. Иногда последнюю величину называют магн. циклом.

Лит. см. при ст. *Солнечная активность*. М. А. Лышчу. **СОЛНЦЕ.**

Содержание:

1. Введение	589
2. Внутреннее строение	590
3. Атмосфера	592
4. Магнитные поля	593
5. Излучение	593

1. Введение

С. — газовый, точнее плазменный, шар. Радиус С. $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^{10}$ см, т. е. в 109 раз больше экваториального радиуса Земли; масса С. $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г, т. е. в 333000 раз больше массы Земли. В С. сосредоточено 99,866% массы *Солнечной системы*. Ср. плотность солнечного вещества $1,41$ г/см³, что составляет 0,256 ср. плотности Земли (солнечное вещество содержит по массе 68% водорода, 30% гелия и ок. 2% др. элементов). Ускорение свободного падения на уровне видимой поверхности С. $g = 2,7 \cdot 10^4$ см/с². Вращение С. имеет дифференц. характер: экваториальная зона вращается быстрее (14,4° за 1 сут.), чем высокоширотные зоны (10° за 1 сут. у полюсов). Ср. период вращения С. 25,38 сут. скорость вращения на экваторе ок. 2 км/с, энергия вращения (определяемая по вращению поверхности) составляет $2,4 \cdot 10^{43}$ эрг. Мощность излучения С. — его *светимость* $L_{\odot} \approx 3,85 \cdot 10^{33}$ эрг/с ($3,86 \cdot 10^{26}$ Вт). *Эффективная температура* поверхности $T_2 = 5830$ К. Солнце относится к звездам-карликам *спектрального класса G2*. На диаграмме спектр — светимость (см. *Герцшпрунга — Расселла диаграмма*) С. находится в ср. части гл. последовательности, на к-рой лежат стационарные звёзды, практически не изменяющие своей светимости в течение миллиардов лет. С. имеет 9 спутников-планет, суммарная масса к-рых составляет всего лишь 0,13%, но на них приходится ок. 98% момента кол-ва движения всей солнечной системы.

Под действием гравитации С., как и любая звезда, стремится сжаться. Этому сжатию противодействует перепад давления, возникающий из-за высокой темп-ры и плотности внутр. слоев С. В центре С. темп-ра $T \approx 1,6 \cdot 10^7$ К, плотность ≈ 160 г/см³. Столь высокая темп-ра в центр. областях С. может подпирать длительно только ядерными реакциями синтеза гелия из водорода. Эти реакции и являются осн. источником энергии С.

При темп-рах, характерных для центра С., осн. энергия излучения приходится на рентг. диапазон. Из центр. области С. до его поверхности ал.-магн. излучение из-за многократного поглощения и переизлучения доходит за время ~ 1 мин. лет, при этом спектр существенно изменяется (лучь, приближающуюся в 200 раз больше, — от С. до Земли — свет проходит за время ≈ 8 мин).

В отличие от фотонов, солнечные нейтрино, возникающие в результате ядерных реакций в центре С., доходят до нас практически не поглощаясь. Методы нейтринной астрономии подтверждают наши представления о ядерных реакциях в центр. областях С.

В недрах С. атомы (в осн. это атомы водорода) находятся в ионизов. состоянии. Если водород полностью ионизован, то поглощение излучения связано гл. обр. с отрывом электронов от ионов более тяжелых элементов (с их фотоионизацией). Однако таких элементов в недрах С. мало. Двигаясь из солнечных недр фотоны частично рассеиваются и поглощаются свободными электронами. Суммарное поглощение в ионизов. газе центр. области С. всё же относительно мало. По мере удаления от центра С. темп-ра и плотность газа падают, и на расстояниях, больших $0,7-0,8 R_{\odot}$, уже могут существовать нейтральные атомы (в более глубоких слоях — атомы гелия, ближе к поверхности С. — атомы водорода). С появлением нейтральных атомов (особенно многочисл. атомов водорода) резко возрастает поглощение, связанное с их фотоионизацией. Перенос энергии излучением сильно затрудняется. Включается др. механизм переноса энергии — развиваются крупномасштабные конвективные движения, и лучистый перенос сменяется конвективным (см. *Конвективная неустойчивость*). Протяжённость по высоте солнечной конвективной зоны ≈ 200 тыс. км ($\approx 0,3 R_{\odot}$). Скорости конвективных движений в глубоких слоях малы — порядка 1 м/с, в тонком верх. слое они достигают 2 км/с.

Выше, в самых поверхностных слоях С., энергия вновь переносится излучением. Излучение, приходящее от С. к внеш. наблюдателю, возникает в чрезвычайно тонком поверхностном слое — фотосфере, имеющей толщину $(1/2000) R_{\odot} \approx 350$ км. Располагающаяся над фотосферой хромосфера и корона практически свободно пропускают непрерывное оптич. излучение фотосферы (ближайке к излучению абсолютно чёрного тела с темп-рой ок. 6000 К). Верх. часть фотосферы и переходную область между фотосферой и хромосферой иногда называют *обращающим слоем*. Этот слой прозрачен для частот непрерывного спектра. Однако в нек-рых частотах, определяемых строением образующей слой атомов, слой непрозрачен. Излучение на этих избранных частотах рассеивается или поглощается *обращающим слоем*, и в спектре появляются линии поглощения, к-рые иногда называют *фрагментарными линиями*. Практически вся энергия излучения Солнца заключена в непрерывном излучении фотосферы, приходящемся на интервал длин волн от 1500 Å до 0,5 м.

В радиодиапазоне и КВ-области спектра излучение существенно отличается от фотосферного. В радиодиапазоне оно остаётся непрерывным, однако его *экстремальная температура* T_2 начинает возрастать: в миллиметровом диапазоне $T_2 \approx 6000$ К, при $\lambda = 1$ см $T_2 \approx 10000$ К и монотонно возрастает до 10^6 в диапазоне от 3 до 100 см. Это объясняется тем, что внешние разреженные части солнечной атмосферы — хромосфера и корона, прозрачные для видимого света, оказываются непрозрачными в радиодиапазоне и с увеличением длины радиоволн излучение поступает к нам от всё более высоких и более горячих уровней атмосферы. Интенсивность радиозлучения хромосферы и короны испытывает значит. изменения, как медленные, так и более быстрые (испески). Последние связаны с нестационарными плазменными процессами.

При темп-рах $\sim 10^4$ К (хромосфера) и 10^6 К (корона), а также в переходном слое с промежуточными темп-рами появляются ионы разл. элементов. Соответствующие этим ионам эмиссионные линии довольно многочисленны в КВ-части спектра ($\lambda < 1800$ А). Спектр в этой области состоит из отд. эмиссионных линий, самые яркие из к-рых — линия водорода L_{α} (1216 А), и линия нейтрального (584 А) и ионизованного (304 А) гелия. Излучение в этих линиях выходит из области эмиссии практически не поглощаясь. Излучение в радио- и рентг. областях сильно зависит от степени *солнечной активности*, увеличиваясь или уменьшаясь в неск. раз в течение 11-летнего солнечного цикла и заметно возрастая при *вспышках на Солнце*.

Физ. характеристики разл. слоев приведены на рис. 1 (условно выделена ниж. хромосфера толщиной 1500 км, где газ более однороден). Нагрев верх. атмосфер С. (хромосферы и короны) может быть объяснен механ. энергией, переносимой волнами, возникающими в верх. части конвективной зоны, и

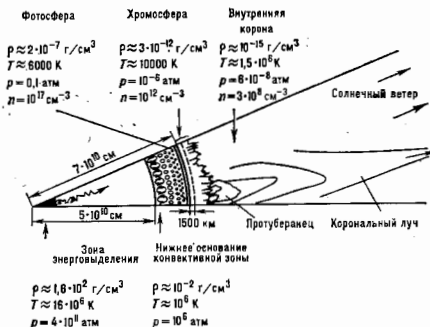


Рис. 1. Физические характеристики слоев Солнца: ρ — плотность, T — температура, p — давление, n — число частиц в 1 см³. Толщина фотосферы и хромосферы на рисунке несколько преувеличена.

диссипацией (поглощением) энергии электрич. токов, генерируемых магн. полями.

С существованием на С. поверхностной конвективной зоны связан ещё ряд явлений. Ячейки самого верх. яруса конвективной зоны наблюдаются на поверхности С. в виде гранул. Более глубокие крупномасштабные движения во 2-м ярусе зоны проявляются в виде ячеек сверхгрануляции и хромосферной сетки. Имеются основания считать, что конвекция в ещё более глубоком слое наблюдается в виде гигантских структур — ячеек с большими, чем сверхгрануляция, размерами.

Большие локальные магн. поля в зоне $\pm 30^\circ$ от экватора приводят к развитию т. н. активных областей с входящими в них пятнами. Число активных областей, их положение на диске и полярности пятен в группах меняются с периодом $\approx 11,2$ года. В период необычайно высокого максимума (1957—58) активность заатрагивала практически весь солнечный диск. Кроме сильных локальных полей на С. имеется более слабое крупномасштабное магн. поле. Это поле меняет знак с периодом ок. 22 лет и близ полюсов обращается в нуль в максимуме солнечной активности. М. А. Лысич.

2. Внутреннее строение

Элементы тяжелее гелия составляют ок. 0,1% (по числу атомов) и присутствуют на С. примерно в тех же

пропорциях, что и на Земле. Это свидетельствует об их общем происхождении (см. *Происхождение Солнечной системы*). Геологич. данные, основанные на свойствах радиоактивных элементов в земной коре, показывают, что Земля отвердела $4,5 \cdot 10^9$ лет назад. Следовательно, и возраст С. должен быть больше. Известно также, что поток энергии от Солнца не изменился существенно за последние 10^9 лет.

Светимость С. обеспечивается энергией, освобождающейся в термоядерных реакциях превращения водорода в гелий, к-рые протекают в его центральной, наиб. горячей области — ядре. Термоядерный источник способен поддерживать С. в равновесном, почти неизменном состоянии длит. время — ок. 10^{10} лет; при отсутствии этого источника С. могло бы светить лишь за счёт собств. гравитацион. энергии, освобождающейся при медленном сжатии, но только в течение времени порядка $(GM^2/R_0)/L_0 \approx 3 \cdot 10^7$ лет.

Превращение водорода в гелий происходит гл. обр. в *водородном цикле* и частично в *углеродно-азотном цикле*. В конце этих циклов группы из четырёх протонов превращаются в ядра гелия. Поскольку масса ядра гелия меньше суммарной массы исходных протонов на 0,7%, то в каждом цикле выделяется энергия $\mathcal{E} = 0,007 \cdot (4m_p c^2) \approx 26,7$ МэВ (m_p — масса протона) в виде γ -излучения ($\approx 26,2$ МэВ) и двух нейтрино ($\approx 0,5$ МэВ). Нейтрино очень слабо взаимодействуют с веществом и поэтому почти беспрепятственно выходят из солнечного ядра. Фотоны же эффективно поглощаются и переизлучаются веществом. Длина свободного пробега фотонов (λ) в центр. областях С. $\sim 10^{-3}$ см. В результате излучение находится почти в термодинамич. равновесии с веществом. Это означает, что ср. энергия фотонов равна тепловой энергии частиц.

Перенос излучения наружу носит диффузионный характер, при к-ром фотоны многократно поглощаются и переизлучаются. Величина потока лучистой энергии внутри С. прямо пропорциональна градиенту темп-ры и обратно пропорциональна коэф. непрозрачности $\kappa = 1/\rho \mu$ (ρ — плотность вещества), характеризующему способность газа поглощать и рассеивать излучение. Однако не на всём пути от центра к поверхности солнечная энергия переносится излучением. На расстоянии примерно $0,7 R_0$ от центра вещество становится конвективно неустойчивым, и выше этого уровня энергия переносится преим. турбулентными потоками вещества. В конвективной зоне темп-ра невелика по сравнению с темп-рой ядра. В результате увеличивается число электронов, находящихся в связанных состояниях в атомах водорода и др. элементов. Это ведёт к увеличению непрозрачности газа, большому сопротивлению диффузии излучения и возрастанию градиента темп-ры. Конвективная неустойчивость наступает, если абс. значение градиента темп-ры станет больше нек-рой критич. величины, называемой адiabатич. градиентом. Скорости конвективных потоков возрастают по мере продвижения к поверхности от $\sim 10^3$ см/с до 10^4 см/с. Вблизи поверхности С. на расстоянии $0,999 R_0$ эффективность конвективного теплопереноса резко падает вследствие низкой плотности вещества. Здесь энергия вновь переносится излучением. Вероятно, этот верх. слой конвективной зоны ответствен за наблюдаемую грануляц. структуру поверхности С.

Эволюция С. определяется изменением его хим. состава в результате термоядерных реакций. Согласно расчётам, ныне в ядре доля водорода по массе ок. 35%, тогда как в начале эволюции, судя по поверхностным слоям, в к-рых термоядерные реакции не происходят, водород составлял ок. 73%. Превращение водорода в гелий постепенно увеличивает ср. молекулярный вес вещества, поэтому равновесие в солнечном ядре поддерживается при всё более высоких темп-ре и плотности. Поскольку скорости термоядерных реакций быстро увеличиваются с ростом темп-ры, то, пе-

смотря на уменьшение содержания водорода, выделенные энергии внутри С. возрастает. Следовательно, с возрастом светимость С. несколько увеличивается. В ходе эволюции центр ядра сжимается, а оболочка расширяется; радиус С. при этом растёт.

Теория внутр. строения эволюции звезд предсказывает, что, когда С. достигнет возраста 9-10¹⁰ лет, водород в центре ядра будет исчерпан и термоядерные реакции будут идти в окружающем ядре слое, к-рый расширяется со временем. На этой стадии эволюции длительность $\approx 5 \cdot 10^8$ лет существенно увеличится радиус С. и уменьшится эфф. темп-ра поверхности — С. станет красным гигантом (см. Красные гиганты и сверхгиганты). Затем последует выстрел газа ($\approx 5 \cdot 10^7$ лет) горения гелия и более тяжёлых элементов, сопровождающаяся сбросом оболочки, после чего С. превратится в медленно остывающий белый карлик.

Для детального изучения внутр. строения С. строят модели С. и сравнивают их предсказания с данными наблюдений. Стандартная модель С. рассматривается при следующих предположениях: С. является сферически-симметричным и находится в гидростатич. равновесии; С. находится в состоянии теплового равновесия, за исключением небольших изменений энтропии во время эволюции; изменения хим. состава обусловлены ядерными реакциями в водородном и углеродно-азотном циклах; вещество перемешивается только в конвективной зоне; С. было первоначально однородным по хим. составу и эволюционировало без изменения массы в течение 4,7-10¹⁰ лет к совр. значениям радиуса и светимости.

Ур-ния, описывающие стандартную модель в перемен-ной $M_r = 4\pi \int_0^r \rho^2 dr$ (масса внутри радиуса r), имеют вид:

$$\frac{\sigma r}{\sigma M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho};$$

$$\frac{\sigma P}{\sigma M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^2} \quad (\text{условие гидростатич. равновесия});$$

$$\frac{\sigma L}{\sigma M_r} = \epsilon - T \frac{\delta S}{\delta t} \quad (\text{ур-ние теплового баланса});$$

$$L = L_{\text{луч}} + L_{\text{ионв}} = 4\pi r^2 \left(-4\pi r^2 \rho K \frac{\sigma T}{\sigma M_r} - N u \cdot K \frac{\Delta T}{l} \right)$$

(ур-ние теплопереноса в диффузионном приближении для лучистого переноса и в приближении пути перемешивания для конвективного переноса). Здесь P — давление, ϵ — кол-во энергии, вырбатываемое 1г вещества в 1 с, S — энтропия единицы массы, $K = 160 \text{ ТД/Збр} = \text{коэф. лучистой теплопроводности}$, σ — постоянная Стефана — Больцмана, $N u$ — число Нуссельта, характеризующее эффективность конвективного теплопереноса, ΔT — характерный перепад темп-р в конвективных элементах; l — длина перемешивания, к-рая полагается пропорциональной шкале (характерной высоте) изменения давления H_p . К этим ур-ниям добавляются ур-ние состояния $\rho = \rho(P, T, X_i)$, $S = S(P, T, X_i)$, выражения для коэф. поглощения $\kappa = \kappa(P, T, X_i)$ и скорости генерации энергии $\epsilon = \epsilon(P, T, X_i)$, где X_i — относит. содержание по массе элементов с атомным номером i . Ур-ния состояния в первом приближении такие же, как для идеального газа, но с учётом ионизации и возбуждения атомов, частичного вырождения электронного газа и электростатич. взаимодействия заряд. частиц. Для коэф. поглощения берётся среднее по частотам излучения значение. Скорость генерации энергии определяется вкладом отд. реакций водородного цикла и небольшой добавкой от реакций углеродно-азотного цикла. Ур-ния для изменения содержания элементов имеют вид:

$$\frac{1}{A_i} \frac{\partial X_i}{\partial t} = \sum_j \frac{X_j}{A_j} P_{ij} - \frac{X_i}{A_i} \sum_k P_{ik}$$

где $P_{ij} = \sum_{\alpha} N_{\alpha} \langle \sigma' v \rangle_{i\alpha j}$ — вероятность на единицу времени образования ядра j из ядра i , $\langle \sigma' v \rangle_{i\alpha j}$ — вероятность реакции синтеза $i + \alpha \rightarrow j$, σ' — сечение этой реакции, v — относит. скорость частиц i и α , угл. скобки означают усреднение, $N_i = N_{\alpha} X_i / A_i$ — концентрация частиц i , N_{α} — число Авогадро, A_i — атомная масса. В расчётах вероятности ядерных реакций учитываются поправки на электронное экранирование кулоновского потенциала ядер.

Ур-ния дополняются четырьмя граничными условиями. Поверхность модели соответствует эфф. темп-ре С., $T = T_s$, поэтому первое граничное условие: $4\pi r^2 \sigma T^4 = L$ при $M_r = M_{\odot}$. Второе условие на поверхности получается из равенства давления P при $M_r = M_{\odot}$ давлению, полученному путём интегрирования ур-ния гидростатич. равновесия в атмосфере. Два других граничных условия задаются в центре С. при $M_r = 0$: $r = 0$ и $L = 0$.

Эволюц. последовательности моделей С. рассчитываются начиная от стационарной, однородной по хим. составу модели, соответствующей нулевому возрасту на гл. последовательности, до модели совр. возраста $t_0 = 4,7 \cdot 10^9$ лет, принимая во внимание изменения хим. состава, вызванные ядерными реакциями (см. Моделирование звезд). Варированием двух параметров: нач. содержания гелия X_4 и $\alpha = l/H_p$ получают для $t = t_0$ модели, радиус и светимость к-рой согласуются с наблюдаемыми величинами. Некоторые характеристики стандартной модели приведены в табл. 1, 2 и на рис. 2.

Табл. 1. — Параметры Солнца согласно стандартной модели (Bahcall et al., 1982)

Светимость (L_{\odot})	3,86 · 10 ³³ эрг/с
Масса (M_{\odot})	1,99 · 10 ³³ г
Радиус (R_{\odot})	6,96 · 10 ¹⁰ см
Возраст (t_{\odot})	4,7 · 10 ⁹ лет
Плотность в центре (ρ_c)	158 г/см ³
Температура в центре (T_c)	15,5 · 10 ⁷ К
Содержание водорода по массе на поверхности (X_1)	0,732
Содержание водорода по массе в центре (X_{1c})	0,355
Эффективная температура поверхности (T_s)	5,78 · 10 ³ К
Начальное содержание гелия по массе (X_4)	0,285
Начальное содержание тяжёлых элементов по массе (Z)	0,018 ± 0,01
Глубина конвективной зоны	0,018 R_{\odot} ($M_r = 0,02 M_{\odot}$)
Доля энергии водородного цикла	0,985
Доля энергии углеродно-азотного цикла	0,015
Поток нейтрино от P-P-реаций	6,1 · 10 ¹⁰ см ⁻² · с ⁻¹ · 9
Поток нейтрино от реакции распада ядер ⁸ B	5,6 · 10 ⁸ см ⁻² · с ⁻¹ · 9

Табл. 2. — Параметры стандартной модели Солнца в зависимости от времени (Bahcall et al., 1982)

$t \cdot 10^{-10}$, лет	$R \cdot 10^{-10}$, см	$L \cdot 10^{-33}$, эрг/с	$T_s \cdot 10^{-3}$, К
0,000	6,07	2,68	5,85
0,525	6,17	2,81	5,67
1,575	6,32	3,05	5,71
3,155	6,50	3,40	5,75
4,735	6,96	3,88	5,78

Тестом для моделей С. являются данные о внутр. строении С., полученные путём измерения потока солнечных нейтрино и в результате наблюдений глобальных осцилляций С.

Электронные нейтрино с энергиями $\epsilon > 0,81$ МэВ, образующиеся в реакции ⁸B → ⁸Be + e⁺ + ν_e водородного цикла, зарегистрированы в эксперименте Дзай-

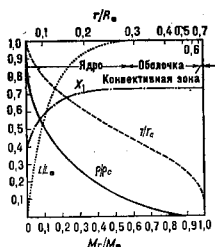


Рис. 2. Стандартная модель внутреннего строения Солнца (Васильев *et al.*, 1982). Плотность ρ , температура T , светимость L и содержание водорода по массе X , представлены как функции радиуса r и массы M_r .

са (см. *Нейтринная астрофизика*). Измеренный поток нейтрино оказался существованием меньшим величины $7,8 \pm 0,9 \text{ SNU}$ ($1 \text{ SNU} = 10^{-26}$ захватов нейтрино на одну частицу детектора в 1 с — солнечная нейтринная единица), предсказанной на основе стандартной модели. Расхождение может быть связано как с неточностью описания внутр. строения С. стандартной моделью, напр. в случаях перемешивания вещества в солнечном ядре в ходе эволюции или поиж. содержания тяжёлых элементов в зоне лучистого переноса, так и с превращением электронных нейтрино в мюонные в результате слабого взаимодействия при распространении в плотном солнечном веществе (эффект Михеева — Смирнова). Разрешить проблему дефицита солнечных нейтрино можно путём регистрации низкоэнергичных нейтрино ($E \leq 0,5 \text{ MeV}$), образующихся в первой реакции водородного цикла $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$, при помощи галлиевого детектора. Их поток (согласно расчётам, $\approx 107 \text{ SNU}$) практически не зависит от деталей внутр. строения С., и поэтому, если измеренная величина окажется меньше расчётной, то это будет подтверждением гипотезы превращения нейтрино. В противном случае малый поток высокоэнергичных нейтрино связан с отличиями от стандартной модели, и тогда для их выяснения потребуются дополнительные нейтринные эксперименты с разл. детекторами.

Измерения частот акустич. мод собств. колебаний С. показали, что строение оболочки ($0,3 \leq r/R_{\odot} \leq 0,7$) хорошо описывается стандартной моделью. Надёжных данных о структуре ядра пока не получено (см. *Солнечная сейсмология*).

Лит.: Солт, J. P., Giulii, R. T., Principles of stellar structure, v. 1—2, N. Y.—L.—P., 1968; Гибсон Э., Спокойное Солнце, пер. с англ., М., 1977; Васильев J. N. и др., Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos, «Rev. Mod. Phys.», 1982, т. 54, р. 767; Вальсгалл J. N. и др., Chlorine and gallium solar neutrino experiments, «Astrophys. J.», 1985, v. 292, p. L78; Миллер С. П., Смирнов А. Ю., Осцилляции нейтрино в среде с переменной плотностью, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 632. А. Г. Косовичев.

3. Атмосфера

В атмосфере С., так же как и в атмосфере др. выродженных звёзд (см. *Звёздные атмосферы*), выделяют три слоя: фотосферу, хромосферу (см. также *Хромосферы звёзд*) и корону (см. *Солнечная корона, Корона звёзд*). Наблюдаемое непрерывное излучение в оптич. диапазоне генерируется в слое протяжённостью ок. 300 км — солнечной фотосфере. Оно является тепловым и достаточно точно описывается в видимой и близкой ИК-области спектра ф-цией Планка с эфф. темп-рой $T_{\text{эфф}} = 5830 \text{ K}$. Темп-ра в фотосфере падает с высотой, что приводит к наблюдаемому потемнению диска С. к краю (где видны поверхностные слои), noticeably — в красных лучах и более сильно — в синих и ультрафиолетовых. Небольшие флуктуации темп-ры спокойной фотосферы в горизонтальном направлении связаны, вероятно, с проникновением в эти слои горячего газа — поднимающихся из более глубоких слоёв конвективных потоков. Это солнечная грануляция — яркие ячейки неправильной формы (гранулы) диамет-

ром ок. 1—2" (700—1400 км вдоль поверхности С.) с более тонкими тёмными промежутками между гранулами.

Плазма солнечной фотосферы с плотностью ок. 10^{17} см^{-3} является слабоионизованной (рис. 3). Падение темп-ры с высотой на нек-ром уровне останавливается;

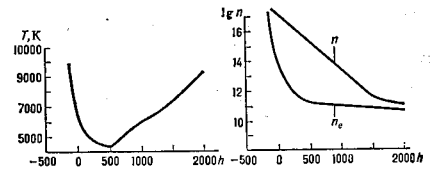


Рис. 3. Распределение температуры T , концентрации нейтрального водорода n и свободных электронов n_e в фотосфере и нижней хромосфере (h — высота в км).

выше этой т. н. области температурного минимума — выше атмосферы С. — темп-ра разреженного газа вновь возрастает до $\sim 10^4 \text{ K}$ в хромосфере и более чем до $\sim 10^6 \text{ K}$ в короне. Первые две тысячи км хромосферы остаются сравнительно однородной: лишь часть плазмы оказывается заключённой в петельные структуры; выше хромосферы распадается на ряд отд. потоков — хромосферных спикул, достигающих высот 8—40 тыс. км. Диаметры спикул сравнимы с диаметрами гранул, скорость подъёма и отсуска вещества в них $\approx 20 \text{ км/с}$.

Хромосфера с $T \approx 10000 \text{ K}$ является источником линейчатого излучения металлов, водорода и гелия. Линии наблюдаются в излучении за краем диска и в поглощении — в проекции на диск. Горизонтальная неоднородность хромосферы проявляется при наблюдениях в частотах линий H , водорода, H и K ионизов. кальция и нек-рых других. Наб. характерной является хромосферная сетка: ячейки diam. 20—30 тыс. км, покрывающие весь диск. Газ в ячейках растекается от центра к периферии со скоростями 0,3—0,4 км/с. Происхождение хромосферной сетки связано с наличием конвективных движений масштаба — супер-, или сверхгрануляции. На границ хромосферной сетки выбрасывается большее кол-во спикул, чем из центр. части ячеек.

Переход от хромосферного газа с $T \sim 10^4 \text{ K}$ к корональному с $T \sim 10^6 \text{ K}$ происходит в каждой фиксиров. точке поверхности С. очень резко, на промежуток высот всего 10—100 км. Такой узкий слой формируется за счёт потока тепла из короны вниз.

Над хромосферой располагается оболочка разреженного горячего газа (корона). В первом приближении плотность газа падает при удалении от лимба по гидростатич. закону (с уменьшением плотности в e раз на расстоянии ок. $0,1 R_{\odot}$). Плотности в основании короны изменяются от $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ в активных и до $6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ в самых разреженных участках, т. е. корональных дырах.

Оси. часть вещества короны сосредоточена во внутр. короне (до расстояний $0,1\text{--}0,3 R_{\odot}$ от лимба), причём ее равномерно, а в отдельных корональных петлях (арках). Самые плотные и горячие арки располагаются в активных областях и близ них. Длина петель L , давление плазмы и темп-ра б/б верхними связаны в первом приближении т. н. соотношением подобия $T \sim (pL)^{1/2}$. Темп-ра плазмы в большинстве арки составляет 2 млн. К, плотности близки к 10^8 см^{-3} . Как само происхождение арочной структуры, так и нагрев плазмы в арках связаны с влиянием магн. полей.

В нек-рых плоскостях на С. атмосфера на всех высотах заметно отличается от описанной выше атмосферы спокойной С. Само появление центров активности, или активных областей, происходит с определ. последовательностью во времени и по местоположению на С.

Темп-ра верх. части фотосферы активной области повышается на 100—300 К, более яркие гранулы объединяются в цепочки, хорошо видимые при их приближении к краю диска (факелы). Факелы часто окружают солнечные пятна (рис. 4), состоящие из темной



Рис. 4.

и более близкой по яркости к фотосфере волокнистой полутьны. Темп-ра тени пятен примерно на 1500 К ниже фотосферной. Хромосфера активной области — флюкку (яркое образование в свете центра сильных линий H_{α} , H и K Ca II) иногда оказывается пересеченной системой темных волоконцев — фибрилл. Усиление яркости флюккула связано в осн. с повышением здесь плотности до 3 раз.

В корональной конденсации число арок заметно возрастает. Обычная, или перманентная, корональная конденсация ($n \geq 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ К}$, $D \leq 25^{\circ}$) существует над большими центром активности все время его жизни, т. е. до года. Неск. суток наиб. интенсивного развития центра активности в большинстве случаев являются экстремальными и для корональной конденсации плотности в арках достигают 10^{10} см^{-3} , темп-ра в пек-рых из них повышается в неск. раз, развиваются сложные газодинамич. движения.

Кроме описанных выше стационарных образований в определ. моменты времени наблюдаются нестационарные явления, развивающиеся в короне и хромосфере. При солнечных вспышках газ в арочных системах нагревается до 20—30 млн. К, плотность повышается до 10^{10} см^{-3} . В ряде случаев наблюдается выброс плазмы на расстояние до сотен радиусов С. (моральные транзиенты). В горячей короне иногда появляются холодные плотные облака ($n = 10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^4 \text{ К}$) — солнечные протуберанцы.

4. Магнитные поля

На С. существует весьма сложная система магн. полей, изменяющаяся как во времени, так и в пространстве. В течение ряда лет величина минимума цикла активности высокие широты заполнены преим. слабыми полями одного знака (направления нормальной составляющей). В северном N и южном S полушариях знаки поля равны, так что картина там напоминает распределение полей диполя, помещенного в центр С. Каждые ≈ 11 лет происходит смена знака высокоширотных полей — переполюсовка диполя.

На более низких широтах $|\varphi| < 65^{\circ}$ также встречаются области, занимающие до $\sim 50^{\circ}$ по широте и долоте, преим. заполненные магн. образованиями одного знака. Ср. напряженность этих униполярных полей сравнима с той, к-рая характерна для высоких широт — ок. 1 Э.

Локальные магн. поля появляются в областях диам. 100—300 тыс. км на широтах менее 35° и вызывают весь комплекс явлений, развивающихся в центре активности. Часто они представляют собой два «колма» поля противоположной полярности напряженностью от сотен до тысяч эрстед. Наблюдается также мультиполярная структура этих образований. Если напряженность поля в «колме» превышает 1400 Э, на фотосфере появляется темное образование — пра, для полей $2-4$ тыс. Э — янто. Поля в центр. части янто — их тени — выходят примерно по нормали к поверхности, вне теня

(в окружающем янто факеле) быстро становятся практически горизонтальными. Магн. поток центра активности ср. размеров или большой группы пятен близок к 10^{18} Мкс, сильно развитого пятна — к 10^{21} Мкс.

Высок. магн. потока на поверхность наблюдается в виде лебединых областей вспылавающего потока. Весь процесс занимает от одного до неск. дней и происходит внутри или на периферии уже существующих активных областей либо на участках спокойного С. Область вспылавающего потока биополярна и представляет собой систему протяженных (до 30000 км) низких (высотой до 5000 км) арок. Самые малые из таких образований, называемые эфемерными областями, примерно за сутки проявляются и исчезают; магн. поток каждой из них $\approx 10^{10}$ Мкс. На диске в течение суток может появиться до 100 таких эфемерных областей, по-видимому, проявляющихся в виде ярких рентг. точек; в рядку с центрами активности они вносят заметный вклад в общий магн. поток соответствующих крупномасштабных образований солнечной поверхности.

Полюсы поля неомоушннного С. сосредоточены в отд. элементах с магн. потоками $\geq 10^{14}$ Мкс. Поток неск. сосредоточен на границах ячеек хромосферной сетки. Магн. поток $\approx 3 \cdot 10^{17}$ Мкс при диаметре элемента 2000 км соответствует напряженности поля 10 Э. Внутри ячеек также встречаются элементы поля, чаще, чем на границах сетки, имеющие биополярную структуру (т. е. типа эфемерных областей). Усиление поля на границах сетки, по-видимому, связано с тем, что горизонтальные движения плазмы сгребают силовые линии к границам супергранулад. ячеек.

Все осн. явления, происходящие в активной области, обусловлены влиянием магн. поля на строение солнечной атмосферы. Так, уменьшение темп-ры пятен, вероятно, связано с тем, что вертикальные магн. поле затрудняет горизонтальные движения в конвективной ячейке. Поток энергии, переносимой коллекцией, при этом уменьшается, что и приводит здесь к некому охлаждению вещества.

Арочные структуры в хромосфере, и особенно во внутр. короне, обусловлены тем, что некие пучки силовых линий заполнены плазмой. При увеличении нагрева в вершине арки поток тепла из-за высокой теплопроводности короны очень быстро проходит вдоль силовых линий и значительно повышает темп-ру части хромосферного вещества вдоль оснований арки. Это вещество расширяется вдоль силовых линий, заполняя всю арку. Соответствующий процесс испарения наблюдается при импульсном выделении энергии в короне в начале вспышек. При этом скорости отлетающего из хромосферных слоев нагретого до $T \sim 2 \cdot 10^7 \text{ К}$ газа составляют 300—400 км/с. Ударная волна с вздучением, идущая вниз, формирует слой плотного газа с $T = 8000-9000 \text{ К}$ — источник низкотемпературного свечения во вспышках.

Газодинамич. расширение короны в крупномасштабном квазидипольном поле С. приводит к формированию регулярного межпланетного магн. поля; появлению двух противоположно направленных магн. потоков с токовым слоем между ними. Ряд факторов вызывает гофрировку этого токового слоя. Пересечение Землей или космич. аппаратом токового слоя объясняет наблюдаемое явление секторной структуры межпланетного магн. поля (см. *Солнечный ветер*).

5. Излучение

Кол-во энергии, излучаемой с 1 м^2 поверхности С. в 1 с, равно $6,28 \cdot 10^{17}$ Вт. На ср. расстоянии Земли от С. (1 а. е.) поток излучения С. $\approx 1,37 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$ (*солнечная постоянная*).

Развитие внеатмосферных методов наблюдений позволило изучить спектр С. во всем диапазоне эл. магн. волн — от γ -диапазона до километровых радиоволн. Осн. компонент солнечного излучения — непре-

рывное тепловое излучение фотосферы. Его спектр в первом приближении аналогичен спектру абсолютно чёрного тела с темп-рой ок. 6000 К (рис. 5). Это излучение простирается от 180 нм до 1 см, с максимумом ок. 450 нм. В нём заключена осн. часть энергии, излучаемой С. Поскольку темп-ра газа в фотосфере медленно

вк-ре присутствует ряд фраунгоферовых линий и молекулярных полос. Наблюдаются также неск. линий хромосферы (гелия, $\lambda = 1083,0$ нм, папюновские линии водорода, линии магния, а также нек-рые корональные линии). Суммарный поток ИК-излучения с длиной волны $\lambda \geq 0,8$ мкм составляет более 30% всего потока

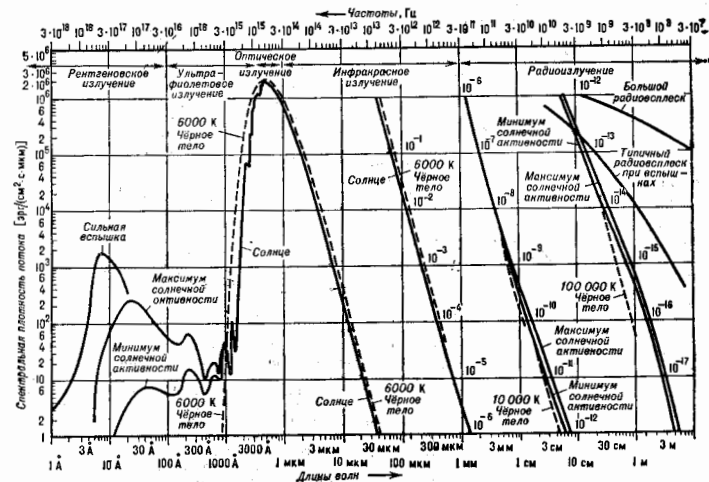


Рис. 5. Спектр излучения Солнца. Непрерывные линии — результаты измерений, штриховые — распределение энергии в спектре абсолютно чёрного тела с температурой $T = \approx 6000$ К (для $s = T = 10^4$ и 10^5 К в ДВ-части спектра). Для волн длиннее 30 мкм порядки величин потоков указаны отдельно (близ кривых).

убывает с высотой, на края диапазона (ок. 200 нм и ок. 20–50 мкм) спектр излучения несколько более крутой, соответствующий темп-ре верх. фотосферы (≈ 4500 К).

Солнечное излучение во всех диапазонах подвержено влиянию солнечной активности. В видимой и близкой ИК-областях спектра отстоит. изменения потока излучения с характерными временами порядка суток и месяцев составляет всего 0,1–0,3%. Такова же и общая амплитуда изменений в течение 11-летнего цикла. На излучение в др. диапазонах, возникающее не в фотосфере, а в хромосфере и короне, активность влияет гораздо сильнее. Появляется перем. часть излучения, долящаяся на медленно изменяющуюся и вспыхивающую составляющие. Излучение первой из них — доплнит. эмиссия, возникающая в активных областях. Вращение С. с неоднородным распределением активных областей по диску обуславливает 27-дневную повторяемость формы кривой изменения со временем потока излучения С., наблюдаемого с Земли. Развитие или возникновение на видимом диске новых активных областей иногда нарушает строгую повторяемость формы этой кривой. Амплитуда изменений в радио- и мягком рентг. диапазонах составляет уже десятки процентов и увеличивается при удалении от оптич. диапазона в обе стороны. Со вспышками связаны всплески излучения с характерными временами от минут до часов. В радио- и рентг. диапазонах амплитуда этих всплесков может быть очень большой.

ИК-излучение — тепловое излучение верх. фотосферы. Поток дальнего ИК-излучения монотонно возрастает с уменьшением длины волны: на 100, 20 и 5 мкм он составляет соответственно 0,37, $2,3 \cdot 10^3$ и $5,5 \cdot 10^4$ Вт/(м²·ст-км). В указанном диапазоне яркостная темп-ра постепенно возрастает от 4400 до 5500 К. В све-

излучения. Непрерывное ИК-излучение не зависит от степени активности С.

Оптическое и УФ-излучение — непрерывное излучение, изрезанное фраунгоферовыми линиями. В диапазоне 800–180 нм содержится ок. $\frac{1}{2}$ всей энергии, излучаемой С. В УФ-диапазоне становится заметными вариации излучения, связанные с солнечной активностью. В солнечном спектре отожделено более 30000 линий поглощения. Энергия, поглощаемая в этих линиях, составляет 30% энергии непрерывного излучения в УФ-диапазоне, доходит до 40–50% в диапазоне 300–400 нм и постепенно уменьшается к красной области спектра. Наблюдается также ряд полос простейших молекул CN, CO и др. Эти линии возникают в области температурного минимума между фотосферой и хромосферой, а также над пятнами.

В диапазоне 30–180 нм солнечный спектр представляет собой набор эмиссионных линий. Эти линии излучаются в узком переходном слое между хромосферой и короной при темп-рах от 10^4 до 10^6 К. Часть излучения водорода в линиях лаймановской серии, а также линия нейтрального гелия, $\lambda = 58,4$ нм, возникает в хромосфере. Самыми яркими линиями (помимо лаймановских линий) являются линии наиб. обильных элементов (линия He I, $\lambda = 30,4$ нм, Si IV, CN—IV, O II—VI, Si II—IV, железа и др.). В этом же диапазоне наблюдаются также неск. участков непрерывного излучения — рекомбинац. континуумов водорода, нейтрального и ионизов. гелия.

Излучение в этой области спектра изменяется на десятки процентов в зависимости от уровня солнечной активности, и хотя энергия этого излучения небольшая, её достаточно, чтобы ионизовать и нагреть верх. слой земной атмосферы.

Рентгеновое излучение. Источником рентг. излучения является солнечная корона, гл. обр. её плот-

ные ниж. слои (т. е. внутр. корона). Это излучение горячей разреженной оптической тонкой плазмы с темп-рой $\approx 2 \cdot 10^6$ К. Диапазон ренгг. излучения спокойной короны от 1 нм до неск. десятков нм. Поток ренгг. излучения на орбите Земли $1-3$ эрг/см²·с. или $5 \cdot 10^{-4}$ среднего солнечного потока в видимой области спектра. Ренгг. излучение состоит из 2-х компонентов — линейчатого и непрерывного. Многочисл. спектральные линии ионов высокой кратности (железа, кремния, кислорода и др.) обусловлены возбуждением ионизированным ударом и последующими спонтанными переходами (свободно-связанное излучение). Непрерывное излучение связано с наменениями энергии свободных электронов в электрич. поле ионов (свободно-свободное излучение). Вклад линейчатого излучения в суммарное излучение в неск. раз больше, чем непрерывного, однако на КВ-конце (ок. 1 нм) вклады обоих типов излучения становятся сравнимыми.

Активные области в короне — корональные конденсации излучают более интенсивно. Это вызывает флуктуации ренгг. излучения при возникновении и развитии активных областей на видимой стороне С., появления 27-дневной периодичности в регистрируемом потоке, связанной с вращением С. В зависимости от уровня солнечной активности суммарная мера эмиссии изменяется от $3 \cdot 10^{48}$ см⁻² до 10^{50} см⁻² при незначит. изменениях темп-ры. Изменения ренгг. излучения сильнее выражены в КВ-части диапазона. Нек-рые мощные центры активности вызывают появление заметных потоков излучения даже в диапазоне 0,3—1 нм, что связано с нагревом плазмы до темп-р, в неск. раз превышающих ее ср. значение в источниках внутр. короны.

Ренгг. излучение С. возрастает и далеко простирается в область высоких энергий при любых нестационарных процессах, особенно вспышках. По величине потока излучения вблизи орбиты Земли в диапазоне 0,1—0,8 нм вспышки делятся на 3 класса: А, М и Х (соответственно потоки $(1-9) \cdot 10^{-3}$, $(1-9) \cdot 10^{-2}$ и более 10^{-1} эрг/см²·с). Тепловое излучение вспышек, длящееся все время вспышки (от минут до часов), связано с образованием плазмы с $T \leq 3 \cdot 10^7$ К. В спектре наблюдаются линии ионов, у к-рых остались только 1—2 электрона (Fe XXV и др.). Кроме теплового излучения горячей плазмы при нек-рых вспышках генерируется нетепловое излучение электронов, ускоренных до энергий, превышающих 10 кэВ (иногда 100 кэВ и более). Как правило, эти вспышки продолжаются не более 100 с.

Подробнее изучена структура источников ренгг. излучения С. Излучающая плазма заключена в систему петель — арок, являющихся пучками силовых линий магн. поля, проникающего из фотосферы во внутр. корону. Физ. условия в петлях — темп-ра $\approx 2 \cdot 10^6$ К и концентрация электронов $n_e \approx 10^{18}$ см⁻³ — неизменно изменяются как в самой петле, так и при переходе от одной петли к другой. Длины петель составляют 10^8-10^{10} см. Газ вне петли (там, где силовые линии магн. поля уходят на большие расстояния от С.) из-за своей малой плотности и меньшей темп-ры слабее излучает в ренгг. диапазоне (корональные дыры).

Источник теплового ренгг. излучения при вспышках — система петель, заполненных плазмой с $T \approx 3 \cdot 10^7$ К и $n_e \leq 10^{14}$ см⁻³. Пучки нетепловых электронов выходят в начале нек-рых вспышек весьма плотными, до 10^{-4} тепловых электронов может ускоряться до энергий, превышающих 15 кэВ.

М. А. Лыткин.

Радиоизлучение. Плотность потока радиоизлучения С. на орбите Земли в спокойных условиях от 10^7 Ян в сантиметровых волнах до 10^8 Ян в метровом диапазоне. Она возрастает во время вспышек, связанных с крупными вспышками, до 10^9 и 10^{10} Ян соответственно.

Регистрация радиоизлучения С. на разных волнах позволяет получать информацию о параметрах, струк-

туре и динамич. явлениях в разл. слоях атмосферы С. Сантиметровые и дециметровые волны исходят из хромосферы, переходного слоя и ниж. короны (расстояние от фотосферы $r < 10-20$ тыс. км), излучение метрового и декаметрового диапазонов генерируется в короне ($r \sim 0,2-4 R_{\odot}$), а гектометровые и километровые волны — в самых внеш. слоях короны и в межпланетной среде (фиксируются при помощи спутников и космич. аппаратов).

Невозможный, наиб. низкий (фоковый) уровень радиоизлучения С. — т. е. осн. компонент, или излучение, «спокойного» С. (рис. 6). Это тепловое излучение, яркостная темп-ра T_b к-рой соответствует ионич. темп-ре той же сл. где оптич. толща $\tau_0 \sim 1$. При переходе от милли-

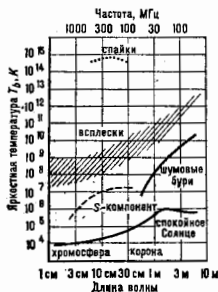


Рис. 6. Зависимость яркостной температуры основных компонентов радиоизлучения Солнца от длины волны (частоты).

метровых к метровым волнам T_b возрастает от $5 \cdot 10^4$ до 10^8 К.

При наличии активных областей на диске над фоковым уровнем выделяются также локальные источники повш. радиоизлучения, существующие в течение мн. дней. В сантиметровом и дециметровом диапазонах регистрируется медленно меняющийся компонент (S-компонента). Она включает в себя неск. составляющих.

Одна из них охватывает всю активную область (неск. минут дуги) и представляет собой слабо поляризованное тормозное излучение корональной конденсации, в к-рой темп-ра и плотность повышены в неск. раз. Непосредственно над пятнами на $\lambda \sim 2-4$ см диаметров компактные ($\sim 20''$) и яркие [$T_b \approx (1,5-2) \cdot 10^8$ К] источники поляризованного магнотормозного радиоизлучения, исходящего из оптически толстых гирорезонансных слоев (т. е. слоев, для к-рых частота принимаемого радиоизлучения кратна ω_{ce}) $2 \omega_{ce}$ (обыкновенные волны) и $3\omega_{ce}$ (необыкновенные волны), где ω_{ce} — гиросмагнитная частота электронов. Существование, что в источниках, связанных с пятнами, темп-ра достигает корональных значений уже на высотах $r \sim 1-2$ тыс. км, где магн. поле $H \sim 1000-1500$ Гс. Поляризация, атак к-рой соответствует необыкновенной волне, возникает в таких источниках вследствие того, что для опред. длины волны слой $3\omega_{ce}$ располагается в переходной области между хромосферой и короной на больших высотах, т. е. в области с большей темп-рой, чем уровень $2\omega_{ce}$.

Две др. составляющие S-компоненты имеют нетепловую природу и свидетельствуют о непрерывном ускорении электронов в активных областях. Это прежде всего меняющаяся составляющая — компактные ($\sim 10''$), яркие ($T_b \geq 5 \cdot 10^8$ К) радиостоянии, к-рые особенно хорошо наблюдаются на $\lambda \sim 6$ см и располагаются над линией раздела поляризатора фотосферного магн. поля, в верх. части корональных петель. Другая нетепловая составляющая имеет вид протяженного ($1-2'$) гало и характеризуется максимумом плотности потока на $\lambda \sim 10-15$ см.

Явно нетепловую природу имеет также НЧ-аналог S-компоненты — шумовые бури. Они фиксируются над крупными развивающимися активными областями, характеризуются сильной поляризацией и состоят из усредненного непрерывного фона (континуума) с $T_b \sim$

$\sim 10^7 - 10^8$ К и многочисленные дискретных всплесков разных типов. На $\lambda \sim 1-5$ м чаще всего наблюдаются т. н. всплески I типа — кратковременные (0,1—2 с) и узкополосные (2—10 МГц) элементы излучения. Конкретная картина неуровняного ускорения электронов в активных областях и механизм генерации всплесков I типа ещё не до конца ясны. Предполагается, что ускорение частиц происходит в результате локального магн. пересоединения в скрученных магн. петлях, на фронтах слабых ударных волн или в токовом слое корональных лучей, наблюдаемых над активными областями. При интерпретации континуума и всплесков I типа рассматривают разл. варианты плазменного механизма (возбуждение ленгмюровских или верхнегибридных волн с последующей конверсией этих волн в эл.-магн. излучение за счёт рассеяния на ионах или НЧ-турбулентности), а также циклотронного механизма (непосредств. генерация обыкновенных волн на ниж. гармониках гирочастот; см. *Волны в плазме*).

В шумовых бурях на $\lambda \leq 5$ м, а также на гектометровых волнах преобладают всплески III типа (см. ниже). В дециметровом диапазоне во время бурь наблюдаются также двойные дрейфующие всплески («зах»-всплески), узкополосные всплески с расщеплением по частоте ($\Delta f \sim 100$ кГц), др. тонкоструктурные элементы.

Наиб. интенсивные и разнообразные радиовсплески связаны с солнечными вспышками (рис. 7). В случае

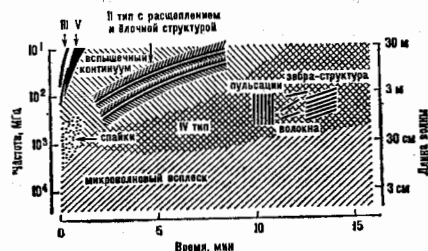


Рис. 7. Схема динамического спектра радиовсплесков, связанных с крупной вспышкой.

сравнительно слабых вспышек в сантиметровом диапазоне регистрируются всплески длительностью минуты — десятки минут, к-рые являются результатом нагрева плазмы в ниж. короне до $T \sim (1-5) \cdot 10^6$ К. В метровом диапазоне и на более длинных волнах такие события сопровождаются всплесками III типа. Это наиб. часто встречающийся вид активности в радиодиапазоне. Гл. свойства всплесков III типа — быстрый дрейф излучения от ВЧ к НЧ и гармонич. структура (однорем. излучение на частотах, относящихся как 2:1). Всплески III типа возникают вследствие возбуждения ленгмюровских волн потоками электронов, распространяющихся через корону и межпланетную среду со скоростью $\sim 10^8$ км/с (энергия электронов — десятки кэВ). (Дрейф по частоте обусловлен уменьшением плазменной частоты при движении электронов на более плотных областях в менее плотные.) Такая модель подтверждена прямыми измерениями на космич. аппаратах электронных потоков и генерирующей ими ленгмюровской турбулентности (см. *Турбулентность плазмы*). При этом излучение осн. тона появляется в результате рассеяния ленгмюровских волн на тепловых ионах или на НЧ-турбулентности, а излучение гармоника — вследствие комбинац. взаимодействия встречных ленгмюровских волн. Несмотря на эффект квазилинейной релаксации, поток электронов сохраняет способность генерировать всплески III типа на

всей трассе распространения от С. до Земли (см. *Взаимодействие частиц с ионами*). В сек-рых моделях это объясняется стабилизацией *пушковой неустойчивости* за счёт индуциров. рассеяния ленгмюровских волн на тепловых ионах или за счёт др. величинных эффектов, выводящих ленгмюровские волны из резонанса с потоком.

При распространении электронных потоков вдоль замкнутых магн. петель генерируются разновидности всплесков III типа со сменной направлением частотного дрейфа (U- и J-всплески), а при захвате электронов в замкнутых магн. петлях вслед за всплесками III типа на $\lambda \sim 3-10$ м появляется континуальное излучение — всплески V типа — длительностью от десятков секунд до минут. Этот тип радиоизлучения также интерпретируется в рамках плазменного механизма.

В отд. всплесках средней и большой мощности после всплесков III, V типов на $\lambda < 1,5-2$ м наблюдаются всплески II типа. Они тоже обнаруживают гармонич. структуру и дрейф сравнительно узких ($\Delta f/f \sim 0,1$) полос излучения от ВЧ к НЧ. Однако скорость дрейфа примерно в 100 раз ниже, чем у всплесков III типа. Это связано с тем, что агентом, инициирующим всплески II типа, являются *бесстационарные ударные волны*, распространяющиеся от вспышек со скоростью $\sim 10^4$ км/с. В разл. моделях рассматриваются квазиперпендикулярные или квазипараллельные ударные волны с магн. числом Маха $M < 2$ или $2 \leq M < 10$. Механизм генерации всплесков II типа по существу такой же, как и у всплесков III типа (т. е. плазменный), за исключением одной дополнит. стадии — ускорения частиц на фронте ударной волны. Об ускорении электронов свидетельствует т. в. влоачная структура — последовательность быстро дрейфующих элементов (миллисекундных всплесков III типа), выходящих из осн. полос излучения в сторону НЧ и ВЧ. Наблюдаемое во всплесках II типа частотное расщепление каждой из гармоник на две одинаковые полосы можно интерпретировать как плазменное излучение перед фронтом и за фронтом ударной волны или как следствие осцилляторной структуры фронта ударной волны.

В импульсных вспышках ударная волна, возбуждающая всплеск II типа, носит взрывной характер. В мощных длит. вспышках ударная волна, напротив, является поршневой (роль поршня играет корональный транзит), а сам всплеск II типа имеет продолжение на гектометровых и километровых волнах, т. е. при распространении ударной волны в межпланетном пространстве.

Большие вспышки сопровождаются также интенсивными микроволновыми всплесками со сложными временн. профилем и пространственной структурой. Здесь на фоне сравнительно плавных вариаций за время порядка минут на нач. фазе вспышки регистрируются многочисл. узкополосные ($\Delta f \sim 10-15$ МГц) и интенсивные выбросы излучения миллисекундного масштаба. Такие же выбросы, или спайки, наблюдаются в дециметровом диапазоне. Источник микроволновых всплесков — низкие корональные магн. петли, содержащие электроны с энергией десятки и сотни кэВ. Фоновое излучение с $T_b \sim 10^8-10^{11}$ К связывается с гиротронным (пиклотронным) излучением в магн. поле $H \sim 100-500$ Гс или с плазменным излучением в плотных ($N \sim 10^{11}-10^{13}$ см $^{-3}$) всплесковых ядрах. Миллисекундные спайки характеризуются наиб. высокой яркостью темп-рой (до 10^{15} К). Предполагается, что они представляют собой проявление отд. элементарных актов всплескового энерговыделения, отражают его фрагментарный характер и генерируются в результате маэрового циклотронного излучения (см. *Маэер на циклотронном резонансе*) на низких гармониках электронной гирочастоты.

В течение взрывной фазы крупных вспышек (практически одновременно с микроволновыми всплесками и всплесками III типа) во всём диапазоне от децимет-

ровых до дециметровых волн начинается излучение вспяшечного континуума, переходящее затем в широкополосный длительный и многокомпонентный всплеск IV типа. Такое континуальное излучение — следствие заполнения энергичными электронами магн. структур, находящихся на разных высотах над активной областью. При этом в *магнитных аэоушках* формируются неравномерное распределение электронов, развиваются конусные неустойчивости и реализуется плазменный механизм излучения. Часть энергичных электронов оказывается захваченной внутри областей плазмы или петлеобразных корональных транзитов, наблюдаемых в видимом диапазоне. В частности, изолированные движущиеся источники всплесков типа IVM удалась отодвигать с наиб. яркими и плотными образованиями вблизи вершины транзита, где электронная плотность повышена по сравнению с фоновой в 20—70 раз. Это даёт возможность интерпретировать метровые IVM-всплески на расстояниях от фотосферы $r \sim 1-1,5 R_{\odot}$ также в рамках плазменного механизма. При удалении источников IVM-всплесков на большие расстояния преобладающим становится гирисинхротронное излучение субрелятивистских электронов в областях плазмы с совств. магн. полем $H \sim 1-3$ Гс.

Всплески IV типа, особенно на дециметровых волнах, обладают богатой тонкой структурой. Здесь наблюдаются широкополосные пульсации с характерным временем ~ 1 с, всплески в поглощении, дрейфующие волокна, зebra-структура и т. д. Появление такого своеобразного радиоизлучения отражает структуру излучения самой корональной плазмы, а также указывает на сложный характер взаимодействия между разл. типами волн и частиц, к-рые происходит в короне на разл. стадиях всплеска.

Радиоизлучение С. широко используется в качестве индекса солнечной активности (напр., поток на $\lambda = 10,7$ см), а также для диагностики всплесков и краткосрочного прогнозирования тех эффектов, к-рые они вызывают на Земле (радица, условия в ближнем космосе, геомагн. бури, ионосферные возмущения и т. д.).

Лит.: Железяков В. В., Радиоизлучение Солнца и планет, М., 1964; его же, Электронные волны в космической плазме, М., 1977; Киллал С. А., Пилсбери Р. С. В., Цитогович В. Н., Физика плазмы солнечной атмосферы, М., 1977; Крюгер А., Солнечная радиострономия и радиофизика. Введение, пер. с англ., М., 1984.

И. М. Чертов.

Гамма-излучение Солнца регистрируется совр. приборами только во время всплесков (уровень γ -излучения спокойного С. слишком низок). Зарегистрировано 140 солнечных всплесков, сопровождающихся эмиссией измеримых потоков γ -квантов с энергией более 300 кэВ. Для 100 всплесков измерен энергетич. спектр γ -излучения и в 50 случаях обнаружены ядерные γ -линии. По длительности фронта (нарастания) и спада импульсов γ -излучения всплески удаётся разделить на импульсные (общая длительность не более 1 мкс при длительности фронта и спада отд. импульсов неск. секунд) и постельные (до 10—20 мин и неск. десятков секунд соответственно).

В результате взаимодействия ускоренных во всплесках протонов, α -частиц и более тяжёлых ядер с веществом солнечной атмосферы происходит возбуждение ядерных уровней, расщепление ядер, генерация новых элементов и изотопов (нуклидов). Возбуждённые ядра быстро излучают избыток энергии и переходят в осн. состояние. При этом каждый изотоп излучает свой характерный γ -квант (см. *Гамма-излучение*). Наиб. важные с астрофиз. точки зрения линии: 6,13 МэВ (^{40}Ca); 4,44 МэВ (^{12}C); 2,31 МэВ (^{24}Mg); 1,78 МэВ (^{28}Si); 1,63 МэВ (^{20}Ne); 1,37 МэВ (^{24}Mg); 1,24 МэВ и 0,85 МэВ (^{4}He). Эти линии образуются путём прямого возбуждения указанных ядер. Кроме того, имеются оцильные линии 0,48 МэВ (^7Li) и 0,43 МэВ (^7Be), к-рые образуются в реакциях синтеза $^4\text{He} (\alpha, p) ^7\text{Li}$ и $^4\text{He} (\alpha, n) ^7\text{Be}$. Вре-

мена жизни возбуждённых уровней пренебрежимо малы ($\leq 10^{-9}$) по сравнению с временами ускорения и торможения частиц и ядер. Поэтому приведённые γ -линии, называемые мгновенными, служат прекрасными хронометрами процессов ускорения и взаимодействия частиц.

Кроме мгновенных γ -линий в солнечной атмосфере генерируются т. н. задержанные γ -линии 2,22 МэВ и 0,51 МэВ. Задержка обусловлена конечным временем захвата нейтронов (см. *Радиационный газет*) водородом (линия 2,22 МэВ) и аннигиляцией позитронов (линия 0,51 МэВ). Нейтроны образуются в осн. в ядерных реакциях $^4\text{He} (p, n) ^3\text{He}$ и $^4\text{He} (p, 2p) ^3\text{He}$. Эти нейтроны сначала тормозятся в солнечном веществе до тепловых скоростей, а затем поглощаются протоном с генерацией γ -линии 2,22 МэВ либо ядром гелия-3 ($^3\text{He} (n, p) ^3\text{He}$) без генерации γ -квантов. Время торможения порядка неск. минут, и, как следует из теории, захват нейтронов имеет место в достаточно плотной среде (концентрация атомов более 10^{14} см $^{-3}$). Интенсивность γ -линии 2,22 МэВ даёт уникальную информацию о концентрации гелия-3 в фотосфере. Источником другой задержанной линии — аннигиляц. линии 0,51 МэВ являются позитронно-активные ядра ^{12}C , ^{12}N , ^{13}N , ^{14}O , ^{18}O , ^{19}Ne , к-рые генерируются в ядерных реакциях в солнечной атмосфере во время всплеска. Позитроны генерируются также путём распада β^+ -мезонов, образующихся в ядерных реакциях с участием высокоэнергичных протонов. Прежде чем произойдёт аннигиляция позитронов, они замедляются за счёт ионизац. и радиац. потерь от нач. энергий (сотни кэВ — десятки МэВ) до тепловых. Время задержки линии 0,51 МэВ определяется периодом полураспада радиоактивных ядер и временем замедления позитронов. Последнее зависит от плотности и величины магн. поля в области, где аннигилируют позитроны. Аннигиляция может быть свободной с генерацией двух γ -квантов с энергией каждого 0,51 МэВ или протекать через состояние квазиатома *позитрония*. Вероятность образования позитрония в состоянии со спином 0 составляет 25%, со спином 1—75%. В первом случае позитроний аннигилирует на два γ -кванта с энергией 0,51 МэВ каждый, во втором случае — на три γ -кванта, к-рые формируют непрерывный спектр в области энергии ниже 0,5 МэВ. Относит. вероятность двухфотонной и трёхфотонной аннигиляции определяется плотностью вещества в области генерации излучения. Ширина аннигиляц. линии определяется темп-рой этой области. Т. о., размер временной ход и энергетич. спектр аннигиляц. квантов, можно определить характеристики частиц замедления и аннигиляции позитронов.

γ -Спектроскопия солнечных всплесков позволяет определить изотопный и элементный состав не только той области солнечной атмосферы, где протекают ядерные реакции, но и состав потоков ускоренных частиц. Ширина ядерной γ -линии определяется кинематической реакцией, в к-рой данная линия генерируется. При возбуждении ядер солнечной атмосферы протонами и α -частицами линия упирается от 1 до 2%. Однако когда линия генерируется при взаимодействии ускоренного ядра с водородом и гелием солнечной атмосферы, ушрение достигает 25%. На рис. 8 приведён расчётный энергетич. спектр мгновенных γ -линий. В верх. части рисунка дан полный спектр (а), в нижней — только уширенный спектр γ -излучения ускоренных ядер (б). Полный спектр содержит разл. узкие линии, наиб. интенсивными из к-рых являются линии ^{14}O , ^{12}C , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^7Be . В уширенном спектре выделяется только две особенности между 4 и 5 МэВ (в осн. от ^{12}C и между 1 и 2 МэВ (от ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^7Be). Вклад уширенного компонента в общий спектр невелик. Однако во всплесках с обогащением ускоренных частиц тяжёлыми элементами вклад уширенного компонента оказывается существенным. На рис. 9 приведён пример измеренного в космос. эксперименте спек-

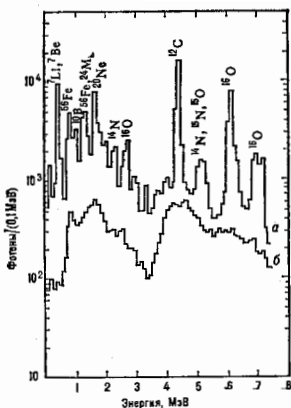


Рис. 8. Расчётный спектр мгновенных у-линий: а — полный, б — усуршенный. Ширина энергетического окна принята равной 100 МэВ, что соответствует экспериментальному значению для аппаратуры, используемой в космических экспериментах. По вертикальной оси — число фотонов в интервале энергий 0,1 МэВ.

тра γ -излучения от вспышки 27 апр. 1981, а также расчётный спектр. При этом предполагалось, что состав ускоренных ядер и вещества в области генерации у-линий такой же, как и в фотосфере. Видно, что в измеренном спектре чётко выделяются предсказанные теорией наиб. интенсивные линии. В то же время в наблюдаемом спектре имеется обогащение линиями тяжёлых элементов ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{56}Fe (область 0,8—2 МэВ) по сравнению с линиями CNO (4—8 МэВ). Отсюда следует, что состав ускоренных ядер в области генерации у-линий отличается от фотосферного, и, т. о., существует значит. отличие состава в разл. областях солнечной атмосферы.

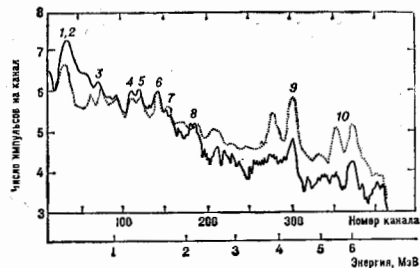


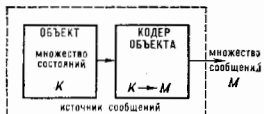
Рис. 9. Экспериментальный и расчётный (пунтир) спектры для вспышки 27 апреля 1981: 1) 0,43 (^7Li); 2) 0,28 (^6Li); 3) 0,85 (^{10}B); 4) 1,24 (^{12}C); 5) 1,37 (^{24}Mg); 6) 1,83 (^{28}Si); 7) 1,78 (^{56}Fe); 8) 2,31 (^{20}Ne); 9) 4,4 (^{12}C); 10) 6,13 (^{16}O). Энергия линий даны в МэВ.

Совместный анализ эксперим. данных по солнечному рентг. и γ -излучению, а также по потокам частиц в межпланетном пространстве позволяет сделать следующие выводы. В импульсных вспышках наиб. вероятный источник ускоренных частиц — плотная область с большим магн. полем B ($10^{11} \text{ см}^{-2} \leq B \leq 10^{13} \text{ см}^{-2}$,

$B \geq 300 \text{ Гс}$, N — концентрация частиц). Нерелятивистские и релятивистские электроны, протоны и ядра ускоряются в импульсной фазе солнечной вспышки. Ускорение электронов (до релятивистских энергий), протонов и ядер (по крайней мере, до неск. десятков МэВ) происходит одновременно и быстро (в пределах времени разрешения эксперим. аппаратуры, $\sim 1 \text{ с}$). Пока нет обоснованной модели одновременного и столь быстрого ускорения электронов и протонов. Не исключена возможность ещё более быстрого ($< 1 \text{ с}$) ускорения протонов до десятков и сотен МэВ. Солнечные вспышки, от к-рых удалось зарегистрировать высокоэнергетичные нейтроны (вплоть до 10^8 МэВ) и γ -кванты (до 150 МэВ), имеют тенденцию локализовываться у лимба. Это явление (лимбовое урчнение) легко объяснить на примере нейтронов. Согласно теории, высокоэнергетичные нейтроны движутся в осн. в направлении движения генерирующих их протонов. Поэтому нейтроны, зарегистрированные вблизи Земли, должны быть образованы теми протонами, к-рые в атмосфере С. двинулись в сторону Земли. Для вспышек вблизи лимба путь и толща вещества, проходящие в атмосфере С. протонами (движущимися в направлении Земли), наибольшие. Следовательно, кол-во нейтронов (пропорциональное толще вещества, пройденной протонами), зарегистрированное вблизи Земли для лимбовых вспышек, будет больше, чем для вспышек на диске С. Т. о., при данной чувствительности аппаратуры вероятность регистрации нейтронов будет тем больше, чем ближе область вспышки к лимбу.

Лит.: Кочаров Т. Е., Новые данные о генерации ядерных частиц в импульсной фазе солнечных вспышек. АУФН, 1982, т. 137, с. 532; в то же ж. Солнечные «кванты и нейтроны». Изв. АН СССР, Сер. физ., 1983, т. 47, № 9, с. 1716; Кочаров Л. Г., Кочаров Г. А., Generation of high energy neutral radiation in flare loops, «Solar Phys.», 1980, v. 125, p. 67. Г. Е. Кочаров.

СООБЩЕНИЕ — совокупность знаков (символов), несущая информацию. Процесс создания С. может быть рассмотрен на примере следующей модели (рис.).
Некий объект принимает состояние k из множества K и в данный момент находится в одном из них ($k \in K$). Множество K может быть конечным или бесконечным, дискретным или непрерывным (непрерывная характеристика объекта является, напр., температура тела, дискретной — состояние триггера). Устройство,



называемое кодером объекта, позволяет поставить в соответствие данному состоянию $k \in K$ m из множества S, m , т. е. происходит отображение $K \rightarrow M$. Совокупность объекта и его кодера наз. источником С. Отдельное $S, m \in M$ представляет собой слово, записанное в век-ром алфавите. Если длина слова конечна и ограничено число букв в алфавите, то множество S в рамках подобной модели дискретно и конечно, что соответствует реальным системам сбора и обработки информации. Если состояние объекта характеризуется непрерывными значениями величины n , т. о., множество K — интервал, а множество M — дискретно и конечно, кодирование осуществляется специфич. процедурой аналого-цифрового преобразования (см. также Сигнал, Кодирование информации, Теория информации).

А. Н. Ефимов.
СООТВЕТСТВЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ — состояния вещества, имеющие одинаковые приведенные значения термодинамич. величин (тем-ры, давления, объёма и т. п.). Напр., при описании критической точки жид-

кость — пар вводят приведенные темп-ру $T' = T/T_c$, давление $P' = P/P_c$ и объём $V' = V/V_c$, где T_c , P_c , V_c — значения соответствующих величин в критич. точке. *Уравнения состояния* разл. веществ, записанные через приведенные термодинамич. величины, совпадают. Это утверждение наз. з а к о н о м С. С. Напр., используемое при описании фазового перехода жидкость — пар ур-ние Ван-дер-Ваальса в приведенных переменных приобретает универсальный вид, не содержащий характеристик конкретного вещества:

$$(P' + 3/V'^2)(3V' - 1) = 8T'.$$

Т. о., равенство приведенных значений двух величин (напр., темп-ры и объёма) для двух веществ приводит к равенству для них и третьей величины (давления). Закон С. с. является общим утверждением, не связанным с конкретным видом ур-ния состояния.

Обобщение понятия С. с. обусловлено изоморфностью критич. явлений в разл. физ. системах (см. табл. в ст. *Критические явления*). Флукуац. теория *фазовых переходов* 2-го рода в таких системах, основанная на представлении о *масштабной инвариантности*, позволяет сформулировать закон С. с. в иной форме: всякая безразмерная (по отношению к масштабным преобразованиям) комбинация термодинамич. величин, характеризующих фазовый переход, зависит от одного безразмерного параметра $x = \hbar^2 t^{-d}$, где $t = T/T_c - 1$, \hbar — обобщённое поле, сопряжённое параметру порядка, γ , β — критические показатели восприимчивости и параметра порядка (см. также *Приведённое уравнение состояния*).

Лит.: В а н д а у Л. Д., Д и ф ф и н Е. М., *Статистическая физика*, ч. 1, 3 изд., М., 1976; С т е п л я Г. Ф., *Фазовые переходы и критические явления*, пер. с англ., М., 1973; П а в л о в с к и й А. З., П о к р о в с к и й В. Л., Флукуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; М. В. Фейнман.

СООТВЕТСТВИЯ ПРИНЦИП — постулат квантовой механики, требующий совпадения её физ. следствий в предельном случае больших квантовых чисел с результатами классич. теории. Квантовые эффекты существуют лишь при рассмотрении микрообъектов, когда величины размерности действия сравнимы с постоянной Планка \hbar . Если квантовые числа, характеризующие состояние физ. системы (напр., орбитальное квантовое число l), велики, то система с высокой точностью подчиняется классич. законам. С формальной точки зрения, С. п. означает, что в пределе $\hbar \rightarrow 0$ квантовомеханич. описание физ. объектов должно быть эквивалентно классическому.

Часто под С. п. понимают следующее более общее положение. Любая новая теория, претендующая на более глубокое описание физ. реальности и на более широкую область применимости, чем старая, должна включать последнюю как предельный случай. Напр., релятивистская механика (см. *Относительность теории*) в пределе малых скоростей ($v \ll c$) переходит в классическую. Формально переход осуществляется при $c \rightarrow \infty$.

Когда осн. положения теории уже сформулированы, С. п. представляет в осн. иллюстративный интерес и подчёркивает преемственность теоретич. построений. В ряде случаев С. п. помогает развить приближённые методы решения задач. Так, если в данной конкретной физ. проблеме \hbar можно считать малой величиной, то это равносильно т. н. *квазиклассическому приближению* квантовой механики. При этом нерелятивистское волновое *Шрёдингера уравнение* в пределе $\hbar \rightarrow 0$ приводит к классич. ур-нию Гамильтона — Якоби. Однако в период возникновения новой теоретич. дисциплины, когда её принципы во многом ещё неясны, С. п. имеют самостоятел. значен.

С. п. был выдвинут Н. Бором (N. Bohr) в нач. 1920-х гг. в связи с проблемой спектров испускания и поглощения атомов. В созданной позже последовательной *квантовой механике* особенности атомных

спектров были объяснены на более глубокой основе, однако существ. черты её матем. аппарата определялись С. п. Напр., на С. п. следует, что коммутир. соотношения для разл. величин квантовой теории даются классическими *Пуассона скобками*, что *гамма-матрица* физ. системы выражается через обобщённые координаты и импульсы так же, как и в классич. механике, и т. п. Значение С. п. далеко выходит за рамки квантовой механики. Им широко пользуются в квантовой теории поля, теории элементарных частиц, и без сомнения, он войдёт составной частью в любую новую квантовую теорию.

Лит.: В о р Н., Три статьи о спектрах и строении атомов, пер. с нем., М. — П., 1923. См. также лит. при ст. *Квантовая механика*. О. И. Зельдов.

СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ — см. *Неопределённости соотношения*.

СОПЛО — канал (труба) переменного по длине поперечного сечения, предназначенный для разгона жидкостей или газов до заданной скорости и придания потоку заданного направления. Служит также устройством для получения газовых и жидкостных струй. Поперечное сечение С. может быть прямоугольным (плоские С.), круглым (осесимметричные С.), иметь форму кольца [кольцевые С., С. с центр. телом] или произвольную форму, в т. ч. форму эллипса или многоугольника (пространственные С.).

С. широко используются в технике: в паровых, водяных и газовых турбинах, в ракетных и воздушнореактивных двигателях, в *газодинамических лазерах*, в магнетогидродинамич. установках, в *аэродинамических трубах* и на газодинамич. стендах, при создании молекулярных пучков, в хим. технологии, в струйных аппаратах, в процессах дутья и др.

В С. происходит непрерывное увеличение скорости в жидкости или газа в направлении течения — от начального (обычно малого) значения v_0 во входном сечении С. до наиб. скорости v_2 на выходе С. При движении в С. внутрь, энергия рабочего тела преобразуется в кинетич. энергию вытекающей струи, сила реакции к-рой, направленная противоположно скорости истечения, наз. тягой. В силу закона сохранения энергии одновременно с ростом скорости в С. происходит непрерывное падение давления и темп-ры от их нач. значений p_0 , T_0 во входном сечении С. до наим. значений p_2 , T_2 в выходном. Т. о., для реализации течения в С. необходим нек-рый перепад давления, т. е. выполнение условия $p_0 > p_2$.

Если считать движение жидкости или газа по С. изотропным (см. *Изотропный процесс*) и стационарным и рассматривать средние по поперечному сечению S значения давления p , скорости v , плотности ρ и скорости звука c (одномерное приближение), то из Эйлера ур-ния

$$v dv/dx = -\rho^{-1} dp/dx \quad (1)$$

(x — координата вдоль сопла), *неразрывности уравнения* $\rho v S = \text{const}$ и выражения скорости звука $c^2 = dp/d\rho$ получаем ур-ние

$$(v^2 - c^2) dv/dv = c^2 dS/S. \quad (2)$$

Из него видно, что при $v < c$ (дозвуковое течение по С.) знак dv противоположен знаку dS , т. е. для того, чтобы скорость течения по С. росла ($dv > 0$), площадь сечения с ростом x должна уменьшаться ($dS < 0$), а при $v > c$ (сверхзвуковое течение по С.) знаки dv и dS одинаковы, т. е. для получения роста скорости ($dv > 0$) необходимо увеличивать и площадь S вдоль С. ($dS > 0$). Физически это связано с тем, что при сверхзвуковой скорости течения газы из-за влияния сжимаемости плотности газа падают быстрее, чем растёт скорость вдоль С., и в силу ур-ния неразрывности для компенсации быстрого падения плотности необходимо увеличивать площадь S . Если $v = c$, то $dS = 0$ и ф-ция $S(x)$ прини-

мает экстремальное (минимальное) значение. Т. о., дозвуковое С. имеет сужающуюся форму (рис. 1).

Наиб. скорость, к-рую можно получить в сужающемся С., равна скорости звука и достигается в его выходном (наиб. узком) сечении. Сверхзвуковое С., называемое также соплом Лаваля по имени его изобретателя — швед. инженера К. Г. П. де Лавала (K. G. P. de Laval), имеет сначала сужающуюся, а затем расширяющуюся форму (рис. 2). Давление p_c в выходном

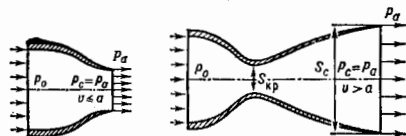


Рис. 1. Схема дозвукового сопла.

Рис. 2. Схема сверхзвукового сопла.

сечения дозвукового С. всегда равно давлению p_a в окружающей среде, куда происходит истечение из С. ($p_c = p_a$). При возрастании p_0 и неизменном p_a скорость v_c в выходном сечении дозвукового С. сначала увеличивается, а после того как p_0 достигнет некой определенной величины, v_c становится постоянной и при дальнейшем увеличении p_0 не изменяется. Такое явление наз. кризисом течения в С. После наступления кризиса ср. скорость истечения из дозвукового С. равна местной скорости звука ($v = c$) и наз. критической скоростью. В этом случае все параметры газа в выходном сечении С. также наз. критическими, а С. наз. звуковым.

В сверхзвуковом С. критическим наз. его наиб. узкое сечение. Кривая линия, на к-рой реализуется переход от дозвуковой к сверхзвуковой скорости течения (линия $v = c$), расположена в области мин. сечения С., поэтому ср. скорость в критич. сечении всегда близка к скорости звука. Относит. скорость $v_c/c = M_c$ и давление p_c/p_0 в выходном сечении сверхзвукового С. зависят только от отношения площади выходного сечения S_c к площади критич. сечения и не зависят в широких пределах от изменения относит. давления p_0/p_a . Давление в выходном сечении сверхзвукового С. может быть равно давлению в окружающей среде ($p_c = p_a$); такой режим течения в С. наз. расчётным, в противном случае — нерасчётным. Нерасчётные режимы характеризуются образованием волн разрежения вне С. в случае $p_c > p_a$ или ударных волн вне или внутри С. в случае $p_c < p_a$. Когда поток проходит через систему волн разрежения или ударных волн, давление становится равным p_a .

В более общем случае течения неадиабатического и неадиабатич. течения в С. у-ние типа (2) включает члены, учитывающие трение, подвод или отвод теплоты, массы и механич. работы к рабочему телу. С учётом этих воздействий переход скорости течения через скорость звука может происходить не только в геометрическом — сначала сужающемся, а затем расширяющемся С., но и при изменении знака воздействия на поток в канале пост. сечения. Так, дозвуковой поток в таком канале ускорится при подводе теплоты (теплое С.) или массы (растущее С.), совершении газом мех. работы (механическое С.), а сверхзвуковой — при изменении знака этих воздействий на обратный. Под влиянием одностороннего воздействия величину скорости газового потока можно довести только до критической (до скорости звука), но нельзя перевести через неё.

Изменение скорости вдоль геом. С. определяется законом изменения площади $S(x)$ по длине С. Контур С., т. е. вид ф-ции $S(x)$ в одностороннем приближении,

определить нельзя. Поэтому развита теория двумерных (плоских и осесимметричных) и трёхмерных (пространственных) течений в С., основанная на решении (гл. обр. численными методами с использованием ЭВМ) осн. дифференц. у-рий газовой динамики с соответствующими граничными и нач. условиями. В теории С. решаются две задачи: прямая — определение течения в С., контур к-рого задан, обратная — определение контура С., обладающего к. л. заданными свойствами. Напр., в аэродинамич. трубе С. должно обеспечить создание на выходе, т. е. в рабочей части аэродинамич. трубы, однородного (по величине и направлению) потока с заданной скоростью (или Маха числом $M_c = v/c$), а контур С. ракетных и воздушно-реактивных двигателей определяется так, чтобы получить макс. импульс потока на выходе С. (макс. тягу) при заданных ограничениях массы и габаритов С. Чтобы удовлетворить поставленным требованиям в широком диапазоне изменения условий течения (напр., изменения числа Маха С. аэродинамич. труб, скорости и высоты полёта летат. аппарата с ракетным или воздушно-реактивным двигателем), применяют регулируемые С. В сверхзвуковых С. аэродинамич. труб и дозвуковых С. двигателей применяют механч. регулирование площади критич. сечения С. $S_{кр}$, что позволяет путём изменения отношения $S_{кр}/S_c$ изменять число Маха и давление на выходе С., а в сверхзвуковых С. двигателей с той же целью кроме регулирования $S_{кр}$ используют выдвижные (телескопические), раскрываемые и разворачивающиеся насадки, дискретным образом изменяющие S_c .

Теория С. рассматривает течение реального рабочего тела в С. и учитывает трение, теплообмен рабочего тела со стенками С., наличие в газовом потоке жидких и твёрдых частиц (см. *Двуфазное течение*), неравновесные хим. реакции и физ. процессов возбуждения внутр. степеней свободы молекул, переноса лучистой энергии, воздействия эл.-магн. полей и др. Все эти процессы, связанные с отличием рабочего тела от идеального газа, приводят к возникновению ряда видов потерь в С., уменьшающих тягу двигателей или вид турбин. Развитие теории С. дало ответ на многие принципиальные вопросы изучения движения жидкостей и газов. Наряду с теорией С. разработаны сложные эксперим. методы исследования течения в С., требовавшие создания спец. гидродинамич. установок и газодинамич. стендов, а также системы измерения сил и параметров течения.

Лит.: Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 3 изд., ч. 1—2, М., 1981; Стерли и Л. Е., Основы газодинамики двухфазных течений в соплах, М., 1974; Пирумов В. У. Г., Росликов Г. С., Течения газа в соплах, М., 1978. С. Л. Вишневецкий.

СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ — активное сопротивление антенны или любого др. излучателя, потеря мощности в к-ром эквивалентна её утрате волнами в окружающее пространство, т. е. излучению. Обычно С. и вводит как составляющую входного сопротивления антенны $Z_{вх}$ при подключении последней к линии передачи с волновым сопротивлением Z_0 . Для простейшей эквивалентной схемы последовательно соединённых сопротивлений $Z_{вх} = R_x + R_{п} + iX_x$, где $R_x = C. и.$, $R_{п}$ — сопротивление омических потерь, X_x — реактивное сопротивление, обусловленное полями в реактивных элементах антенны (ёмкостях и индуктивностях), а также в полях сточных волн, сосредоточенных в её окрестности (иногда эту часть реактивного сопротивления называют реактисмом излучения). Идеальное согласование идеального излучателя ($R_{п} = 0$) с идеальной линией ($Im Z_0 = 0$) достигается при выполнении условий $X_x = 0$, $R_x = R_0$. М. А. Миллер.

СОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТНОЕ — см. *Магнитное сопротивление*.

СОПРОТИВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ — см. *Электрическое сопротивление*.

СОПРЯЖЕННЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ в голограмме и — изображения, сформированные волнами с комплексно-сопряженными амплитудами. Одновременно два С. и. возникают при восстановлении двумерных голограмм. Явление обусловлено неоднозначностью восстановления объектного волнового поля по записи картины интерференции между объектами и опорным излучением на двумерном носителе (см. *Голография*).

Распределение интенсивности в интерференц. картине, регистрируемой на голограмме, может быть записано следующим образом:

$$I(x, y) = |A_1(x, y)|^2 + |A_2(x, y)|^2 + A_1^*(x, y)A_2(x, y) + A_2(x, y)A_1^*(x, y), \quad (1)$$

где $A_1(x, y)$ — амплитуда волны, распространяющейся от объекта; $A_2(x, y)$ — амплитуда опорной волны. Знаком * обозначает комплексное сопряжение. Если после фотохим. обработки фотоматериала коэф. амплитудного пропускания голограммы пропорционален экспозиции, то при освещении голограммы волной с амплитудой A_2 поле за голограммой может быть записано следующим образом:

$$A(x, y) = K[|A_2(x, y)| |A_1(x, y)|^2 + A_2(x, y) |A_1(x, y)|^2 + |A_2(x, y)|^2 A_1(x, y) + A_2(x, y) A_1^*(x, y)]. \quad (2)$$

Здесь K — коэф. пропорциональности. Пусть при записи и восстановлении изображения используется плоская опорная волна, тогда $|A_2(x, y)|^2$ — пост. величина и третье слагаемое в (2) описывает компоненту поля, амплитуда к-рой пропорциональна амплитуде волны $A_1(x, y)$, распространяющейся от объекта при записи голограммы. Эта компонента формирует мнимое изображение объекта. Последнее слагаемое в (2) пропорционально комплексно-сопряженной амплитуде исходной объектной волны, формирующей сопряженное действит. изображение. При записи голограмм по схеме Габора оба С. и. и фон, определяемые первыми двумя слагаемыми в (2), находятся на одной оси, что затрудняет наблюдение восстановленных изображений. Этот недостаток отсутствует у голограмм, зарегистрированных по схеме Лейта, где С. и. и фон разнесены в пространстве таким образом, что могут наблюдаться раздельно.

При записи картины интерференции между объектным и референтным излучением в объеме регистрирующей среды формируются трехмерные голограммы. Эти голограммы при соответствующем выборе толщины слоя восстанавливают одно изображение. Для восстановления таких голограммами С. и. используют восстанавливающую волну, сопряженную опорной. В случае плоской опорной волны требование сопряженности обеспечивается антипараллельностью распространения восстанавливающей волны. В случае расходящейся опорной волны в качестве восстанавливающей служит волна, сходящаяся к источнику опорной волны. Наряду с методами формирования сопряженных волн и изображений с помощью стационарных голограмм существуют методы, основанные на использовании динамич. голограмм.

Лит.: Гудмен Дж., Введение в Фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970; Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., 1973; Оптическая голография, под ред. Г. Коллфелда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982.

А. Д. Гальперин

СОПРЯЖЕННЫЕ ТОЧКИ в оптике — две точки, к-рые по отношению к оптч. системе являются одна — объектом, вторая — его изображением; при этом вследствие обратности световых лучей объект и изображение могут взаимно меняться местами. Понятие С. т. вполне строго применимо только к идеальным безаберрац. оптч. системам (см. *Геометрическая*

оптика), для к-рых каждой точке пространства предметов соответствует одна и только одна точка пространства изображений.

СОПУТСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА — система отсчета, связанная с рассматриваемой системой тел (сплошной средой); пространственные координаты этой системы тел (часть сплошной среды) в С. с. о. не изменяются при их движении, т. е. тела покоятся относительно С. с. о. Показания часов каждого тела С. с. о. (часов, движущихся вместе с телом) наз. истинными, или *собственными* временем этого тела. Темп течения собств. времени на разных телах С. с. о. может быть разным. Напр., если тела движутся в неоднородном гравитацион. поле, то периоды маятниковых часов тел, расположенных в точках с разными ускорениями силы тяжести, будут разными. Для измерения расстояний в С. с. о., как и в любой др. системе отсчета, надо ввести эталон расстояния. Обычно эталон определяют, используя постулат теории относительности о постоянстве скорости света во всех системах отсчета. Эталон расстояния можно определить как расстояние, прошедшее светом в единицу собств. времени данного тела. Из-за зависимости собств. времени от скоростей тел (относительно инерциальной системы отсчета) и их взаимодействий эталон расстояний на этих телах могут быть различны. В случае, когда С. с. о. связана с движением одного тела, её называют также *собственной системой отсчета*.

И. К. Роговацкая

СОРБЦИЯ (от лат. sorbere — поглощать) — поглощение твердым телом или жидкостью (сорбентом) жидкости или газа (сорбата) из окружающей среды. Поглощение вещества на газовой фазе всем объемом жидкого сорбента наз. *абсорбцией*, всем объемом твердого тела — *окклюзией*. Поглощение вещества поверхностью сорбента наз. *адсорбцией*. Извлечение жидкости и-л. компонента из др. жидкости наз. *экстракцией* И. При С. паров пористыми телами происходит *капиллярная конденсация*. Обычно одновременно протекает неск. сорбционных процессов.

СОРЕ ПЛАСТИНКА — то же, что *зонная пластинка*. **СОРЕ ЭФФЕКТ** — *термодиффузия* в растворах. Назван в честь Ш. Соре (Ch. Soret), впервые исследовавшего термодиффузию (1879).

СОСТАВНОЕ ЯДРО (компаунд-ядро) — ядерная система, образующаяся в ходе *ядерных реакций* в результате слияния налетающей частицы с ядром-мишенью. С. я. неустойчиво и через нек-рое время распадается на конечные продукты реакции. Энергия, внесенная частицей, распределяется между всеми степенями свободы С. я. подобно тому, как это происходит при нагреве тел. Вследствие статич. флуктуаций одна или неск. ядерных частиц могут приобрести энергию, превышающую её ср. значение и позволяющую им покинуть «нагретое» ядро. Этот процесс, аналогичный испарению жидкости, приводит к распаду С. я. Ср. время жизни С. я. (10^{-22} — 10^{-21} с) во много раз больше времени пролета быстрой частицы через область пространства, занимаемую ядром. Существование С. я. проявляется в резонансной энергетич. зависимости вероятности реакции — при определ. энергиях налетающей частицы наблюдаются резкие максимумы сечений реакции, соответствующие состояниям С. я. Представление о С. я. впервые высказано Н. Бором (N. Bohr) в 1936; ядея об аналогии между С. я. и нагретой жидкостью принадлежит Я. И. Френкелю; основанная на ней термодинамич. теория С. я. была впервые развита в 1936—37 Х. Бете (H. Bethe), В. Вайскопфом (V. Weisskopf) и Л. Д. Ландау.

Лит. см. при ст. *Ядерные реакции*, *Ядро атома*.

И. С. Шапиро

СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ лептонов и кварков — модели, в к-рых лептоны и кварки рассматриваются как связанные состояния нек-рых гипотетич. элементарных частиц — *преонов*. Известны три

поколения лептонов и кварков (см. *Поклонения фермионов*). С учётом цвета кварков и спиральности это составляет 45 двухкомпонентных вейлевских состояний (см. *Вейля уравнение*). Столь большое число кварков и лептонов наводит на мысль об их возможном составном характере. Существует много конкретных С. м., однако ни одна из них не обладает явным преимуществом перед другими. Одной из первых С. м. является модель Пати и Салама [4]. Заметную популярность получила модель Харари и Шуне [2], к-рая содержит мин. число преонов, однако в ней игнорируются мн. динамич. вопросы. Общ. проблемы, характерные практически для всех С. м., следующие.

Экспериментально установлено, что эфф. размер лептонов и кварков не превышает $\sim 10^{-18}$ см. Если кварки и лептоны состоят из преонов, то радиус соответствующих состояний должен быть мал, $r_0 < 10^{-18}$ см. Наиб. естеств. гипотеза заключается в том, что эти связанные состояния образуются за счёт механизма конфайнмента (пленения) век-рога «металлента», подобно тому, как обычные адроны представляют собой бесцветные связанные состояния цветных кварков и глюонов (см. *Удержание цвета*). Такое объяснение порождает, однако, следующую проблему. При $r_0 < 10^{-18}$ см естеств. масштаб массы таких состояний является величиной $m \sim \hbar/cr_0 \geq 100$ ГэВ. Между тем кварки и лептоны имеют значительно меньшую массу.

Ситуация обостряется ещё больше в моделях, в к-рых не запрещены переходы между фермионами разных поколений за счёт простого перераспределения в них преонов, и особенно в моделях, где благодаря такому же механизму возможны переходы кварк-лептон. В этих моделях радиус r_0 должен быть очень мал, и соответственно масса связанных состояний очень велика. Напр., в моделях, в к-рых кварки и лептоны образуются из одних и тех же преонов, для того чтобы избежать быстрого распада протона, r_0 должен по порядку величины совпадать со шкалой т. н. *великого объединения*, т. е. естеств. масштаб массы связанных состояний должен быть $\geq 10^{16}$ ГэВ.

Возможный выход из положения состоит в том, что глобальная киральная симметрия металлентного сильного взаимодействия не нарушена спонтанно на преонном уровне, в отличие от обычной киральной симметрии, к-рая, как известно, нарушается на кварковом уровне. Тогда связанные состояния преонов с фермионами квантовыми числами остаются безмассовыми, но зато отсутствуют безмассовые псевдоскалярные *голдстоуновские бозоны* — аналог пионов в обычной квантовой хромодинамике.

В работах [3—4] было указано, что если киральная преонная симметрия не нарушена, то должна существовать определённая связь между т. н. *аномалиями* в дивергенциях токов, построенных из преонов, и токов с теми же квантовыми числами, построенных из кварков и лептонов (т. н. *согласование аномалий*). В работе [4] условие сокращения аномалий на преонном и кварк-лептонном уровнях использовалось в конкретной модели для доказательства существования в ней числа поколений, равного трём. В работе т. Хофста [3] был продемонстрирован весьма общий характер подобных условий и показано, что они накладывают жёсткие ограничения на конкретный вид составных моделей. В этой же работе сформулировано дополнение, требующие к требованию согласования аномалий на преонном и кварк-лептонном уровнях — т. н. *условие отщепления*. Последнее состоит в том, что если масса к.-н. преона стремится к бесконечности, все связанные состояния, содержащие этот преон, выпадают из спектра, а оставшиеся состояния должны удовлетворять требованию согласования аномалий. Следует отметить, что условие отщепления представляется значительно менее обоснованным по сравнению с осн. условием согласования аномалий.

В качестве примера применения условия согласования аномалий можно привести составную модель, предложенную в работе [5]. В этой модели предполагается, что кварки и лептоны принадлежат одному определ. представлению группы великого объединения, а преоны — её синглярному представлению. Предполагалось также, что составные фермионы являются трёхпреонными композициями. Оказалось, что при этих гипотезах условие согласования аномалий т. Хофста однозначно приводит к группе *SU(8)*. Эта группа может включать в виде связанных состояний преонов три поколения фермионов с правильными квантовыми числами.

Лит.: 1) Pati J. C., Salam A., Lepton number as the fourth «color», «Phys. Rev.», 1974, v. D 10, p. 275; 2) Hara G. H., A schematic model of quarks and leptons, «Phys. Lett.», 1970, v. 36 B, p. 83; 3) Hara G. H., A composite model of leptons and quarks, там же, p. 87; 3) Hoff G. G., Cargèse summer institute lectures, 1979; 4) Ансельми А. А., Проблема семейства частиц и составные *SU(5)* декуплеты, «Лисьма в ЖЭТФ», 1980, т. 31, с. 150; 5) то же, Проблема поколений частиц и матричная структура лептонов и кварков, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 40; 5) Чкаев Е. И. Д. И. Л., Кварк-лептонные семейства: от *SU(5)* к *SU(8)*-симметрии, «Лисьма в ЖЭТФ», 1980, т. 32, с. 58.

СОХРАНЕНИЯ ЗАКОНЫ — физ. закономерности согласно к-рым численные значения век-рых физ. величин не изменяются со временем в любых процессах или в определ. классе процессов. Полное описание физ. систем возможно лишь в рамках динамич. законов, к-рые детально определяют изменение состояния системы с течением времени. Однако во мн. случаях динамич. закон для данной системы неизвестен или слишком сложен. В такой ситуации С. з. позволяют сделать век-рые заключения о характере поведения системы. Важнейшими С. з., справедливыми для любых изолиров. систем, являются законы сохранения энергии, импульса, угл. момента, электрич. заряда. Кроме всеобщих существуют С. з., справедливые лишь для огранич. классов систем и явлений.

Большую роль С. з. играют в квантовой теории, в частности в теории элементарных частиц. С. з. определяют *отбора правила*, согласно к-рым реакции с частицами, к-рые привели бы к нарушению С. з., не могут осуществляться в природе. В дополнение к перечисленным С. з., имеющимся и в физике макроскопич. тел, в теории элементарных частиц возникло много специфич. С. з., позволяющих интерпретировать наблюдаемые на опыте правила отбора. Таков, напр., закон сохранения *барионног. числа*, выполняющийся с очень высокой точностью во всех видах фундам. взаимодействий. Существуют и приближённые С. з., выполняющиеся в одних процессах и нарушающиеся в других. Такие С. з. имеют смысл, если можно указать класс процессов, в к-рых они выполняются. Напр., законы сохранения *странности, изотопического спина, пространственной чётности* строго выполняются в процессах, протекающих за счёт *сильного взаимодействия*, но нарушаются в процессах *слабого взаимодействия*. Эл.-магн. взаимодействие нарушает закон сохранения изотопич. спина. Т. о., исследуя элементарных частиц вновь напоминали о необходимости проверить существующие С. з. в каждой области явлений. Так, считавшийся абсолютно строгим закон сохранения барионног. числа на основании теоретич. аргументов подвергается сомнению. Проводятся сложные эксперименты, имеющие целью обнаружить возможные слабые нарушения этого закона.

С. з. тесно связаны со свойствами *симметрии* физ. систем. При этом симметрия понимается как инвариантность физ. законов относительно нек-рой группы преобразований входящих в них величин. Наличие симметрии приводит к тому, что для данной системы существует сохраняющаяся физ. величина (см. *Нетер теорема*). Т. о., если известны свойства симметрии системы, можно найти для неё законы сохранения, и наоборот.

Как отмечалось, законы сохранения энергии, импульса, угл. момента обладают всеобщностью. Это

обусловлено тем, что соответствующие симметрии можно рассматривать как симметрии пространств-времени (мира), в к-ром движутся материальные тела. Так, сокращение энергии связано с однородностью времени, т. е. с инвариантностью физ. законов относительно изменения начала отсчёта времени; сохранение импульса и момента связаны соответственно с однородностью пространства (инвариантность относительно пространственных сдвигов) и изотропностью пространства (инвариантность относительно вращений пространства). Поэтому проверка механич. С. в. есть проверка соответствующих фундам. свойств пространства-времени. Долгое время считалось, что кроме неречисленных элементов симметрии пространство-время обладает зеркальной симметрией, т. е. инвариантно относительно пространственной инверсии. Тогда должна была бы сохраняться пространственная чётность. Однако в 1957 было экспериментально обнаружено несохранение чётности в слабом взаимодействии, поставившее вопрос о пересмотре взглядов на глубокие свойства геометрии мира.

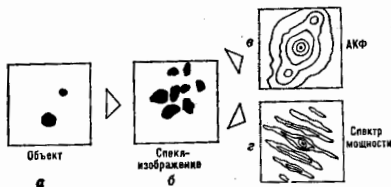
В связи с развитием теории гравитации (см. *Тяготение*) намечается дальнейший пересмотр взглядов на симметрии пространства-времени и фундаментальные С. в. (в частности, на законы сохранения энергии и импульса).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; Фейнман Р., Характер физических законов, пер. с англ., М., 1988; Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971; **СПЕКТЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ** в астрономии — метод наземных оптич. наблюдений, основанный на анализе тонкой структуры «мгновённых» изображений космич. объектов. С.-и. позволяет получать высокое угл. разрешение при наличии атм. искажений изображения.

В отсутствие атмосферы разрешение идеального (без аббераций) телескопа определяется усл. размером дифракц. кружка, т. е. равно $1,22 \lambda/D$ радian (где λ — длина волны, D — диаметр объектива); шаг, при δ -метрового оптич. телескопа эта величина $\approx 0,02''$. Из-за искажений волнового фронта в атмосфере и в результате «мгновённого» изображения точки в реальном телескопе распадается на множество дифракц. пятен (с характерным размером λ/D), распределённых в области размером $d \sim 1''$ (спекл-изображение). Вместе с изменением атм. искажений изменяется и структура изображения (характерное время $\approx 0,02$ с), поэтому при обычных для астрономии экспозициях она размывается. В результате изображение точки представляет собой пятно размером d , т. е. разрешение телескопа существенно ухудшается. При помощи анализа тонкой структуры серии изображений, зарегистрированных с короткой ($\approx 0,02$ с) экспозицией, в методе С.-и. удаётся достичь разрешения наземных телескопов до дифракц. предела ценой потери чувствительности.

В 1970 А. Лабейри (A. Labeyrie) показал, что наблюдаемые в «мгновённых» изображениях звезд дифракц. пятна в принципе тождественны спеклам, наблюдаемым при освещении предметов лазером, и возникают за счёт интерференции в фокусе телескопа волны, полученных в атмосфере случайные фазовые задержки. Из-за малости этих задержек спекл-изображений могут наблюдаться не только в монохроматич. свете, но и в достаточно широком диапазоне спектра. Лабейри предложил обрабатывать серии спекл-изображений, вычисляя их ср. спектр мощности или автокорреляц. ф-цию (АКФ) (см. *Случайный процесс*). Пусть, напр., наблюдается *тепная двойная звезда* (рис., а; негатив); её спекл-изображение (б) состоит из двух идентичных картин, образованных каждым из компонентов. Для отделения характеристик объекта от случайных деталей единичных изображений усредняют АКФ по большому числу изображений (от неск. десятков до миллионов). Усреднённая АКФ (рис., в; приведены линии равных значе-

ний) будет содержать 3 максимума: самый большой в начале координат и 2 боковых, соответствующих совпадению сдвинутых спеклов яркого компонента со спеклами слабого компонента. Расстояние между главным и боковыми максимумами равно расстоянию между компонентами двойной звезды. В спектре мощности (рис., г; приведены линии равных значений)



боковыми максимумами соответствует система полос. Период полос обратно пропорционален расстоянию между компонентами. По контрасту полос можно определить отношение интенсивностей излучения компонентов.

Оси. ур-ние С.-и. можно получить из следующих соображений. Если $O(\alpha_1, \alpha_2)$ — распределение интенсивности света в объекте наблюдения, $P(\alpha_1, \alpha_2)$ — распределение интенсивности в спекл-изображении точки, то распределение интенсивности в изображении объекта $I(\alpha_1, \alpha_2)$ представляет собой свёртку этих ф-ций (α_1, α_2 и β_1, β_2 — угл. координаты):

$$I(\alpha_1, \alpha_2) = \iint O(\beta_1, \beta_2) P(\alpha_1 - \beta_1, \alpha_2 - \beta_2) d\beta_1 d\beta_2 \equiv O \odot P.$$

Из определения АКФ

$$C(\beta_1, \beta_2) = \iint I(\alpha_1, \alpha_2) I(\alpha_1 - \beta_1, \alpha_2 - \beta_2) d\alpha_1 d\alpha_2 \equiv I \otimes I$$

(свёртки \odot и \otimes отличаются знаками переменных интегрирования во 2-м сомножителе, для симметричных ф-ций они совпадают) получаем осн. ур-ние С.-и.:

$$\langle I \otimes I \rangle = (O \otimes O) \langle P \otimes P \rangle,$$

где угл. скобки обозначают усреднение по реализациям случайной ф-ции P (по кадрам). Зная из наблюдений $\langle I \otimes I \rangle$ и определив $\langle P \otimes P \rangle$ по наблюдениям точечного источника (звезды), находим $O \otimes O$ — АКФ объекта, по к-рой можно судить о его тонкой структуре, но нельзя, вообще говоря, восстановить исходное изображение.

В 1970-х гг. была создана теория С.-и., т. е. рассчитаны свойства спекл-изображений, их связь с характеристиками атм. неоднородностей, телескопа и метода регистрации. Было показано, что спекл-интерферометр есть разновидность звёздного *интерферометра Майкелсона*, а спеклы суть хаотич. интерференц. полосы. Чувствительность всех звёздных интерферометров ограничена квантовой природой света. Когда за время экспозиции в одном спекле регистрируется в среднем меньше одного фотона, то спеклов уже не видно, но АКФ всё же удаётся измерить за счёт накопления большого числа (до 10^8) кадров. Необходимость получить приемлемое отношение сигнала к шуму за время наблюдений задаёт предел чувствительности, к-рый сильно зависит как от атм. условий, так и от характера объекта. На крупных телескопах методом С.-и. наблюдают звёзды не слабее 16-18^m.

Наблюдения методом С.-и. начаты в 1972. Вначале спекл-изображения регистрировали на фотоплёнку, ныне преим. используют телевиз. счётчики фотонов. АКФ вычисляют, как правило, в реальном времени с

помощью электронного цифрового коррелятора. Измерены угл. диаметры неск. десятков звезд на разных длинах волн, а также угл. размеры нек-рых астероидов, спутников больших планет и др. объектов. Наблюдались мелкие детали солнечной поверхности. Наиб. число результатов получено в области излучения двойных звезд: выполнено более 8000 измерений с точностью до 0,001", открыто ок. 300 тесных двойных звезд, определены орбиты неск. систем и вычислены массы компонентов. Методом С.-и. проводят наблюдения также в ИК-диапазоне спектра на длинах волн до 5 мкм. Так были исследованы околосветидные пылевые оболочки и диски, открыты холодные компоненты в двойных системах.

С.-и. развивается в неск. направлениях. Разрабатываются способы восстановления истинного изображения, а не АКФ. Предложено неск. методов, в т. ч. метод замкнутых фаз, аналогичный радиоастр. *апerture synthesis*, и метод тройных корреляц. ф-ций. Чувствительность их хуже, чем в обычной С.-и. Обработка данных требует большого объема вычислений, что и сдерживает внедрение этих методов, хотя нек-рые астр. приложения уже имеются.

Повышается точность измерений. В частности, предложено измерять смещение спеклов в зависимости от длины волны, чтобы на существующих телескопах получить эфф. разрешение до 0,0001".

С целью повышения разрешения в оптическом и ИК-диапазонах создаются интерферометры, образованные независимыми телескопами с базами в десятки и сотни метров. Кроме измерения угл. диаметров в нек-рых приборах ставится задача измерения координат источников с точностью до 0,01".

Ведется предварит. разработка космич. интерферометров с большими базами, к-рые намного превосходят наземные интерферометры по чувствительности.

Лит.: Labeugie A., *Stellar interferometry methods*, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1978, v. 16, p. 77; Франко в. М., *Оптика спеклов*, пер. с франц., М., 1980; B o d i n g t. P., *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, «Prog. in Optics», 1981, v. 19, p. 283; Токовянн А. А., *Звездные интерферометры*, М., 1988. А. А. Токовянн.

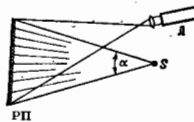
СПЕКЛЫ (от англ. speckle — пятнышко, крапинка) — пятнистая структура в распределении интенсивности когерентного света, отраженного от шероховатой поверхности, неровности к-рой соизмеримы с длиной волны света λ , или прошедшего через среду со случайными флуктуациями показателя преломления. С. возникают вследствие *интерференции света*, рассеянного отд. шероховатостями объекта. Т. к. поверхность предмета освещается когерентным светом, то интерферируют все рассеянные лучи и интерференц. картина имеет не периодическую, а хаотич. структуру. На рис. 1 представлена фотография спекл-структуры, возникающей при рассеянии высокоинтенсивного (лазерного) пучка света, проходящего через матовое стекло.

Можно различить два случая образования С. — в пространстве предметов и в пространстве изображений. В *пространстве предметов* С. возникают т. н. *объективные* С. Свет от лазера (рис. 2)



Рис. 1. Фотография объективных спеклов.

Рис. 2. Схема образования объективной спекл-структуры: Л — лазер; РП — рассеивающая поверхность; S — точка наблюдения.



освещает шероховатую, диффузно рассеивающую поверхность; полная амплитуда световой волны в точке наблюдения является суммой векторов амплитуд волн, рассеянных всеми точками освещенной поверхности. Эти волны имеют случайные фазы, и в результате их сложения получается случайная результирующая амплитуда. При изменении координат точки наблюдения полная амплитуда (и интенсивность) принимает различные, также случайные значения, что и обуславливает появление С. Поперечное смещение точки наблюдения (без изменения расстояния до рассеивающей поверхности) ведёт к быстрому изменению равености хода между интерферирующими волнами и, соответственно, к маломасштабным изменениям интенсивности. Продольное смещение точки наблюдения ведёт к относительно медленным изменениям равености хода и, соответственно, к относительно крупномасштабным флуктуациям интенсивности. Др. словами, отдельные С. имеют вытянутую вдоль направления наблюдения сигарообразную форму.

Средний поперечный диаметр спекла

$$d = 1,22\lambda/\alpha, \quad (1)$$

где α — угл. диаметр освещенной когерентным светом шероховатой поверхности. Средний продольный размер спекла

$$l = 4\lambda/\alpha^2. \quad (2)$$

В пространстве изображений образуются т. н. *субъективные* С. При наблюдении субъективных С. изображение предмета оказыва-

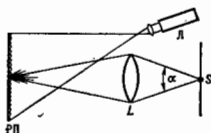


Рис. 3. Схема образования субъективной спекл-структуры (структура наблюдения): Л — лазер; РП — рассеивающая поверхность; L — линза; S — точка наблюдения.

Рис. 4. Гало дифракции с полосами Юнга.

ется продолгуемой структурой спекл-структурой. В этом случае ср. размеры С. также описываются ф-лами (1) и (2), где α — угл. размеры линзы, образующей изображение (рис. 3). Субъективные С. обусловлены интерференцией волн, исходящих из всех элементов микроструктуры поверхности объекта в пределах являта разрешения оптич. системы, т. е. предполагается, что оптич. система не разрешает микроструктуру поверхности.

Спекл-структура изображений проявляется как при фотографировании в когерентном свете, так и в голографии. В последнем случае размеры С. также определяются по ф-лам (1) и (2), где α — угл. размеры голограммы.

Спеклы мешают рассматриванию объектов, освещенных когерентным светом, поэтому для их устранения используют разл. методы, сводящиеся либо к существ. уменьшению размеров С., либо к усреднению спекл-структуры во времени при случайном изменении распределения фазы волн, освещающей объект (или голограмму). Но С. имеют и широкое практич. применение в спекл-фотографии и *спекл-интерферометрии* [1—3, 5] для регистрации перемещений и деформаций объектов с диффузной поверхностью, для измерения шероховатостей поверхности, в астрономия

оператор с формальными решениями ур-ния $Ax = \lambda x$, отвечающими непрерывному спектру; такие решения не принадлежат \mathcal{H} . Напр., для системы с одной степенью свободы, координата k -рой может принимать значения на всей оси $R = (-\infty, +\infty)$, \mathcal{H} в координатном представлении реализуется как пространство $L^2(R)$ квадратично интегрируемых ф-ций $\psi(q)$ на R . Оператор импульса $p = -\hbar d/dq$ имеет непрерывный спектр, совпадающий с R . Решениями ур-ния $p\psi(q) = \lambda\psi(q)$ являются плоские волны $\psi(q) = e^{i\lambda q/\hbar}$; поскольку в пространстве $L^2(R)$ их норма $\langle \lambda | \lambda \rangle = (2\pi)^{-1} \int \psi(q)\psi(q) dq$ расходится, они не принадлежат $L^2(R)$ и наз. обобщёнными собственными и векторами. Комбинация $|\lambda\rangle = \langle \lambda|$ является аналогом проектора на обобщённый собств. вектор $|\lambda\rangle$, а спектральное разложение

$$p = \int d\lambda \lambda |\lambda\rangle \langle \lambda| -$$

аналогом разложения (*) для случая непрерывного спектра: для любого вектора $\psi(q) = |\psi\rangle \in L^2(R)$ име-

$$p\psi(q) = \int d\lambda \lambda |\lambda\rangle \langle \lambda| \psi = \int d\lambda \lambda \exp(-i\lambda q/\hbar) (2\pi)^{-1} \int dq' \exp(i\lambda q'/\hbar) \psi(q') = -i\hbar d\psi(q)/dq.$$

Эта конструкция служит только моделью математически строгого определения спектрального разложения операторов с непрерывным спектром ([3], [4]). В большинстве квантово-механ. задач дискретный и непрерывный участки спектра не пересекаются, а случаи, когда точки дискретного спектра погружены в непрерывный, считаются эзотерическими. Простейший пример такой ситуации — осциллирующий и медленно убывающий с расстоянием потенциал (т. н. потенциал Вигнера — фон Неймана).

Лит.: 1) Хейман и Ш. Квантовые векторные пространства, пер. с англ., М., 1963; 2) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; 3) Рид М., Сэймон Б., Методы современной математической физики, т. 1, Фундаментальный анализ, пер. с англ., М., 1977; 4) Фойн Невин И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964. В. Ш. Цолов.

СПЕКТРАЛЬНАЯ АППАРАТУРА РЕНТГЕНОВСКАЯ — см. Рентгеновская спектральная аппаратура.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЛИНИЯ — узкий (почти монохроматический) пик в спектре испускания (С. л. испускания) либо провал в спектре пропускания (С. л. поглощения) объекта. С. л. характерны для разл. спектров, однако чаще всего этот термин применяют к квантовым системам. Положение С. л. в спектре обычно определяют длиной волны λ , частотой $\nu = c/\lambda$ либо энергией фотона $h\nu$.

С. л. квантовой системы (атома, ядра, молекулы, кристалла и т. п.), как правило, отвечает переходу между её дискретными уровнями энергии i и k и кроме длины волны характеризует энергию перехода и квантовыми числами нижнего i и верхнего k уровней, вероятностью излучат. перехода (*Зинштейна коэффициентом*) A_{kj} либо силой осциллятора f_{jk} . С. л., возникающие вследствие оптически разреженных (электрических дипольных) переходов, наз. разрешёнными. Если электрический дипольный переход между уровнями запрещён *забора правилами*, С. л. наз. запрещённой.

Распределение интенсивности в С. л. наз. её контуром; его характеризуют ширина спектральной линии и её сдвиг (см. *Контур спектральной линии*). Мия. ширина С. л. наз. естественной или радиационной, она реализуется при квантовых переходах в изолиров. атоме или молекуле (системе неподвижных и невазаимодействующих молекул). Уширение спект-

ральны линий возникает вследствие теплового движения частиц (доплеровское уширение) и взаимодействий с окружающими частями. В некоторых случаях упругие столкновения с окружающими частями либо со стенками приводят к ступеню С. л. Чрезвычайно узкие ($\Delta\nu/\nu \sim 10^{-13}$) С. л. атомных ядер проявляются в спектрах кристаллов в результате *Мессбауэра эффекта*. Очень узкие С. л. излучения получают в стабилизированных по частоте *квантовых генераторах* микроволнового и оптического диапазонов. Весьма узкие С. л. могут наблюдаться методами *лазерной аналитической спектроскопии*. Наблюдаемая ширина С. л. часто определяется *аппаратурной функцией* спектрального прибора.

В электрич. поле С. л. испытывает сдвиг и расщепление (см. *Штарк эффект*), магн. поле приводит к всемагнитному расщеплению С. л. (см. *Зеемана эффект*). В электрич. поле интенсивной эл.-магн. волны также возникают сдвиг и расщепление С. л.

В таблицах и атласах С. л. чаще всего указывают длины волн, приведённые к условиям наблюдения в вакууме $\lambda_{\text{вак}}$, а иногда — в воздухе при нормальных условиях $\lambda_{\text{возд}}$ ($\lambda_{\text{возд}} = \lambda_{\text{вак}}/n$), где n — показатель преломления воздуха для длины волны $\lambda_{\text{вак}}$. Имеются системат. таблицы С. л. атомов и ионов, а также атласы С. л. большого числа молекул.

Лит.: Таблицы спектральных линий, 4 изд., М., 1977; Вегарден J. A., X-ray wavelengths, «Rev. Mod. Phys.», 1967, т. 39, № 1, p. 78; Веарден J. A., Бург А. F., Reevaluation of X-ray atomic energy levels, там же, p. 125; Кейли Р. L., Раули и Бо L. J., Atomic and ionic emission lines below 2000 angstroms. Hydrogen through krypton, Wash., 1973; Wavelengths and transition probabilities for atoms and atomic ions, Wash., 1980; Стриганов А. P., Одицова Г. А., Таблицы спектральных линий атомов и ионов, М., 1962; Е. А. Юм. **СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ** (спектральная интенсивность) в статистической физике — коэффициенты разложения временных *корреляционных функций* в интеграл Фурье. Для операторов A и B квантово-механ. системы с *гамильтонианом* H , *хм.* потенциалом μ и оператором числа частиц N величина С. п.

$$I_{BA}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle B(t)A(t') \rangle \exp(-i\omega(t-t')) d(t-t'),$$

где $\langle B(t)A(t') \rangle = \text{Sp}\{B(t)A(t')\}$ — зависящая лишь от $(t-t')$ равновесная временная корреляц. ф-ция двух операторов в *Гейзенберга представлении* $B(t) = \exp(-i\mathcal{H}t/\hbar) B \exp(-i\mathcal{H}t/\hbar)$, $\mathcal{H} = H - \mu N$, $\rho = Z^{-1} \exp(-i(H - \mu N)/kT)$ — статистич. оператор для *большого канонического распределения Гиббса*, $Z = \text{Sp} \exp(-\mathcal{H}/kT)$, Sp обозначает суммирование диагональных матричных элементов оператора. С. п. можно получить из спектральных представлений *Грина функции*, что затем позволяет вычислять временные корреляц. ф-ции. В том случае, когда A и B эрмитово сопряжённые операторы ($B = A^*$), величина $I_{A^*A} \geq 0$. Переставляемость операторов под знаком Sp определяет условие Кубо — Мартина — Швингера (R. Kubo, P. C. Martin, J. Schwinger, 1959) для С. п.:

$$I_{AB}(\omega) = I_{BA}(-\omega) \exp(-\hbar\omega/kT).$$

В более явной форме С. п. можно представить в виде суммы по всем собств. состояниям оператора \mathcal{H} (m и n — квантовые числа):

$$I_{BA}(\omega) = 2\pi \sum_{m,n} B_{nm} A_{nm} \exp(-\epsilon_m/kT) \delta(\epsilon_m - \epsilon_n - \hbar\omega).$$

Здесь ϵ_m и ϵ_n — собств. значения оператора \mathcal{H} , B_{nm} и A_{nm} — матричные элементы операторов A и B в системе собств. ф-ций \mathcal{H} , $\delta(\epsilon_m - \epsilon_n - \hbar\omega)$ —

дельта-функция. Для систем, изучаемых в статист. физике, спектр $S_{\text{ст}}$ практически непрерывен из-за больших размеров системы в термодинамическом пределе, поэтому суммированию по m , в соответствии интегрирование по плотности состояний. В силу этого С. п. проявляет с-образный характер лишь для систем с незатухающими элементарными возбуждениями (напр., для идеального газа квазичастиц).

В случае классич. статист. механики A и B — соответствующие операторам динамические переменные, а операция $S\rho$ переходит в интегрирование по всем координатам и импульсам частиц и суммирование по числу частиц.

С. п. может быть вычислена точно лишь для простейших модельных систем, однако при её приближенном нахождении для сложных систем должны выполняться некоторые точные интегральные соотношения — т. н. *правила сумм*, к-рые служат критерием правильности выполненных аппроксимаций.

Лит. см. при ст. Грина функция в статистической физике. Д. Н. Зубов.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ (стационарная) случайной функции $\{\xi_t, t \in T\}$ — дисперсия случайной амплитуды той или иной гармоники, входящей в спектральное (гармонич.) разложение ξ_t . Для более точного определения С. п. рассмотрим случаи, когда случайная ф-ция представляет собой: а) стационарную случайную последовательность (T — множество целых чисел), б) стационарный случайный процесс ($T = R^1$), в) стационарное случайное поле ($T = R^v, v > 1$). Во всех случаях ф-ция $\{\xi_t, t \in T\}$ при довольно общих условиях допускает следующее разложение на гармоники (спектральное представление):

$$\xi_t = \int_{\Lambda} \exp(it, \lambda) Z(d\lambda), \quad (1)$$

где $\Lambda = (-\pi, \pi) \subset R^1$ — для случайной последовательности, $\Lambda = R^1$ — для случайного процесса и $\Lambda = R^v$ — для случайного поля; $Z(d\lambda)$ — случайная мера (вообще говоря, комплекснозначная), определенная на подмножествах из Λ , и её значения на непересекающихся множествах не коррелированы:

$$\langle Z(A) \cdot \bar{Z}(B) \rangle = 0, \quad A, B \subseteq \Lambda; \quad A \cap B = 0 \quad (2)$$

[в ф-ле (1) $(t, \lambda) = t \cdot \lambda$ для случаев а и б и $(t, \lambda) = \sum_i t_i \lambda_i$ для случая в]. Из представления (1) и соотношения (2) вытекает, что корреляция $D(t_1, t_2)$ значений ξ_t в двух точках $t_1, t_2 \in T$ равна:

$$D(t_1, t_2) \equiv \langle (\xi_{t_1} - \langle \xi_{t_1} \rangle) (\bar{\xi}_{t_2} - \langle \bar{\xi}_{t_2} \rangle) \rangle = \int_{\Lambda} \exp\{i(t_1 - t_2, \lambda)\} p(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где ф-ция $p(\lambda) \geq 0$, определяемая соотношением

$$\langle |Z(d\lambda)|^2 \rangle = p(\lambda) d\lambda + o(d\lambda),$$

наз. С. п. случайной ф-ции ξ_t . Из ф-лы (3) следует, что

$$p(\lambda) = \frac{1}{(2\pi)^v} \int_{R^v} \exp(-it, \lambda) D(t, 0) dt \quad (4)$$

для случайного процесса ($v = 1$) или случайного поля ($v > 1$) и

$$p(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \sum_{t=-\infty}^{\infty} \exp(-it\lambda) D(t, 0) \quad (5)$$

для случайной последовательности.

Заметим, что ф-лы (4) и (5) дают способ непосредств. нахождения С. п. $p(\lambda)$, но использующего разложение (1).

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. Р. А. Мильос. **СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ** оптической величины, характеризующей излучение λ (напр., потока излучения, силы света), — отношение величин dX , взятой в бесконечно малом спектральном интервале $d\lambda$, содержащем данную длину волны λ , к ширине этого интервала:

$$X_{\lambda} = dX/d\lambda.$$

С. п. может быть образована не только в шкале длин волн λ , но и в др. спектральных шкалах: частот f — с обозначением X_f , волновых чисел ν — X_{ν} , их логарифмов. Зависимость С. п. фотометрич. величин X_{λ} от длин волн λ называют спектральными распределениями фотометрич. величин и обозначают $X_{\lambda}(\lambda)$. Форма кривой, изображающей спектральное распределение, и положение максимума на ней зависят от выбранной спектральной шкалы. Так, с учётом функциональной связи $\lambda f = c$ (c — скорость света) между С. п. рассматриваемого оптич. излучения (напр., излучения чёрного тела при заданной тем-ре) в шкалах частот X_f и С. п. в шкале длин волн X_{λ} существует соотношение

$$X_f = \lambda^2 c^{-1} X_{\lambda}.$$

При этом длина волны λ_m , на к-рую приходится максимум ф-ции $X_{\lambda}(\lambda)$, и частота f_m , на к-рую приходится максимум ф-ции $X_f(f)$, соответствуют разным спектральным компонентам: $\lambda_{m1} m_2 \neq c$. Поэтому не имеет смысла судить о максимуме энергии в спектре по кривой спектрального распределения. В отличие от С. п. значение *спектральной чувствительности* $S(\lambda)$ прибора излучения в выбранной спектральной точке не зависит от выбора спектральной шкалы. Следовательно, совмещение максимумов ф-ций $X_{\lambda}(\lambda)$ и $S(\lambda)$ является критерием наилучшего энергетич. согласования излучателя и прибора. Таким критерием являются лишь макс. значение инварианта относительно спектральных шкал:

$$\int_0^{\infty} X_{\lambda}(\lambda) S(\lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} X_f(f) S(f) df.$$

Понятия С. п. и спектрального распределения применяются не только в фотометрии, но и в радиоэлектронике и акустике для описания спектров источников, сигналов и шумов, в радиометрии ионизирующего излучения, в теории переноса излучения (астрофизика, тепловизика, физика плазмы) и т. п.

Лит.: Гершун А. А., Избранные труды по фотометрии и светотехнике, М., 1958; Гуревич М. М., Фотометрия. Теория, методы и приборы, 2 изд., Л., 1983; С. п. в оптике Р. А., Геофизическая фотометрия, 3 изд., М., 1977. А. С. Лыбичев. **СПЕКТРАЛЬНАЯ ПОЛОСА** — характеризуется более протяжённым, чем спектральная линия, интервалом длин волн (частот). С. п. характерны для колебат. спектров молекул и спектров твёрдых тел. Могут распадаться на отд. вращат. линии. Подробнее см. *Молекулярные спектры. Спектры кристаллов*. **СПЕКТРАЛЬНАЯ СВЕТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ** монохроматического излучения (устар. назв. — видимость) — отношение светового потока монохроматич. излучения на длине волны λ и соответствующему потоку излучения. С. с. э. обозначается $K(\lambda)$ и имеет размерность лм/Вт. Макс. С. с. э. для дневного зрения человека $K_m = 683$ лм/Вт соответствует монохроматич. излучению с частотой $5.4 \cdot 10^{14}$ МГц ($\lambda \approx 555$ нм). Отношение $K(\lambda)/K_m = V(\lambda)$ наз. о. т. и о. с. т. е. л. н. о. С. с. э. (о. т. и о. с. т. видимость) монохроматич. излучения с длиной волны λ . Т. о., $V(\lambda)$ имеет смысл относительной спектральной чувствительно-

сти зрит. системы человека, определяемой как отношение двух потоков излучения соответственно с длинами волн $\lambda_{\text{н}}^{\text{н}}$ и $\lambda^{\text{н}}$, вызывающих (в предел. условиях наблюдения) зрит. ощущение одинакового уровня. При этом $\lambda_{\text{н}}^{\text{н}}$ выбирается так, чтобы макс. значение $V(\lambda) = 1$. В результате усреднения результатов многочисл. экспериментов Международной комиссии по освещению (МКО) ещё в 1924 принята международному применению в инструментальных световых измерениях таблица значений ф-ции $V(\lambda)$ для дневного зрения (ГОСТ 8.332-73). Модельный приёмник излучения, характеристика относительной спектральной чувствительности к-рого соответствует стандартной ф-ции $V(\lambda)$, наз. стандартным фотометр. наблюдателем МКО. Т. к. ф-ция $V(\lambda)$ для зрит. системы человека установлена условно, то результаты визуального и инструментального фотометрирования (особенно для цветных излучений) могут различаться.

СПЕКТРАЛЬНАЯ СЕРИЯ — группа спектральных линий в атомных спектрах, частоты к-рых подчиняются опред. закономерностям. Линии определяются С. с. в спектрах спускаются возникают при всех разрешённых квантовых переходах с разл. нач. верх. уровней энергии на один и тот же конечный ниж. уровень (в спектрах поглощения — при обратных переходах). С. с. наиб. чётко проявляются в спектрах атомов и ионов с одним и двумя электронами во внеш. оболочке (в спектрах водорода и водородоподобных атомов, гелия и гелийподобных атомов, атомов щелочных металлов и т. д.).

Спектры атома водорода и ионов с одним электроном состоят из С. с., линии к-рых характеризуют волновые числа:

$$\nu = Z^2 R_M \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

где n_0 и $n_1 = n_0 + 1, n_0 + 2, \dots$ — главные квантовые числа нижнего и верхнего уровней энергии, между к-рыми происходит соответствующий квантовый переход, Z — спектр. коэф. символ (для нейтральных атомов $Z = 1$), $R_M = R/2\pi n c (1 + m/M) = 109737,315714/(1 + m/M)$, m и M — массы электрона и атома соответственно, R — *Ридберга постоянная*. Для атома водорода $R_M = 109677,583436 \text{ см}^{-1}$. В зависимости от n_0 для водородоподобных систем получаются различные С. с.: при $n_0 = 1$ — серия Лаймана, при $n_0 = 2$ — серия Бальмера, $n_0 = 3$ — серия Пашена, $n_0 = 4$ — серия Бракета, $n_0 = 5$ — серия Шфуада, при $n_0 = \infty$ — серия Хамфри. Линии этих серий имеют обозначения: для серии Лаймана (в порядке возрастания ν) L_1, L_2, L_3 и т. д.; Бальмера — H_1, H_2, H_3 и т. д. Расстояния между линиями С. с. с ростом n_1 уменьшаются, и С. с. сходится к границе серии (КВ-границе, соответствующей $n_1 = \infty$), за пределами к-рой находится непрерывный спектр. Серии Лаймана и Бальмера обособлены, остальные С. с. частично перекрываются. Границы первых трёх С. с. атома водорода — 912, 3648 и 6208 Å.

Атомы щелочных элементов близки по строению к атому водорода, однако они обладают более сложной энергетич. структурой. Для них выделяют в осн. 4 С. с.: $n_0 s - n_1 p$ — главная серия, $n_0 p - n_1 s$ — резкая (или первая побочная) серия, $n_0 p - n_1 d$ — диффузная (или вторая побочная) серия, $(n_0 + 1) d - n_1 f$ — фундаментальная (или серия Бергмана); здесь n_0 — гл. квантовое число осн. состояния, s, p, d и f — состояния соответствуют $l = 0, 1, 2, 3$ [эти обозначения дали названия С. с.: s (sharp) — резкая, p (principal) — главная, d (diffuse) — диффузная, f (fundamental) — фунда.ментальная].

В рентг. спектроскопии С. с. обозначают буквами K, L, M и т. д. в соответствии с уровнем (слоем) ниж. состояния ($n_0 = 1, 2, 3$ и т. д.) по мере его удаления от ядра атома (см. *Рентгеновые спектры*).

Лит.: Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1980; Ельянцев И. А., Атомы и молекулярная спектроскопия, М., 1982; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М. — Д., 1963. В. П. Шешаев.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ $S(\lambda)$ приёма оптического излучения — отношение изменения сигнала на выходе приёмника (или фотометра) к потоку или энергии монохроматич. излучения, вызывающего это изменение. С. ч. есть ф-ция длины волны λ или др. спектральной характеристики оптич. излучения — частоты, волнового числа, энергии фотона. Ф-ция $S(\lambda)$ остаётся неизменной только в пределах линейного диапазона. Диапазоны приёмника или фотометра. При эксперим. определении $S(\lambda)$ на вход приёмника подаёт оптич. излучение в достаточно узком спектральном интервале $d\lambda$, выделяемом к-л. спектральным прибором.

Понятие С. ч. применяется также к нелинейным приёмникам оптич. излучения и даже к биол. объектам, реакция к-рых на оптич. излучение не описывается количеств. мерой. В фотобиологии С. ч. обычно наз. спектром действия. Для нелинейных приёмников С. ч. $S(\lambda)$ есть отношение реакции $R(\lambda)$ объекта к энергетич. фотометр. величине [напр., потоку излучения $\Phi(\lambda)$], характеризующей воздействующее на объект квазимонохроматич. оптич. излучение. Возможны два способа определения С. ч.: 1) при пост. значениях $\Phi(\lambda)$ применяемых квазимонохроматич. потоков излучения; 2) при одинаковой реакции приёмника на квазимонохроматич. потоки излучения. Второй способ определения не требует количеств. оценки реакций, поэтому применим и к приёмникам, к-рыми устанавливаются только одинаковое воздействие сравняваемых квазимонохроматич. потоков оптич. излучения.

Понятие не зависящей от уровня облучения или реакции относительной С. ч. $S_r(\lambda) = S(\lambda)/S_{\text{станд}}(\lambda)$ применимо к приёмникам, у к-рых реакция $R(\lambda)$ связана с $\Phi(\lambda)$ ф-циями опред. вида: $R(\lambda) = \Phi(\lambda)\Psi(\Phi(\lambda))$ — по первому способу; $R(\lambda) = F[\Phi(\lambda)\Phi^n(\lambda)]$ — по второму. Здесь $\Phi(\lambda)$ и $\nu(\lambda)$ — относительные С. ч., Ψ и F — сложные ф-ции. Не всякому аддитивному приёмнику можно приписать отношение относительной С. ч., однако приёмник может обладать этой характеристикой, не будучи аддитивным. Для линейных приёмников оба способа определения относительной С. ч. эквивалентны.

В фотобиологии понятие «спектр действия» сытает тождественным понятию «С. ч.», определяя его как при одинаковом заданном уровне реакции приёмника, так и при пост. значениях квазимонохроматич. потоков оптич. излучения. Ясно, что форма кривой спектра действия может существенно зависеть от указанных способов определения и изменяться при варьировании заданного уровня и условий наблюдения реакции. Спектр действия оптич. излучения на зрит. систему человека наз. *спектральной сетевой эффективностью* монохроматич. излучения.

Существующие намерт. модели оптич. излучения в фотобiol. процессах построены по принципу одного или неск. линейных спектрально аддитивных приёмников излучения. К таким моделям, в первую очередь, относятся стандартизованные МКО и МКМВ *сетевые величини* и колориметрич. системы (см. *Колориметрия*). При этом под линейностью понимается прямая пропорциональность реакции приёмника мощности (потоку) или энергии падающего оптич. излучения. Под спектральной аддитивностью понимается арифметич. суммирование реакций, вызываемых излучением различных узких спектральных интервалов. В общем виде матем. модель линейного спектрально аддитивного приёмника выражается соотношением для редуциров. величин:

$$X = K \int_0^{\infty} X_{e,i} S_0(\lambda) d\lambda.$$

Здесь K — переводный множитель от единиц энергетич. величин к единицам, принятым в данной системе редуциров. величин; $X_{\text{ср}}$ — спектральная плотность энергетич. радиометрич. величин; $S_{ij}(\lambda)$ — не зависящая от уровня реакция ф-ция относительно С. ч. реального или модельного (идеального) приближения.

Эквивалентные $S(\lambda)$ и $S_p(\lambda)$ понятия имеются и в др. областях физики, но называются др. терминами: «крявые равной громкости и «частотная характеристика чувствительности микрофона (гидрофона)» — в акустике и гидроакустике; «амплитудно-частотная характеристика» — в радиоэлектронике; «спектр дождя» — в фотобиологии; «коэф. качества ионизирующего излучения» — в радиол. безопасности.

Лит.: Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Довы и Ков. А. С., Прикладная фотометрия, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Светотехника и Инфракрасная техника, т. 5, М., 1983.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ матричных элементов матрицы рассеяния S или Грина функций в квантовой теории поля — интегральные представления типа Коши интеграла. С. п. играют большую роль в аксиоматич. подходе к квантовой теории поля (см. Аксиоматическая квантовая теория поля), в рамках к-рого построение матрицы рассеяния осуществляется без конкретных предположений о взаимодействии, присутствующих тампальтову формализму. Особенно важны С. п., к-рые удаётся получить на основе только самых общих положений квантовой теории поля, таких, как требования микропричинности, унитарности (см. Унитарности условие), релятивистской инвариантности и предположения о центре масс. Так, напр., для ф-ции Грина $G(x-y)$ на ур-нии скалярного поля ф-ция массы m

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

(T — символ хронологич. упорядочения, p — 4-импульс поля) на этой основе установлено важное С. п. Лемана — Каллена (H. Lehmann, G. Källén):

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

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

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

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

где амплитуда T_{fi} перехода $i \rightarrow f$ — скалярная ф-ция 4-импульсов p_k и поляризацй λ_k начальных и конечных частиц. Зависимость T_{fi} от поляризацй можно полностью выделить, представив T_{fi} как сумму членов вида: $\lambda_{i1}(\rho_{k1}, \lambda_{k1}) \cdot M_{fi}(\rho_{k1})$, причём λ_{fi} — определённые матричные элементы лоренц-инвариантных комбинаций, составленных из спиновых операторов. С. п. строится для скалярных ф-ций M_{fi} , называемых инвариантными амплитудами перехода $i \rightarrow f$. Зависимость M_{fi} от своих аргументов носит динамич. характер, и её существенные черты отражаются в аналитич. свойствах M_{fi} . В частном случае, когда i в начальном, и в конечном состоянии имеется по одной частице, $M_{fi} \equiv$

$\equiv M_{fi}$ связана с ф-цией Грина в (2) соотношениями

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

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

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

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

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

Условие унитарности S -матрицы позволяет установить, где $\text{Im} F$ известно отлична от нуля. В каждом канале (α) инвариантная амплитуда M_{α} как ф-ция s_{α} имеет полюсы, соответствующие возможным одночастичным состояниям, и («фазический») разрез, соответствующий многочастичным состояниям в этом канале. Характеристики этих особенностей — вычаты в полюсы и скачки на физ. разрезах — могут быть определены через матричные элементы S -матрицы с помощью той же унитарности. Напр., т. и. абсорбционная часть амплитуды (т. е. скачок амплитуды на физ. разрезе) равна

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

где в правой части проводится суммирование по всем возможным промежуточным состояниям (n) и интегрирование по фазовому объёму в пространстве импульсов каждого состояния ($d\Gamma_n$ — элемент фазового объёма). Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, у M_{fi} нет, интеграл Коши в комплексной плоскости s_{α} представляет собой С. п. для $M_{fi}(s_{\alpha})$. Такая простая структура особенностей и составляет отличие С. п. от более общих дисперсионных соотношений. Как показывают результаты исследований амплитуды переходов с $i + f \geq 3$, в частности примеры из теории возмущений, дисперсионные соотношения для амплитуд этих переходов могут иметь т. н. аномальные разрезы, скачки на к-рых не определяются по условию унитарности. Так, для амплитуды упругого рассеяния M_{22} на основе общих положений теории удалось доказать лишь С. п. по квадрату полной энергии s при существенных ограничениях на остальные аргументы M_{22} ; квадраты масс частиц и инвариантную передачу импульса t . Однако ввиду их ясного физ. смысла С. Мандельштама (S. Mandelstam) предложено принять без доказательств двойные С. п. по s и t для M_{22} хотя бы как основу простой теоретич. модели процесса взаимодействия. Если

для описания перехода частиц 1, 2 в частицы 3, 4 — вستی инвариантные переменные

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

причём s, t, u связаны соотношением

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

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

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

Интегрирование здесь ведётся от фвн. порогов — квадрата суммы масс внешнего промежуточного состояния в соответствующих каналах. Такое С. п. обнаруживает неперекрстную симметрию в самом виде записи. Для описания амплитуд всех трёх каналов применяется одна Ф-ция $F(s, t, u)$, в частности один и тот же определяющие её спектральные плотности ρ_k . Переход, напр., от амплитуды s -канала к амплитуде t -канала осуществляется заменой s на t , а t на s . Это соответствует тому, что частица 2 заменена на античастицу 3, а частица 3 на античастицу 2 в самом процессе. С. п. Маделстама послужило основой мн. исследований процессов сильных взаимодействий.

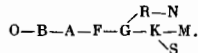
Лит.: Новый метод в теории сильных взаимодействий. Сб. статей, пер. с англ. под ред. А. М. Вронского, М., 1960; В о г о л у б о в Н. И., М е д е в е в В. В., П о л и з а к о в М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Б а р т о н Г. Г., Дисперсионные методы в теории поля, пер. с англ., М., 1968. В. П. Павлов.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ — характеристики звезд, определяемые по особенностям их спектров. Различия в спектрах звезд обусловлены различиями хим. состава и физ. условий в звездной атмосфере. Для большинства звезд в видимой области характерен непрерывный спектр, на к-рый накладываются линии поглощения, а в нек-рых случаях и эмиссионные линии. Спектральная классификация носит эмпирич. характер и сводится по существу к расположению спектров звезд в последовательности, вдоль к-рых спектральные линии одних хим. элементов и соединений усиливаются, а другие ослабевают. Эти последовательности в осн. отражают зависимость спектров от *эффективной температуры* звезд. Сходные спектры объединяются в С. к., внутри к-рых, в свою очередь, выделяются подклассы. Спектральная классификация основывается на общих характеристиках спектра и на определении относительной интенсивности фиксированных спектральных линий. Критерии классификации могут изменяться в зависимости от области спектра и разрешения спектров.

Качественно изменение характерных свойств спектров с ростом темп-ры звезд может быть описано следующим образом. Для наиб. холодных звезд характерны молекулярные полосы и линии нейтральных атомов. По мере возрастания темп-ры происходит диссоциация молекул и полосы вначале ослабевают, а затем исчезают. Одновременно происходит ослабление линий поглощения, возникающих при переходах с осн. уровней нейтральных атомов. Интенсивность линий, соответствующих переходам с возбужденных уровней нейтральных атомов, с ростом темп-ры усиливается, достигает макс.

симула, а затем уменьшается из-за ионизации. Линии ионов также достигают максимума в определ. месте спектральной последовательности; его положение определяется темп-рой, при к-рой происходит следующая стадия ионизации. Положение максимумов интенсивности линий нейтральных и ионизов. атомов зависит от потенциала ионизации и потенциала возбуждения уровня, с к-рого происходит переход, создающий линию. Т. о., при продвижении вдоль спектральной последовательности от холодных звезд к горячим происходит смена линий и максимумов интенсивности линий, соответствующая нарастанию потенциалов ионизации и возбуждения. При этом линейчатые спектры объединяются, т. к. линии высокоионизованных и трудноионизируемых атомов расположены в недоступной наземным наблюдениям дальней УФ-области спектра ($\lambda < 3000 \text{ \AA}$).

История спектральной классификации звезд восходит к И. Фраунгоферу (J. Fraunhofer), обнаружившему в мач. 19 в. разлечения в спектрах неск. исследованных им ярких звезд. Первые попытки выработать систему классификации спектров были предприняты в сер. 19 в. Дж. Б. Донати (G. B. Donati) и А. Секки (A. Secchi). Решающий этап в разработке спектральной классификации связан с созданием в 1885—1924 в Гарвардской обсерватории (США) каталога звездных спектров, для к-рого была выработана система классификации. С определ. модификациями эта система существует и поныне. Она известна как гарвардская классификация (или HD). В HD классифицировано ок. $2 \cdot 10^5$ звезд. Она основывается на виде и интенсивности спектральных линий и отражает зависимость степени ионизации разл. элементов от темп-ры. В этой системе все спектры разбиты на классы



Ветвления классификации после класса G вызвано различием в хим. составе звезд. С. к. O, B, A иногда называют раиними, K и M — люидными. С. к. разделены на подклассы, обозначаемые араб. цифрами от 0 до 9, напр. V3. Для обозначения особенностей спектров используется система префиксов и суффиксов, напр. dM6e (префикс d означает спектр, характерный для карликов, суффикс e — наличие эмиссионных линий).

Следующий важный шаг в развитии спектральной классификации связан с учётом зависимости спектров от *светимости* звезд, что нашло выражение в разработке в 1940-х гг. двумерной иёрской классификации (MK, или MKK; от имен создателей — У. У. Морган (W. W. Morgan), Ф. Ч. Киван (P. C. Keenan), Э. Келман (E. Kellman)). Иёрская классификация звездных спектров является основной. В этой системе кроме температурного С. к. (в пределах $\pm 0,5$ подкласса, совпадающего с гарвардским) каждой звезде присписывается один из пяти *светимости классов*, зависящий от её абс. *звёздной величины* (светимости). Иногда в МК выделяется класс углеродных звезд (C), объединяющий классы R и N гарвардской классификации. Основой иёрской классификации является набор стандартных звезд. Классификация в системе MK, как и в др. классификац. системах, осуществляется путём сравнения со спектрами стандартных звезд, снятыми на том же инструменте и с той же дисперсией. Критерием классификации является отношение интенсивностей близкорасположенных спектральных линий. Существуют списки стандартных звезд и атласы их спектров, иллюстрирующие критерии классификации. Точность спектральной классификации, к-рая определяется путём сравнения оценок С. к., полученных разл. авторами, достигает $\pm 0,6$ спектрального подкласса. В системе MK классифицировано ок. 10^5 звезд и существует программа двумерной классификации всех звезд каталога HD.

С. к. звезда можно поставить в соответствие показателя цвета, к-рые также определяются темп-рой. Связь между эфф. темп-рами звезд гл. последовательности (V класс светимости), С. к. в системе МК и показателями цвета в фотометрич. системе Дьюнсона (см. *Астрофотометрия*) приведена в табл.

Эффективные температуры (T_e) и показатели цвета (C_V) звезд V класса светимости (по Th. Schmidt-Kaler, 1982)

Спектральный класс	$T_e, 10^4 \text{ K}$	C_V , звездная величина	Спектральный класс	$T_e, 10^4 \text{ K}$	C_V , звездная величина
O3	52,5	(U-B) ₀	F0	7,20	0,30
4	48,0	-1,20	2	6,80	0,35
5	44,5	-1,19	5	6,44	0,44
6	41,0	-1,17	8	6,20	0,52
7	38,0	-1,15	G0	6,03	0,58
8	35,0	-1,13	2	5,88	0,63
9	33,0	-1,12	8	5,57	0,68
B0	30,0	-1,08	K0	5,25	0,81
1	25,4	-0,95	1	5,00	0,86
2	22,0	-0,84	4	4,80	0,91
3	18,7	-0,71	3	4,73	0,96
4	15,4	-0,58	4	4,59	1,05
5	14,0	-0,50	5	4,35	1,15
6	13,0	-0,43	7	4,06	1,33
7	11,9	-0,33			(R-J) ₀
8	10,5	-0,20	M0	3,85	0,92
		(E-B) ₀	1	3,72	1,02
A0	9,52	-0,02	2	3,58	1,17
1	9,23	0,01	3	3,47	1,30
2	8,97	0,05	4	3,37	1,43
3	8,72	0,08	5	3,24	1,61
4	8,20	0,15	6	3,05	1,93
5	7,85	0,20	7	2,94	2,1
6	7,58	0,23	8	2,84	2,4

Количественно осн. закономерности изменения спектров звезд, лежащие в основе спектральной классификации, описываются (при термодинамич. равновесии) распределением Больцмана по степеням возбуждения атомов:

$$\frac{n_{r,k}}{n_{r,i}} = \frac{g_{r,k}}{g_{r,i}} \exp \left[\frac{(\epsilon_{r,i} - \epsilon_{r,k})}{kT} \right] \quad (1)$$

и Саха формулой, определяющей степень ионизации атомов:

$$\frac{n_{r,i}}{n_r} p_e = \frac{2u_{r,i}}{u_r} (2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{3/2} / h^3 \exp(-\chi_r/kT). \quad (2)$$

В (1) и (2) $n_{r,k}$ и $n_{r,i}$ — концентрация атомов в стадных ионизации r и возбуждения уровней k и i соответственно; n_r и $n_{r,i}$ — концентрация ионов в последов. стадных ионизации r и $r+1$; $g_{r,k}$ и $g_{r,i}$ — статистич. веса уровней k и i ; $\epsilon_{r,k}$ и $\epsilon_{r,i}$ — энергии возбуждения уровней; χ_r — ионизацион. потенциалы; $u_r = \sum_{k=1}^{\infty} g_{r,k} \exp(\epsilon_{r,k}/kT)$ —

сумма по состояниям r газ ионизованного атома; p_e — электронное давление. Применение ур-ний (1) и (2) позволило М. Саха (M. Saha) в 1920—21 объяснить спектральную последовательность звезд как ионизацион. последовательность. В соответствии с (1) и (2) состояние возбуждения и ионизации в осн. определяются темп-рой. Однако из ф-ды (2) следует, что состояние ионизации зависит и от электронного давления. В свою очередь, p_e связано с величиной ускорения силы тяжести в атмосфере g : при данной темп-ре в атмосфере звезды гиганта с малым g степень ионизации выше, чем в атмосфере звезды-карлика с большим g . Кроме того, величина g по-разному влияет на ионизованные и нейтральные атомы. Поскольку светимость звезды L пропорциональна ее массе M в нек-рой степени s , $L \sim M^s$ (масса — светимость зависимость), а $L \sim R^2 T_e^4$ (R — радиус, T_e — эфф. темп-ра звезды), то $g \sim L^{0,5/s}$ и характер спектра оказывается связанным со светимостью

звезды. Эта связь наз. эффектом абс. величины и, и именно ее отражает класс светимости звезд в Йёрской классификации. Различия в g сказываются на виде спектра также вследствие т. н. эффектов давления, под к-рыми подразумевается взаимодействие атома с окружающими частицами, влияющее на коэф. селективного поглощения звездного вещества. На вид спектра влияют также различия в скоростях турбулентных движений в атмосферах гигантов и карликов.

В рамках Йёрской системы удаётся описать порядка 95% всех звездных спектров. Значит, часть особенностей спектров, не укладывающихся в эту схему, может быть объяснена аномалиями хим. состава или физ. характеристик объектов. Звезды с особенностями в спектрах наз. peculiarными. Для них введены спец. классы. Напр., Ap, Bp, Fp — звезды с усиленными линиями одного или неск. элементов (Hg, Mn, Si, Eu, Sr); CNO — звезды С. к. O и B, у к-рых аномальна интенсивность линий C, N, O. Особая классификация введена для белых карликов.

Дальнейшее развитие спектральной классификации связано с освоением областей спектра, недоступных наземным наблюдениям, и с автоматизацией классификации.

Лит.: Мустель Э. Р. Звездные атмосферы. М., 1960; Schmidt-Kaler Th. Physical parameters of the stars, в кн.: Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Bd 2, Teilband 6, B., 1982; Jaschek C., Jaschek M., The classification of stars, Cambridge, 1987. Т. Р. Юмаласон.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ — приборы для исследования спектрального состава эл.-магн. излучений по длинам волн (в оптич. диапазоне 10^3 — 10^8 нм); см. *Спектры оптические*, находящая спектральные характеристики излучателей и объектов, взаимодействовавших с излучением, а также для спектрального анализа.

Принцип действия большинства С. п. можно пояснить с помощью имитатора, изображенного на рис. 1. Форма отверстия в равномерно освещенном экране I соответствует ф-ции $f(\lambda)$, описывающей исследуемый спектр — распределение энергии (потока) излучения

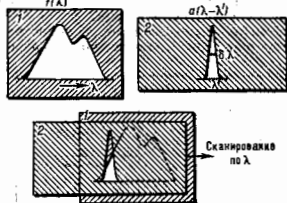


Рис. 1.

по длинам волн λ . Отверстие в экране 2 соответствует ф-ции $a(\lambda - \lambda')$, описывающей способность С. п. выделять из светового потока узкие интервалы $\Delta\lambda$ в окрестности каждой λ' . Эту важнейшую характеристику С. п. называют функцией пропускания или аппаратной функцией (АФ). Процесс измерения спектра $f(\lambda)$ прибором $a(\lambda - \lambda')$ можно имитировать, если поместить за экраном I приемник излучения и регистрировать изменения потока излучения, проходящего через остающиеся отверстия при наложении и перемещении (сканировании) экрана 2 по экрану I. Результат регистрации будет представлять собой нек-рую ф-цию времени $F(t)$, от к-рой, зная закон сканирования $\lambda'(t)$, легко перейти к ф-ции длины волн $F(\lambda)$, описывающей форму $f(\lambda)$ с той лучшей точностью, чем меньше была ширина АФ — интервал $\Delta\lambda$. Рассмотренный процесс математически описывается интегралом $F(\lambda') =$

$= j\alpha(\lambda - \lambda')/d\lambda$, называемым свёрткой ф-ции f с ф-цией λ . Ширина АФ наряду с рабочим диапазоном для волн является осн. характеристикой оптич. части С. п., она определяет спектральное разрешение $\delta\lambda$ и разрешающую способность $R = \lambda/\delta\lambda$. Чем шире АФ, тем меньше R , но тем больше поток излучения, пропускаемый прибором, т. е. больше оптич. сигнал, несущий измеряемую информацию, и больше отношение сигнал/шум M . Шумы, в свою очередь, зависят от полосы частот $\Delta\omega$ приёмно-усилит. системы прибора (обычно они пропорциональны $\sqrt{\Delta\omega}$). Чем меньше $\Delta\omega$, тем меньше шумы, но и тем больше инерционность системы и больше затраты времени t на измерения ($t \sim (\Delta\omega)^{-1}$). Взаимосвязь величин R , M , $\Delta\omega$ характеризуется инвариантом вида:

$$R^2 M(\Delta\omega)^2 = K(\lambda). \quad (1)$$

Показатели степени α и β принимаю разл. положит. значения в зависимости от конкретного типа С. п. (обычно $\alpha > 1$, $\beta < 1$). Константа «качества» K , зависящая только от λ , определяется конструктивными параметрами данного С. п. и накладывает ограничения на рабочие диапазоны значений R , M , $\Delta\omega$. Верх. предел R (мин. ширина АФ) нередко определяется аберрациями оптич. систем, дифракцией света, а макс. полоса $\Delta\omega$ лимитируется постоянной времени t приёмника излучения (или др. электр. внешн.). т. к. $\Delta\omega \sim t^{-1}$.

Пролонгированный с помощью имитатора принцип действия С. п. относится к одноканальным методам спектрометрии. В распространённых наряду с ними многоканальных методах сканирование не применяется и потоки разных λ регистрируются одновременно. В имитаторе этому соответствует наложение на экран I другого неподвижного экрана, имеющего N отверстий для разных λ со своим АФ; при этом поток от каждого отверстия (накала) регистрируется независимо.

Общая классификация методов спектрометрии, являющихся основой разл. схем и конструкций С. п., осуществляется по двум осн. признакам — числу каналов и способам разделения λ (рис. 2).

Исторически первыми и наиб. распространёнными являются методы пространственного разделения λ

(спектрально-селективной фильтрации), к-рые даны классическими (группы 1 и 2). В одноканальной С. п. группы 1 исследуемый поток со спектром $f(\lambda)$ послысается на спектрально-селективный фильтр, к-рый выделяет из потока нек-рые интервалы $\delta\lambda$ в окрестности каждой λ' и может перестраиваться (непрерывно или дискретно), осуществляя сканирование спектра во времени t по неко-рому закону $\lambda'(t)$. Выделенные компоненты $\delta\lambda$ послысются на приёмник оптического излучения, запись сигналов к-рого даёт ф-цию времени $F(t)$. Переход от аргумента t к аргументу λ позволяет получить ф-цию $F(\lambda)$ — наблюдаемый спектр.

В многоканальных С. п. группы 2 одновременно регистрируются (без сканирования по λ) неск. приёмниками потоки излучения разных длин волн λ' , λ'' , λ''' , ..., к-рые выделяю, напр., многоэлементным монохроматором (полихроматором). Если расстояние между каналами не превышает $\delta\lambda$ и число каналов N достаточно велико, то получаемая информация аналогична содержащейся в записи на сканирующем одноканальном приборе (при тех же $\delta\lambda$, одинаковых приёмниках и пр. равных условиях), но время измерения может быть сокращено в N раз. Наиб. многоканальность достигается применением многоэлементных фотозлектр. приёмников излучения и фотогр. материалов (в спектрографах).

Для С. п. групп 3 и 4, получивших развитие с сер. 1960-х гг., принципиальной основой является спектрально-селективная модуляция (см. Модуляция света), при к-рой задача разделения длин волн λ переносится из оптич. части прибора в электрическую. В одноканальной С. п. группы 3 исследуемый поток со спектром $f(\lambda)$ послысается на устройство, способное модулировать нек-рой частотой $\omega_0 = \text{const}$ лишь интервал $\delta\lambda$ в окрестности длины волны настройки λ' , оставляя остальной поток немодулированным. Сканирование $\lambda'(t)$ проводится так, чтобы различные λ' последовательно модулировались частотой ω_0 . Выделяя составляющую ω_0 в сигнале приёмника с помощью электр. фильтра, получают ф-цию времени $F(t)$ и соответственно спектр $F(\lambda)$.

Многоканальные системы группы 4 основаны на операции мультиплексирования — одновременно приём излучения от многих спектральных элементов $\delta\lambda$ в кодированной форме одним приёмником. Это обеспечивается тем, что длины волн λ' , λ'' , λ''' , ... одновременно модулируются разл. частотами ω' , ω'' , ω''' , ... и суперпозиция соответствующих потоков в приёмнике излучения даёт сложный сигнал, частотный спектр к-рого по ω несёт информацию об исследуемом спектре по λ .

За рамками приведённой классификации остаются лишь методы т. н. активной спектрометрии, основанной на генерации излучения престаиваемыми по λ лазерами (см. Активная лазерная спектроскопия).

1. Одноканальные спектральные приборы с пространственным разделением волн

Основой оптич. схем С. п. этой группы является диспергирующий элемент (дифракционная решётка, шельф, щель, интерферометр Фабри — Перо, спектральная призма), обладающий углом дисперсии $\Delta\varphi/\Delta\lambda$, что позволяет развернуть в фокальной плоскости изображения входной щели в излучении разных λ (рис. 3). Для объективов O_1 и O_2 обычно используются зеркала, не обладающие хроматич. аберрациями (в отличие от линзовых систем). Если в фокальной плоскости установлена одна выходная щель, схема С. п. представляет собой схему монохроматора, если неск. щелей — полихроматора, если фоточувствит. слой или глаз — спектрографа или спектроскопа.

Одноканальные С. п. обычно строятся на основе монохроматора, в к-рых сканирование осуществляется поворотом дифракц. решётки. В простейших монохроматорах вместо диспергирующего элемента и выходной щели применяются циркулярно-клиновые интерференц.



Рис. 2. Классификация методов спектрометрии по числу каналов и способам разделения длин волн. Контуры шириной $\delta\lambda$ символизируют аппаратную функцию (АФ). В одноканальных методах (1 и 3) применяется сканирование (символ \rightarrow), в многоканальных (2 и 4) — сканирование отсутствует и всемерное интенсивности излучения ряда длин волн λ' , λ'' , λ''' , ... проводится одновременно.

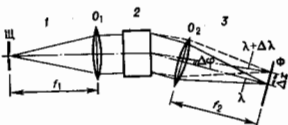


Fig. 3. Схема спектрального прибора с пространственным разделением анал. волн с помощью угловой дисперсии: 1 — входная щель; 2 — диспергирующий элемент, обладающий угловой дисперсией $\Delta\alpha/\Delta\lambda$; 3 — Фокусирующая система (лазера) с объективом O_2 , содержащим в фокальной плоскости Φ изображение входной щели в направлении разных длин волн с линейной дисперсией $\Delta x/\Delta\lambda$.

светофильтры с непрерывной перестройкой по λ полосы пропускания. Для таких С. п. характерно последовательное соединение функциональных элементов, в к-рых информативный сигнал к-л. образом обрабатывается (рис. 4). Для измерений спектров пропускания и отражения разл. образцов используются встроенные источники излучения со *слабыми спектром*, для исследований спектров веш. излучателей — соответствующие осветители, а для непосредств. измерения поглощения в веществе могут использоваться оптико-акустич. ячейки,



Fig. 4. Блок-схема однолучевого монохроматического прибора: И — источник излучения; Ф — оптический модулятор (объектор); П — сканирующий фильтр (монохроматор); П — фотоэлектрический приёмник излучения; У — усилитель с преобразователем сигналов прибора; БУ — выделитель или цифровой регистратор; БУ — блоки управления и обработки данных на базе ЭВМ.

преобразующие поглощённую энергию в подходящий для регистрации сигнал. В классич. С. п. оптич. модулятор вводится в схему лишь для того, чтобы в электр. части применить усиление на перем. токе.

Устройства управления С. п. и обработки результатов измерений строятся на базе микропроцессоров. Они отличаются большим разнообразием и обеспечивают оптимизацию режимов работы С. п. по параметрам R , M , $\Delta\omega$ в рамках условия (1) [для классич. С. п. условие имеет вид $R^2 M^2 \Delta\omega = K(\lambda)$, если шум приёмника не зависит от падающего на него потока]. Вместо величины K иногда используют т. н. энергетический фактор $Q(\lambda) = M^2 \Delta\omega / (\delta\lambda)^2 = \lambda^2 K(\lambda)$, к-рый численно равен отношению сигнал/шум, наблюдаемому при единичном выделенном спектральном интервале $\delta\lambda$ и единичной полосе частот $\Delta\omega$. Накладываемые факторы Q энергетич. ограничения играют осн. роль в ИК-области, где яркости источников быстро уменьшаются и значения Q малы; напр., в ср. ИК-области (≈ 10 мкм) хорошие С. п. имеют $Q = 10^6 \text{ мкм}^{-2} \text{ Гц}^{1/2}$ (в шкале волновых чисел $Q = 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ Гц}^{1/2}$). В видимой и ближней ИК-области энергетич. ограничения играют меньшую роль и рабочие значения R могут приближаться к дифракц. пределу (напр., в С. п. с дифракц. решётками — к значению $R_{\text{диф}} = 2kV \text{ Lsin}\phi$, где k — кратность дифракции, $v = 1/\lambda$ — волновое число, L — ширина решётки, ϕ — угол дифракции).

Рассмотрим типичные приборы группы 1.

Спектрометры высокого разрешения для исследовательской структуры атомных и молекулярных спектров представляют собой стационарные лаб. установки, построенные по схеме рис. 4. В зависимости от области спектра применяются разнообразные монохроматоры (с фокусными расстояниями до 10 м) в вакуумных корпусах, в виброзащитённых и термостабилизиров. помещениях. В этих приборах используются 2- и 4-кратная дифракция на щелках шпривой до 400 мкм, применяются спец. источники и охлаждаемые приёмники, что позволяет достигать в спектрах поглощения $R \approx 2 \cdot 10^6$ в области длин волн 2,5 мкм. Для выявления ещё более тонкой структуры в схему измерений вводят сканирующие интерферометры Фабри — Перо ($R \approx 10^6$ в видимой области).

Спектрофотометры (СФ) выполняют операции фотометрирования для определения отношений потоков — безразмерных коэф. пропускания и отражения разнообразных образцов веществ и материалов. В наиб. прецизионных СФ эта задача решается по схеме рис. 4 сравнением двух последоват. отсчётов для одного и того же пучка излучения: «образец в пучке», «образец вне пучка». Такой же метод применяется в массовых нерегистрирующих СФ — сравнительно дешёвых С. п., соти разнообразностей к-рых выпускаются десятками фирм. Серийные автоматич. регистрирующие СФ основаны на более сложных, но и более производительных двухлучевых схемах измерений, отличающихся от однолучевой тем, что между источником и фильтром (или между фильтром и приёмником) организованы два пучка излучения — измерительный (в к-рый помещается образец) и референтный. Эти пучки модулируются по определ. алгоритмам, обеспечивающим работу т. н. систем электрического отношения, регистрирующих коэф. пропускания T или оптич. плотности $D = -\lg T$ ($0 \leq T \leq 1$) как ф-ции λ или $\nu = 1/\lambda$. Использовавшиеся для этих целей системы оптич. нуля практически вышли из употребления к ок. 1980-х гг.

Многочисл. модели автоматич. СФ можно разделить примерно на три класса: сложные универсальные СФ для науч. исследований ($R \sim 2000$ –5000), приборы ср. класса ($R \sim 500$ –4000) и простые, т. н. рутинные, СФ ($R \sim 100$ –500) с рабочими спектральными диапазонами, заполняющими всю область прозрачности атмосферы 0,19–50 мкм. Кроме того, спец. вакуумные модели выпускаются для УФ-области (0,1–0,2 мкм) и ИК-области (50–300 мкм). Конструкции автоматич. СФ обеспечивают широкий выбор значений R , M , $\Delta\omega$, скорости и масштабов регистрации спектров разл. объектов, приборы оснащаются наборами газовых и жидкостных кювет, приставками для измерений зеркального и диффузного отражений, а также нарушенного полного внутреннего отражения, приставками для измерений малых образцов, для исследований при разных темп-рах и т. п. В конструкции спец. типов СФ вводят микроскопы (микроспектрофотометры), устройства для исследований спектров люминесценции (спектрофлуориметры), дисперсии показатели преломления (спектрорефрактометры), поляризации (спектрополяриметры), измерений яркости веш. излучателя в сравнении с встроенным эталонным (спектрорадиометры), испытаний чувствительности фотоматериалов (спектросенситометры) и др.

Автоматич. СФ являются осн. приборами для исследовательской спектральной характеристики веществ и материалов и абсорбционного спектрального анализа.

Спектрометры комбинационного рассеяния могут быть однолучевыми и двухлучевыми. Источниками излучения в них обычно служат лазеры, а для наблюдения комбинац. частот (см. Комбинационное рассеяние света) и подавления фона, создаваемого первичным излучением, применяются двойные и тройные монохроматоры с голографич. дифракц. решётками. В лучших приборах отношение фона к полезному сигналу снижено до

10^{-13} и комбинац. частоты могут наблюдаться на расстояниях порядка десят. см⁻¹ от возбуждающей линии.

Скоростные спектрометры (хроспектрометры) работают по схеме рис. 4, но в отличие от др. С. п. их снабжают устройствами быстрого цикла, сканирования и широкополосными ($\Delta\omega$ до 10^7 Гц) приёмно-регистрирующими системами. Для исследований кинетики хим. реакций сканирование ведётся с малой скважностью, к-рая достигается, напр., методом бегущей щели: вместо выходной щели в фокальной плоскости устанавливается быстро вращающийся диск с большим числом радиальных прорезов. Таким способом получают до 10^4 спектров в 1 с. Если время жизни объекта слишком мало, применяют более быстрое сканирование вращающимися зеркалами, это приводит к большой скважности и требует синхронизации начала процесса с моментом прохождения спектра по щели.

2. Многоканальные спектральные приборы с пространственным разделением длин волн

В этой группе приборов сканирование не применяется, дискретный ряд длин волн (в полихроматорах) или участки непрерывного спектра (в спектрографах) регистрируются одновременно и оптич. часть строится обычно по схеме, приведённой на рис. 3. Если вместо системы, создающей угл. дисперсию, служит набор узкополосных светофильтров, то прибор относят к **фотометрам**.

Многоканальные приборы используются гл. обр. для спектрального анализа элементного состава по аналитич. спектральным линиям. По мере увеличения числа каналов появляется возможность изучения спектральных распределений $f(\lambda)$. Рассмотрим наиб. типичные приборы этой группы (в порядке возрастания числа каналов).

Пламенные (атомно-абсорбционные и эмиссионные) спектрофотометры имеют обычно 1–2 канала регистрации. Они измеряют интенсивности линий абсорбции, эмиссии или флуоресценции атомов элементов в пламени спец. горелок или др. атомизаторов. В простых конструкциях аналитич. линии выделяются узкополосными фильтрами (пламенные фотометры), в приборах более высокого класса применяются полихроматоры или монохроматоры, последовательно переключаемые на разл. длины волн λ . Приборы данного типа используются для определения большинства элементов периодич. системы. Они обеспечивают высокую избирательность и чувствительность (до 10^{-14} г).

Квантометры — фотоэлектрич. установки для промышленного спектрального анализа сталей, сплавов, смазочных масел, минералов — строятся на основе полихроматоров; выходные щели полихроматора выделяют из спектра излучения исследуемого вещества аналитич. линии и линии сравнения; соответствующие световые потоки посылаются на приёмники (фотоумножители), уставовленные у каждой щели. Фотоны приёмников заряжают накопит. конденсаторы; величина заряда, накопленного за время экспозиции, служит мерой интенсивности линии, к-рая пропорциональна концентрации элемента в пробе. Модели квантометров различаются рабочими диапазонами спектра (внутри области $0,17$ – 1 мкм), числом одновременно работающих каналов (от 2 до 80), степенью автоматизации, способами возбуждения спектров (дуга, искра, лазер, источник на основе индуктивно-связанной плазмы).

Спектрографы одновременно регистрируют протяжённые участки спектра, развёрнутого в фокальной плоскости (рис. 3), на фотопластинах и фотолёнках (фотогр. спектрографы), а также на экранах электроно-оптич. преобразователей с «эвадоминантным» изображением. Типы спектрографов отличаются большим разнообразием — от простых приборов настольного типа для учебных целей и компактных ракетных и спутниковых бортовых спектрографов до крупных астроцентриграфов, работающих в обсерваториях в сочетании с телескопами, и лабораторных 10-метровых вакуумных уста-

новок с большими дифракц. решётками для исследования *тонкой структуры* спектров. Линейная дисперсия спектрографов $\Delta\lambda/\Delta\lambda$ может лежать в пределах 10^4 – 10^6 мм/мкм, разрешающая способность — достигать дифракц. предела, световая сила по освещённости (отношение освещённости в изображении входной щели к яркости источника, освещающего входную щель) — от 0,5 в светосильных приборах до 10^{-3} и менее в длиннофокусных приборах большой дисперсии.

Развитие многоэлементных приёмников матричного типа (с числом элементов до 1024) открыло возможность анализа излучений по спектральной и пространственной координатам и привело к появлению разл. вариантов фотоэлектрич. спектрографов-спектрометров с системами электронного сканирования (последоват. опроса сигналов приёмных элементов). Такие С. п., строго говоря, не являются многоканальными, поскольку в них отсутствует независимый и одноврем. регистрация сигналов от каждого приёмного элемента.

Скоростные многоканальные С. п. для исследований спектров быстротекущих процессов конструируются путём сочетания спектрографа со скоростной кинокамерой (киносектографы), введения в схему прибора многогранных вращающихся зеркал, применения многоканальной регистрации с многоэлементными приёмниками (такие С. п. наз. хроспектрографами, спектрохронографами, спектровизорами).

3. Одноканальные спектральные приборы со спектрально-селективной модуляцией

Типичными приборами 3-й группы являются растровые спектрометры и сисамы.

Растровые спектрометры строятся по общей схеме, представленной на рис. 4, но в сканирующем фильтре (монохроматоре) входная и выходная щели заменяются идентичными *растрами*. При периодич. сдвиге одного из растров с нек-рой частотой ω_0 возникает амплитудная модуляция тол λ' , для к-рой изображение входного растра совпадает с выходным растром. Для других λ изображения смещаются в результате угл. дисперсии и амплитуда модуляции уменьшается. Ширина АФ бл такого С. п. соответствует волномеру растра. По сравнению со щелевыми растровые монохроматоры дают значит. выигрыш в потоке, однако их применение ограничено засветкой приёмника большим потоком немодулиров. излучения, сложностью изготовления растров и высокими требованиями к качеству оптики. На растровой установке уникального типа с фокусным расстоянием 6,5 м достигались значения $R = 2 \cdot 10^5$ в области 2,5 мкм.

Сисам — спектрометр интерференционный с селективной амплитудной модуляцией — строится на основе двухлучевого интерферометра (рис. 5), в к-ром зер-

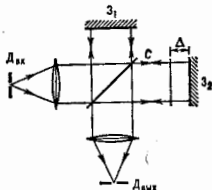


Рис. 5. Принципиальная оптическая схема двухлучевого сканирующего интерферометра. А_{вх} — входная и выходная круглые дифракц. решётки; С — светоделительная щель; 3 — вращающееся зеркало; 4 — подвижное зеркало, перемещаемое (сканируемое) на расстоянии Δ (разности хода).

кала заменены синхронно поворачивающимися дифракц. решётками и введён модулятор по оптич. разности хода. В этом случае амплитудная модуляция накладывается только на интервал $\Delta\lambda_{\text{эф}}$, соответствующий дифракц. пределу вблизи λ , к-рая удовлетворяет условию максимума дифракции для обеих решёток. Сисам всегда работает на дифракц. пределе: $R = \lambda/\Delta\lambda_{\text{эф}}$, при этом за счёт увеличения входного отверстия поток при-

мерно в 100 раз больше, чем в классич. приборах 1-й группы, но оптико-механич. часть весьма сложна в изготовлении и настройке. С помощью сисема достигнута наивысшая разрешающая способность с дифракц. решётками в ср. ИК-области: $R = 1 \cdot 10^5$ (в диапазоне 8—10 мкм при точности определения длин волн 10%).

4. Многоканальные спектральные приборы со спектрально-селективной модуляцией

Для данной группы С. п. характерны одноврем. спектрально-селективная модуляция (кодирование) длин волн, восприимчивых одним фотоэлектрич. приёмником, и последующее декодирование электр. сигналов. Наиб. распространение получили два типа приборов этой группы — адамар-спектрометры и фурье-спектрометры.

Адамар-спектрометры строятся по схеме спектрографа с дифракц. решёткой (рис. 3). Разл. длины волн развёрнутого в фокальной плоскости спектра одновременно кодируются циклически сменяемыми масками-матрицами Адамара и посылаются на фотоэлектрич. приёмник, сигналы к-рого декодируются вычислит. устройством по регистрируются в виде дискретного спектра. Такой метод продлевает рабочий диапазон спектрографов в ИК-область и позволяет решать широкий круг задач молекулярного спектрального анализа — от определения состава выхлопных газов двигателей переносными приборами до анализа веществ с высоким разрешением на уникальных установках (R до $1,7 \cdot 10^4$ в области 6 мкм).

Фурье-спектрометры осуществляют непрерывное кодирование длин волн с помощью интерференц. модуляции, реализуемой обычно по схеме рис. 5, представляющей собой двухлучевой интерферометр Майкельсона. При равномерном перемещении зеркала Z_2 в интерференц. картине на выходной диафрагме возникает от каждой монохроматич. составляющей λ входящего излучения периодич. мерцание (светло — темно) с частотой тем большей, чем меньше λ . Суперпозиция таких модулируем. вкладов от всех поступающих λ в приёмнике регистрируется в ф-ции *разности хода* Δ , образуя и интерферограмму $I(\Delta)$, фурье-преобразование к-рой на востроенной ЭВМ даёт спектр $F(\nu)$. Фурье-спектрометры одновременно реализуют два выигрыша: за счёт многоканальности и за счёт увеличения входного отверстия. Они наиб. эффективны для исследований протяжённых спектров слабых излучений (особенно в ИК-области, где требования к оптич. интерферометру упрощаются). Конструкция и характеристики приборов этого типа весьма разнообразны: от лаб. спектрометров универсального типа, выпускаемых серийно многими фирмами, до компактных спутниковых (для геофиз. и космич. исследований) и уникальных стационарных установок с разностью хода до 10 м, на к-рых достигаются точность измерений λ и разрешающая способность на порядок выше, чем в классич. С. п. (напр., R до $3 \cdot 10^8$ в ближней

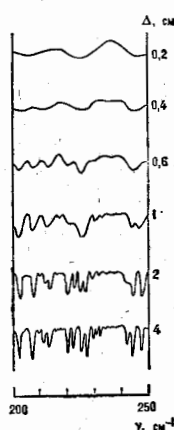


Рис. 6. ИК-спектры поглощения пиков воды на участке 200—250 см⁻¹, полученные с помощью фурье-спектрометра при различных оптич. разностях хода Δ в интерферометре. Чем больше Δ , тем больше деталей можно вывить в исследуемом участке спектра, так как тем больше разрешающая способность $R = \lambda/\delta\lambda = \nu/\delta\nu = \nu/\Delta$.

ИК-области). (Подробнее см. в ст. *Фурье-спектрометр*.)

Итак, принципиальное различие рассмотренных групп приборов следующее: в одноканальных С. п. группы 1 и 3 время эксперимента затрачивается на накопление информации о новых участках спектра (на сканирование по λ), в многоканальных приборах группы 2 — на накопление сигнала и усреднение шумов (улучшение отношения сигнал/шум), а в фурье-спектрометрах — на накопление структурных деталей в данном спектральном диапазоне (рис. 6).

Лит.: Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Пейсахов И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Зайделя А. Н., Островский А. Р., Островский Э. И., Техника и практика спектроскопии, 2 изд., М., 1978; Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения, пер. с франц. и англ., М., 1972; Велл Р. Дж., Введение в фурье-спектроскопию, пер. с англ., М., 1975; Мелышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; Мибери Дж., Обнаружение и спектрометрия слабых источников света, пер. с англ., М., 1979; Нагибина И. М., Михалюковский Ю. К., Фотографические и фотоэлектрические спектральные приборы в длинноволновой области, Л., В., Спектрометры с селективной интерференцией, «Оптико-мех. пром.» 1987, № 4, с. 47; Свето-сильные спектральные приборы. Сб., под ред. К. И. Тарасова, М., 1988; Приборы спектральной оптики. Термины и определения. ГОСТ 27178—88. В. А. Никитин.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПΡΙЗМЫ (дисперсионные призмы)

— одна из групп *призм оптич.*; служат для пространственного разделения (разложения в спектр) излучений оптич. диапазона на монохроматич. составляющие, различающиеся длинами волн. Разделение лучей на монохроматич. составляющие является результатом зависимости угла отклонения θ луча прошедшего через призму (рис. 1), от показателя преломления материала призмы n , различный для разных длин

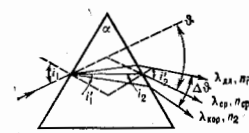


Рис. 1. Ход лучей в простой трёхгранной призме.

волн λ (см. *Дисперсия света*). Качество призмы характеризуется угл. дисперсией $\Delta\theta/\Delta\lambda$, к-рая зависит от материала призмы (волочил n и $\Delta n/\Delta\lambda$), преломляющего угла α и угла падения i_1 (а следовательно, и от углов преломления i_1' и i_2' на первой и второй гранях призмы):

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = \frac{\sin \alpha}{\sin i_1' \cos i_2'} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}$$

Для изготовления призм используют материалы с большой дисперсией, прозрачные в исследуемой области спектра, с высокой оптич. однородностью и изотропностью. В зависимости от исследуемой области спектра применяются С. п.: на стекла (чаще всего флинта) — для видимой области; кристаллич. кварца, флюорита и др. — для УФ-области; фтористого лития, хлористого магния и др. — для ИК-области.

Существует неск. видов наиб. употребительных С. п.

1. Простая трёхгранная призма (рис. 1) используется как самостоят. диспергирующий элемент в спектральных приборах, а также является осн. составной частью всех более сложных призматич. систем. В спектральном приборе призма устанавливают так, чтобы линия пересечения её преломляющих граней (преломляющее ребро) была параллельна входной щели. Двугранный угол α , образованный рабочими гранями призмы, наз. *преломляющим углом*.

Обычно он равен 60° . Угол отклонения луча после преломления призмы: $\theta = i_1 + i_2 - \alpha$. Условие симметричного хода лучей через призму $i_1 = i_2$ и $i_1' = i_2' = \alpha/2$. Углы протяжённости участка спектра от коротковолновой ($n_{кор}$, n_1) до длинноволновой границы ($n_{дл}$, n_2):

$$\Delta\theta = (n_1 - n_2)2\sin(\alpha/2) / \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2(\alpha/2)},$$

где $n_{ср} = (n_1 + n_2)/2$.

При увеличении угла α и показателя преломления n угол отклонения луча θ увеличивается до предельного значения, при котором наступает полное внутр. отражение на второй грани призмы и луч из призмы не выходит. Обычно призму устанавливают в положение мин. отклонения, что обеспечивает получение макс. разрешающей способности, отсутствие астигматизма и угл. увеличения. Для данных α и n при симметричном ходе лучей в призме угол отклонения θ мин. значение принимает при условии:

$$\theta_{мин} = 2 \arcsin [n \sin(\alpha/2)] - \alpha,$$

т. е. для разл. длин волн мин. отклонение происходит при разл. положениях призмы по отношению к падающему пучку лучей.

Разноудовольствие простой трёхгранной призмы является призма Корню (рис. 2, а), представляющая собой соединение на оптическом контакте двух

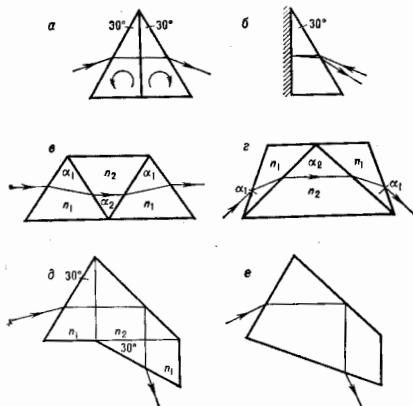


Рис. 2. Спектральные призмы: а — призма Корню; б — призма Литтрова; в — призма Амичи; г — призма Розерфорда — Броунинга; д — призма Аббе (составная); е — призма Аббе (из одного куска).

прямоуг. призм с преломляющим углом 30° , вырезанных из лево- и правовращающего кварца с общим направлением оптич. оси параллельно основаниям призм (см. *Оптическая актиметрия, Оптические активные вещества*). В результате после прохождения луча через лево- и правовращающие части призмы *вращение плоскости поляризации* оказывается скомпенсированным и, следовательно, *двойное лучепреломление* отсутствует, что улучшает качество изображения спектральных линий. В автоколлимацион. приборах (см. *Автоколлимация*) того же эффекта достигают, применяя

одну пополамную призму Корню, большой кат-кроем покрыт отражающим слоем (призму Литтрова, рис. 2, б). Дисперсия такой призмы равна дисперсии одной призмы с $\alpha = 60^\circ$, установленной в положение мин. отклонения.

2. Призма Розерфорда — Броунинга (рис. 2, г) состоит из трёх частей. Между двумя одинаковыми призмами с небольшим преломляющим углом α_1 ($\sim 25^\circ$), изготовленными из стекла с малым показателем преломления и малой дисперсией (кrown), находится призма с большим преломляющим углом α_2 (100°), изготовленная из стекла с большим показателем преломления и с большой дисперсией (флинт). Все три призмы склеены между собой либо соединены на оптич. контакт. Назначения боковых призм — уменьшить потери на отражение за счёт уменьшения угла падения на первую грань. Призма Розерфорда — Броунинга выгодно отличается от одиночной призмы большей дисперсией (в 1,5–2 раза), а при заданной дисперсии — меньшими потерями на отражение. Но при той же ширине пучка излучения длина хода лучей в этой призме больше, чем в одиночной, и её применение малоэффективно в УФ-области спектра, где поглощение в тяжёлых флинтах заметно возрастает.

3. Призма прямого зрения (призма Амичи) состоит из трёх или более трёхгранных призм (рис. 2, в) и обладает тем свойством, что для нек-рой длины волны угол отклонения лучей равен нулю. Ср. призма изготавливается из флинта, две боковые из crown. При заданных значениях показателей преломления призм n_1 и n_2 для данной длины волны имеет место такое соотношение между углами призм α_1 и α_2 , при котором угол отклонения для всех систем $\theta = 0$; благодаря этому в приборах с призмой Амичи оптическая ось не имеет излома. При этом излучение более коротких длин волн отклоняется в сторону основания ср. призмы, а более длинноволновое — в сторону её вершины. Призма Амичи не даёт столь высокой дисперсии, как призма Розерфорда — Броунинга, а из-за длинного хода лучей в призме Амичи поглощается больше лучистой энергии, чем в одиночной призме. Поэтому призмы прямого зрения получили ограниченное распространение. Их используют в спектрокопах и спектрографах малой дисперсии, когда совпадение осей объективов камеры и коллиматора позволяет разместить детали прибора в прямой трубе.

4. Призма Аббе (рис. 2, д) — призма постоянного угла отклонения, состоит из двух 30-градусных прямоуг. призм, приклеенных к катетным граням равнобедренной прямоуг. призмы, из того же материала ($n_1 = n_2$). Поэтому равнобедренная прямоуг. призма на дисперсию влияния не оказывает, выполняет роль зеркала и эквивалентна плоскопараллельной пластине. Дисперсия света в призме Аббе происходит лишь на гранях полупризм. При условии мин. отклонения углы входа лучей в призму Аббе и выхода из неё равны по абс. величине и противоположны по знаку. Поэтому луч, проходящий через призму Аббе в минимуме отклонения, покидает её, образуя независимо от длины волны прямой угол с лучом, входящим в призму. Вращая призму вокруг нек-рой вертикальной оси, можно привести к условию мин. отклонения лучи разл. длин волн. По угл. дисперсии и потерям на отражение эта система эквивалентна одиночной призме с преломляющим углом 60° . Чтобы избежать склеивания отд. частей, призму Аббе иногда делают в виде целого стеклянного блока из одного материала (рис. 2, е). При работе в УФ-области вместо призмы полного внутр. отражения используют зеркало.

5. Призма Ферри наряду с разложением в спектр пучка лучей обеспечивает и их фокусировку. Это достигается в результате того, что рабочие грани призмы искривлены и одна из них с нанесённым на неё металлик. покрытием является зеркалом. При радиусе кривизны выходной поверхности R спектр

располагается на окружности радиуса 0,5 R. Однако призма Ферри обладает значит. астигматизмом и может применяться только в приборах с малой апертурой.

До 1970-х гг. С. п. широко применялись в спектральных приборах разл. типов. В 1970—80-х гг. सर्वыми конструкторами С. п. стали дифракционные решетки. Однако С. п. продолжают использоваться в простых спектральных приборах, предприт. монохроматорах, а также в качестве разделителей порядков в приборах с решетками. Призмы также с успехом используются в качестве селекторов в резонаторах твердотельных и жидкостных лазеров.

Лит.: П е я с а х о н И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Л е б е д е в а В. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986; М а д и м з е в В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1970; С к о п о в И. В., Оптические спектральные приборы, М., 1984. Л. Н. Каптерев, СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ — совокупность методов определения элементного и молекулярного состава и строения веществ по их спектрам. С помощью С. а. определяют как осн. компоненты, составляющие 50—60% вещества анализируемых объектов, так и незначит. примеси в них (до 10^{-3} — 10^{-8} и менее). С. а. — наиб. распространенный аналитич. метод, св. 20—30% всех анализов выполняется с помощью этого метода, в т. ч. контроль состава сплавов в металлургии, автомоб. и авиац. пром-сти, технологии переработки руд, анализа экологич. объектов и материалов высокой чистоты, хим., биол. и мед. исследования. Особое значение С. а. имеют при поисках полезных ископаемых.

Основа С. а. — спектроскопия атомов и молекул; его классифицируют по целям анализа и типам спектров. В атомном С. а. (АСА) определяют элементный состав образцов по атомным (ионным) спектрам испускания и поглощения; в молекулярном С. а. (МСА) — молекулярный состав вещества по молекулярным спектрам поглощения, испускания, отражения, люминесценции и комбинационного рассеяния света. Э м и с с и о н н ы й С. а. проводят по спектрам испускания возбужденных атомов, ионов и молекул. А б с о р б ц и о н н ы й С. а. осуществляют по спектрам поглощения анализируемых объектов. В С. а. часто сочетают нек. спектральных методов, а также применяют др. аналитич. методы, что расширяет возможности анализа. Для получения спектров используют разл. типы спектральных приборов в зависимости от целей и условий анализа. Обработка эксперим. данных может производиться на ЭВМ, встроенных в спектральный прибор.

Атомный спектральный анализ

Различают два осн. варианта атомного С. а. — атомно-эмиссионный (АЭСА) и атомно-абсорбционный (ААА).

Атомно-эмиссионный спектральный анализ основан на зависимости $I = f(c)$ интенсивности I спектральной линии испускания (эмиссии) определяемого элемента z от его концентрации в анализируемом объекте:

$$I_z = \frac{1}{4\pi} A_{qp} n_q n_p^{\nu} q_p, \quad (1)$$

где A_{qp} — вероятность квантового перехода из состояния q в состояние p , n_q — концентрация атомов, находящихся в состоянии q в источнике излучения (исследуемом веществе), ν_{qp} — частота квантового перехода.

Если в зоне излучения выполняется локальное термодинамическое равновесие, концентрация электронов $n_e > 10^{14}$ — 10^{16} и их распределение по скоростям максвелловское, то

$$n_q = n_0 \frac{g_q}{Z} \exp(-\theta_q/kT), \quad (2)$$

где n_0 — концентрация невозбужденных атомов определяемого элемента в области излучения, g_q — статистический вес состояния q , Z — статистическая

сумма по состояниям q , $Z = \sum_q g_q \exp(-\theta_q/kT)$.

θ_q — энергия возбуждения уровня q . Т. о., искомая концентрация n_q — ф-ция температуры, которая практически не может строго контролироваться. Поэтому обычно измеряют интенсивность аналитич. линии относительно нек-рого вистр. стандарта, присутствующего в анализируемом объекте в известной концентрации $n_{ст}$. Если стандартная линия близка к аналитической, то $I_z/I_{ст} = K n_q/n_{ст}$ — постоянная величина. Эта зависимость используется в С. а. в тех случаях, когда отсутствует самопоглощение исследуемых линий.

В АЭСА применяются в осн. спектральные приборы с фоторегистрацией (спектрографы) и фотоэлектрич. регистрации (квантометры). Излучение исследуемого образца направляется на входную щель прибора с помощью системы линз, попадает на диспергирующее устройство (призма или дифракц. решетка) и после монохроматизации фокусируется системой линз в фокальной плоскости, где располагается фотопластика или система выходных щелей (квантометр), за к-рыми установлены фотоземляки или фотомножители. При фоторегистрации интенсивности линий определяют по плотности почернения S , измеряемой микрофотометром:

$$S = \gamma \log I t p,$$

где p — т. н. константа Шварцшильда, γ — фактор контрастности; t — время экспозиции. В АЭСА исследуемое вещество должно находиться в состоянии атомного газа. Обычно атомизация и возбуждение атомов осуществляются одновременно — в источниках света. Для анализа металлов, сплавов и др. проводников чаще всего используют дуговой разряд или искровой разряд, где в качестве электродов служат сами анализируемые пробы. Дуговой разряд применяется и для анализа непроводящих веществ. В этом случае порошкообразную пробу помещают в углубление в графитовом электроде (метод испарения) или с помощью дугового устройства вводят порошок в плазму дугового разряда между горизонтально расположенными графитовыми электродами. Применяется также введение порошкообразных проб в дуговые плазмотроны.

При АЭСА растворов в качестве источников возбуждающего света применяют пламя горючих газов (смеси ацетилеи — кислород, ацетилен — закись азота и др.). В качестве источников света начали использовать также безэлектродный разряд и особенно индуктивно-связанную плазму. Во всех случаях растворов в виде аэрозоля потоком аргона вводят в зону возбуждения спектра (темпер. 2500—3000 К в пламёнах и 6000—10000 К в плазме разряда), где происходит высушивание, испарение и атомизация аэрозоля.

Процесс атомизации в методах АЭСА обычно носит термич. характер, что позволяет сделать нек-рые обобщения. В реальных условиях, учитывающих кинетич. процессы, для частиц, находящихся в зоне с темп-рой $T > T_{кип}$ ($T_{кип}$ — темп-ра кипения), зависимость кол-ва испарившихся частиц от времени описывается ур-нием:

$$r^3 - r_0^3 = 6D\sigma p M^2 t (\beta T)^3,$$

где r — радиус частицы, D — коэф. диффузии, σ — поверхностное натяжение раствора, p — давление насыщенных паров, M — мол. масса, β — плотность. Пользуясь этим ур-нием, можно найти кол-во вещества, испарившегося за время t .

Если при этом молекула состоит из элементов n_1 и n_2 , то степень атомизации может быть рассчитана по ур-нию:

$$\frac{n_1}{n_{1,0} + n_1} = \frac{1,88 \cdot 10^{10}}{n_2} \cdot \frac{Z_1 Z_2}{Z_2} \left(\frac{M_1 M_2}{M_{\text{мол}}} \right)^{3/2} T^{3/2} \cdot \exp(-\theta/kT),$$

где M_1 и M_2 — ат. массы элементов λ_1 и λ_2 ; Z_1 и Z_2 — статистич. суммы по состояниям этих элементов, $M_{\text{мол}}$ — мол. масса атомизирующейся молекулы, Z_3 — статистич. сумма по её состояниям, ϵ — энергия диссоциации молекулы. Такого типа расчёты позволяют найти концентрацию атомов определяемого элемента λ_3 в ур-нии (2) и определить её связь с интенсивностью аналитич. линии. Необходимо учитывать взаимодействие определяемого элемента с окружающей средой, др. компонентами анализируемого вещества, ионизацию атомов определяемого элемента и др. эффекты значительно усложняют картину испарения и атомизации исследуемого вещества. С целью облегчения С. а. создаются спец. программы расчёта на ЭВМ достаточно сложных реакций в газовой и конденсированных фазах при заданных темп-ре и давления.

В источниках излучения чаще всего не соблюдается термодинамич. равновесие, поэтому эти расчёты могут использоваться лишь при выборе оптич. условий анализа. В АЗСА применяют эмпирич. метод, заключающийся в эксперим. построении аналитич. ф-ции $I_x/I_{\text{ср}} = f(c)$ с помощью серии стандартных образцов анализируемого материала с заранее точно известными содержаниями определяемого элемента. Такие образцы либо изготавливают специально, либо заранее в пресс. образцах устанавливают концентрацию этого элемента точными методами. Измеряя затем аналитич. сигнал $I_x/I_{\text{ср}}$, находят содержание определяемого элемента в пробе.

Структура и физ.-хим. свойства анализируемого и стандартного объектов могут оказаться неадекватными (различны, напр., условия паробразования степени атомизации, условий возбуждения). Эти различия приходится учитывать при С. а. В таких случаях используют метод факторного статистич. планирования эксперимента. В результате экспериментов получают т. н. ур-ния регрессии, учитывающие влияние на интенсивность аналитич. линий концентраций всех элементов, составляющих пробу, и устанавливают концентрацию анализируемого элемента с помощью этих ур-ний. Совр. многоканальные квантометры позволяют одновременно измерять интенсивность большого числа спектральных линий. На основе этих эксперим. данных с помощью ЭВМ можно решать довольно сложные случаи анализа, однако за счёт измерения неск. линий случайная погрешность определения С. возрастает.

Атомо-абсорбционный анализ (ААА) основан на зависимости аналитич. сигнала (абсорбционности) $A = \log I_0/I$, (где I_0 , I — интенсивности падающего и прошедшего сквозь образец света) от концентрации (Бугера — Ламберта — Бера закон):

$$A = \exp(-k \cdot l \cdot n),$$

где k — коэф. поглощения на частоте ν , l — эфф. длина светового пути в области поглощения, n — концентрация атомов анализируемого элемента в паре.

Схема установки ААА включает: независимый источник излучения света с частотой ν , равной частоте аналитич. линии определяемого элемента; атомизатор, преобразующий пробу в атомарный пар; спектрофотометр. Свет, прошедший сквозь атомарный пар, системой линз направляется на входную щель спектрофотометра, интенсивность аналитич. спектральной линии I_0 и I на выходе регистрируется фотоелектрич. методом. Поскольку естественная ширина спектральной линии постоянна, зависит только от времени жизни возбуждённого состояния и обычно пренебрежимо мала, разница контуров линии испускания и поглощения определяется в осн. доплеровским $\Delta\nu_D$ и лоренцевским $\Delta\nu_L$ уширениями:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{2 \ln(2RT)/A},$$

$$\Delta\nu_L = K \sigma^2 p \sqrt{\frac{2}{\pi T} \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right)}$$

(здесь p — давление, c — скорость света, t — атомная, M — молекулярная массы, σ^2 — эфф. сечение столкновений, приводящих к уширению, K — константа). Т. о., ширины контуров линий поглощения и испускания могут быть различными в зависимости от давления, темп-ры и состава газовой фазы в источнике излучения и в поглощающей ячейке, что отразится на виде ф-ции $A = f(c)$ и может привести к неоднозначности результатов С. а. До нек-рой степени это удаётся устранить достаточно сложными приёмами. В методе Уолла применяют лампы с полым катодом (ЛПК), к-рые излучают спектральные линии значительно более узкие, чем линии поглощения атомов определяемых элементов в обычных поглощающих ячейках. В результате зависимость $A = f(c)$ в довольно широких пределах значений A (0 — 0,3) оказывается простой линейной ф-цией.

В качестве атомизатора в ААА используют разл. плазмы на основе смесей водород — кислород, ацетилен — воздух, ацетилен — закись азота и др. Анализ подвергают аэрозоль раствора пробы, вдвухимый в горящее пламя. Последовательно измеряют интенсивности I_x и I_0 света, прошедшего сквозь пламя во время подачи аэрозоля и без его подачи. В совр. приборах измерение I_x и I_0 автоматизировано. В нек-рых случаях процессы испарения и последующей атомизации пробы из-за низкой темп-ры пламен ($T \sim 3000$ К) в газовой фазе происходят не полностью. Процессы испарения частиц аэрозоля и степень атомизации в пламени сильно зависят также от состава пламени (соотношения горючего и окислителя), а также от состава раствора аэрозоля. Хорошую воспроизводимость аналитич. сигнала (в лучших случаях S_r составляет 0,01—0,02) удаётся получить, применяя в качестве источников ЛПК, излучение к-рого обладает высокой стабильностью, и осуществлённые процессы испарения и атомизации в пламени.

В ААА (как и в АЗСА) эмпирически строят зависимость $A = f(c)$ с помощью образцов, содержащих точно известные кол-ва определяемого элемента. Если общий состав этих образцов идентичен анализируемому, то систематич. погрешность может практически отсутствовать. В противном случае из-за указанных влияний на стадии испарения аэрозоля и атомизации возможны большие ошибки анализа. Сущест. роль при этом играют и дисперсность аэрозоля и качество распыляющего устройства.

ААА с плазменной атомизацией широко применяется в промышленности, медицине, экологии и др. Наиб. успешно производятся определение щелочных, щёлочно-земельных металлов, серебра, меди, железа, марганца.

Существуют разл. методы с неплазменной атомизацией (напр., с использованием дугового, искрового, в т. ч. СВЧ-, разрядов). Однако наиб. распространённым получил метод с электротермич. атомизацией проб (ЭТА). В этом методе атомизатор представляет собой трубчатую графитовую печь сопротивления, нагреваемую в атмосфере аргона электрич. током. Раствор пробы вводится сквозь отверстие на внутр. стенку печи или графитовую пластинку внутри печи, где проба высушивается, проходит термообработку, и затем пары поступают в раскалённую полость печи. При такой обработке пробы атомизация происходит полностью.

Свет от ЛПК направляется вдоль оси графитовой трубки, проходит сквозь атомные пары и попадает на входную щель спектрофотометра. Интенсивности I_x и I_0 регистрируются фотоелектрич. приёмником. Благодаря быстрому разогреву печи на стадии атомизации, импульсному поступлению паров в зону поглощения света в малому объёму этой области мгновенная концентрация атомов значительно выше, чем при плавневой атомизации. Если при этом используется малоинерционная регистрация поглощения, то пределы обнаружения элементов резко (на 4—5 порядков) улучшаются. Поэтому метод ААА с электротермич. атомизацией особенно хорошо применять при определении

микрочислечств. Так, напр., кадмий, цинк, медь, серебро с помощью этого метода регистрируются в кол-вах $\sim 10^{-12}$ – 10^{-14} г; при массе пробы 0,001–0,005 г это составляет 10^{-9} – $10^{-6}\%$, что является рекордным для аналитич. методов. Кроме того, с помощью метода ААА возможен непосредственный (без растворения) анализ некр-ых веществ, однако при этом возникают трудности с градуировкой и несколько ухудшается воспроизводимость. Тем не менее метод нашёл применение при определении примесей кремния, железа, кальция и т. п. в веществах высокой чистоты, что важно, напр., при контроле качества материалов для полупроводниковой техники, оптоэлектроники и др.

В ААА с аэлектротермич. атомизацией комо графитовых трубчатых печей используют, напр., атомизаторы в виде вольфрамовой спирали. Они дают возможность обнаружить мн. элементы, содержание к-рых в растворе 10^{-14} – 10^{-18} г. Совр. установки для ААА позволяют производить анализа (с погрешностью не выше 0,05–0,1) в пробах, содержание определяемых элементов в к-рых $\sim 10^{-3}$ – $10^{-7}\%$.

Наиб. чувствительным С. а. является анализ с лазерным возбуждением спектра (для этого применяют перестраиваемые лазеры на красителях). Техника атомизации в этом случае мало отличается от используемой в ААА. Благодаря монохроматичности и высокой мощности излучения лазера возбуждается значительно большее число атомов определяемого элемента, чем при термич. возбуждении. Чувствительность обнаружения элементов при лазерном возбуждении чрезвычайно высока. Есть сведения, что удалось определить свинец в воде при содержаниях до $10^{-10}\%$ (1 пг/мл).

Лит.: Зайдель А. Н., Основы спектрального анализа, М., 1965; Львов В. В., Атомно-абсорбционный спектральный анализ, М., 1966; Русанов А. К., Основы количественного спектрального анализа руд и минералов, 2 том., М., 1978; Спектральный анализ чистых веществ, Л., 1971; Лазерная аналитическая спектроскопия, М., 1986. В. В. Недаев.

Молекулярный спектральный анализ

С помощью молекулярного С. а. (МСА) осуществляют качественное (идентификация) и количественное определение индивидуальных веществ или вещества в смесях. Это могут быть известные молекулярные вещества, новые стабильные и нестабильные молекулы и частицы (ионы, радикалы и др.), разл. конформеры одних и тех же молекул. Методом МСА исследуют вещества в любых агрегатных состояниях, растворах, плазме, адсорб. слое и т. д. в широком диапазоне темп-р (от близких к абс. нулю до сотен и тысяч градусов). Информативность метода определяется строгим индивидуальностью спектров молекул, а сочетание методов анализа по неск. видам спектров ещё более увеличивает надёжность определения состава анализируемой пробы. Установлены общие закономерности, связывающие спектры веществ с их строением.

Методы МСА основаны на сравнении измеренных молекулярных спектров исследуемого образца со стандартными спектрами индивидуальных веществ (или расчётными спектрами, когда спектры индивидуальных соединений неизвестны). Используют все виды молекулярных спектров, характерных для взаимодействия вещества с эл.-магн. излучением (спектры поглощения, испускания, рассеяния, отражения, вращения плоскости поляризации, фотоэлектронной эмиссии). Измерения могут производиться в широком диапазоне длин волн — от 10^{-12} м (γ -излучение) до 10^3 м (радиоволны); диапазон частот 10^{16} – 10^8 Гц).

Молекулярный спектр является однозначной характеристикой молекулы, определяется её свойствами в целом, её структурой и свойствами входящих в неё атомов. В МСА используют электронные спектры (спектры поглощения в УФ- и видимой областях, спектры люминесценции), колеб. спектры (ИК-спектры поглощения и испускания, спектры комбинац. рассеяния), вращат. спектры (микроволновые), а также электронно-колеб. и колебательно-вращат. спектры и, кроме того, др.

виды спектров: рентгеновские (см. Рентгеноспектральный анализ), γ -спектры (см. Мессбауэровская спектроскопия), фотоэлектронные спектры (см. Фотоэлектронная спектроскопия), спектры ядерного магнитного резонанса (ЯМР), электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР).

Для целей МСА могут служить и др. методы исследования: для оптически активных молекул — дисперсия вращения плоскости поляризации, поляриметрия в аэлектронной и колебательно-вращат. дишроиметрии (в УФ-, видимой и ИК-областях, в спектрах КР). С появлением лазеров стали интенсивно развиваться методы С. а., основанные на нелинейных эффектах, возникающих при взаимодействии вещества с лазерным излучением большой мощности; к ним относятся когерентное рассеяние света, вынужденное комбинац. рассеяние света (в т. ч. гиперкомбинац. рассеяние света, инверсное, усиленное поверхностью и др. виды комбинац. рассеяния света; см. также Неупрямая спектроскопия). Чувствительность МСА возросла как благодаря применению лазеров, так и за счёт использования новых методов регистрации спектров (многочанальные методы, в первую очередь фуьре-спектроскопия, фотокулич. спектроскопия) и применения низких температур (матричная изоляция, сверхзвуковые молекулярные пучки и др.). В нек-рых случаях МСА позволяют определять вещества в кол-вах до 10^{-12} г.

Качественный МСА позволяет по молекулярным спектрам идентифицировать индивидуальные вещества или устанавливать молекулярный состав исследуемого образца. Наиб. специфичны спектры вещества, содержащих в определ. интервале частот исследуемого диапазона большое число спектрально разрешённых линий или полос (число полос во вращат. спектрах газообразных веществ в микроволновом диапазоне достигает $\sim 10^4$).

Для повышения информативности МСА в нек-рых случаях измерение спектров комбинируют с др. методами идентификации веществ, напр. сочетают ИК-спектрометр и газовый хроматограф, что позволяет получать спектры индивидуальных компонент сложной смеси веществ. В связи с развитием фуьре-спектроскопии, резко поависшей чувствительности ИК-спектрометров поглощения, стало возможным измерять спектры отд. хроматографич. фракций при содержании исследуемого вещества $\sim 10^{-9}$ г. Сочетание ИК-спектрометров и спектрометров комбинац. рассеяния с микроскопом даёт возможность получать спектры микрообразов размером ~ 1 мкм и исследовать распределение веществ на поверхности гетерогенных образцов.

Разнообразие МСА является структурно-групповой анализ, позволяющий определять в смеси не отдельные вещества, а классы веществ, имеющих общий спектральный признак, напр. органич. кислоты и икотены. Метод основан на наличии в молекулярных спектрах т. н. характеристических частот. Наиб. ярко это проявляется в колеб. спектрах. Напр., для всех нитрилов, содержащих группу $C\equiv N$, в спектре появляется полоса в области 2200 – 2300 cm^{-1} для всех тиоспиртов с группой $S-N$ в спектре появляются полосы в области 2500 – 2600 cm^{-1} , в спектрах всех органич. кислот имеются принадлежащие группе $COOH$ полосы в области 1600 – 1750 cm^{-1} .

Метод структурно-группового анализа позволяет определять класс, к к-рому принадлежит вещество, и наличие тех или иных функциональных групп. Так, в ароматичности применяется метод анализа нефтяных фракций на содержание непредельных углеводородов по спектрам комбинац. рассеяния света.

Качественный МСА производят путём сравнения получаемого спектра со стандартными спектрами. Созданы библиотеки, включающие десятки тысяч спектров. Анализ существенно ускоряется и упрощается при использовании ЭВМ, в память к-рой вводятся стандартные спектры. В ЭВМ сравнение может вестись как по

всему спектру, так и по отд. спектральным признакам, измеряемые спектры можно вводить непосредственно в память ЭВМ. Если в библиотке искомого спектра нет, то спектр анализируемого вещества сопоставляют с теоретическими расчетными. С помощью систем искусств. интеллекта рассчитывают колебат. спектры для наиб. вероятных структур молекулы на основании заложённых в банк данных сведений о ал.-оптич. и энергетич. параметрах молекулы. Методами *квантовой химии* рассчитывают электронные и колебат. спектры достаточно сложных молекул, к-рые также могут использоваться при идентификации веществ.

В науч. исследованиях часто проводят МСА неустойчивых и короткоживущих молекул, а также анализа промежуточных продуктов хим. реакций и изучение их кинетики. Для этой цели разработаны скоростные методы возбуждения и регистрации спектров. Так, с помощью фурье-спектрометров получают ИК-спектры за время до 10^{-8} с, при импульсном лазерном возбуждении — спектры комбинац. рассеяния за время $\sim 10^{-6}$ с, спектры поглощения и флуоресценции за время $\sim 10^{-12}$ с и даже 10^{-15} с (см. *Фемтосекундная спектроскопия*).

При низких темп-рах время жизни неустойчивых молекул возрастает, что позволяет изучать их обычными спектральными методами. Одновременно за счёт сужения линий, сопровождающегося ростом их пиковой интенсивности, а также лучшего разрешения тонкой структуры существенно возрастает чувствительность и информативность спектров. В т. и. методе матричной изоляции исследуют спектры развалённых твёрдых растворов, когда исследуемое вещество заключено в твёрдой матрице инертного газа (Ne, Ar, Kr, Xe), азота и др. газов при темп-рах ок. 10 К; хорошо разрешены узкие спектры вещества получают методом молекулярных пучков, когда находящийся под большим давлением смесь паров вещества и газа-носителя (обычно Ne, Ar) со сверхзвуковой скоростью вытекает через узкое сопло, адiabатически охлаждается до темп-ры ниже 1 К и затем регистрируются спектры. В этом случае могут быть спектроскопически идентифицированы даже такие неустойчивые частицы, как *ван-дер-ваальсовы молекулы*.

Количественный МСА наиб. часто проводят по спектрам поглощения. В основе метода лежит *Бугера — Ламберта — Бера закон*:

$$I = I_0 \exp(-\epsilon c l), \quad (3)$$

где I_0 и I — интенсивности падающего и прошедшего через образец излучения, l — толщина слоя, c — концентрация вещества. Коэф. поглощения ϵ (молярный коэф. поглощения) определяет поглощат. способность вещества на частоте излучения. Закон Бугера — Ламберта — Бера можно использовать в МСА только в отсутствие зависимости ϵ от c , к-рая обычно связана с наличием в растворе *межмолекулярных взаимодействий* (напр., ассоциации). МСА по спектрам поглощения веществ и газов так же измерения более сложны.

На практике обычно измеряют *оптическую плотность*

$$D = \ln(I_0/I) = \epsilon c l. \quad (4)$$

Если в смеси имеется n не реагирующих между собой веществ, то оптич. плотность на частоте ν аддитивна:

$D_\nu = \sum_{i=1}^n D_{i\nu}$. Это позволяет проводить полный или частичный анализ многокомпонентных смесей. При этом задача сводится к измерениям оптич. плотностей в m точках спектра смеси и решению системы ур-ний:

$$D_k = \sum_{i=1}^n D_{ki} \quad (k=1, 2, \dots, m). \quad (5)$$

Необходимо знать величины коэф. ϵ для каждой из компонент смеси при используемых значениях частот. Если соотношение (5) строго не выполняется, для проведения анализа смесей строят градуировочные кривые зависимости D от c .

Количественный МСА обычно производят с помощью спектрофотометров, измеряющих соотношение I/I_0 в широком диапазоне ν . Если полоса поглощения исследуемого вещества изолирована и не перекрывается с др. полосами поглощения смеси, то анализ многокомпонентной смеси может осуществляться по этой полосе (как и для однокомпонентного вещества) по ур-нию (4). Полоса может быть выделена при получении спектра в спектрометре, однако проще и дешевле её выделять с помощью светофильтра. В промышленности используют специальные анализаторы, имеющие набор светофильтров.

Количественный МСА по спектрам исчисления или комбинац. рассеяния света осуществляют путём сравнения полученных спектров со спектрами эталонных веществ, записанными в тех же условиях. Интенсивность линии определяемого вещества сравнивают с интенсивностью нек-рой линии стандартного вещества (метод «внеш. стандарта») или с интенсивностью линии стандартного вещества, добавляемого к исследуемому в известном соотношении (метод «внутр. стандарта»).

Флуоресцентный МСА основан на сравнении спектров свечения раствора исследуемого вещества со свечением эталонных растворов близкой концентрации. Метод обладает высокой чувствительностью, но уступает методам поглощат. спектроскопии по универсальности и избирательности. При использовании техники замороженных растворов (метод Шпольского; см. *Шпольский эффект*) информативность спектров флуоресценции резко возрастает, т. к. в этих условиях спектры обладают ярко выраженной индивидуальностью и резко различны даже для изомеров и молекул близкого строения. Напр., метод Шпольского даёт возможность проведения качеств. и количеств. анализа сложных смесей ароматич. углеводородов. Благодаря исключительно малой ширине спектральных линий в спектрах Шпольского удаётся достигнуть пороговой чувствительности обнаружения нек-рых ароматич. веществ ($\sim 10^{-11}$ г/см²).

Лит.: Б е л а я м и Л., Инфракрасные спектры сложных молекул, пер. с англ., 2 изд., М., 1968; Ж у д е в Ф р е я Л. С., Флуоресцентный анализ в биологии и медицине, пер. с англ., М., 1965; С и л ь в е р с т е й н Я. Р., Б а с с е р г Е. Г., М о р р и л Т., Спектроскопическая идентификация органических соединений, пер. с англ., М., 1977; З л а т о ш Б е р г М. Е., Г р и б о в Л. А., С е р о в В. В., Молекулярный спектральный анализ и ЭВМ, М., 1980; С м и т А., Прикладная ИК-спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; В и д л о в Л. В., П е н т и Ю. А., Физические методы исследования в химии, т. 1—2, М., 1976; В. В. Локшин.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКИЙ — см. Рентгеноспектральный анализ.

СПЕКТРОГРАММА (от *спектр* и греч. *grámma* — знак, буква) в оптике — функциональная зависимость к.-л. величин, характеризующей вещество или излучение, от спектрального аргумента (энергия фотонов, длины волны λ излучения, волнового числа $\nu = 1/\lambda$ и др.), зарегистрированная *спектральным прибором* в форме графика.

СПЕКТРОГРАФ (от *спектр* и греч. *gráphō* — пишу) — *спектральный прибор*, в к-ром приёмник излучения регистрирует одновременно весь оптич. спектр, развёрнутый по длинам волн на фокальной поверхности с помощью оптич. системы с диспергирующим элементом (призмы, дифракционной решётки, *шеллетом*, *шеллем*). Оптич. схема С. выбирается таким образом, чтобы на фокальной поверхности (желательно — плоскости) изображения входной щели в разных длинах волн были по возможности свободны от аббераций (в отличие от схем *монокроматоров*, где требование отсутствия аббераций относится лишь к изображениям, лежащим на выходной щели прибора).

Приёмниками излучения в С. служат фотогр. материалы, многоэлементные фотоэлектрич. приёмники (в виде «линеек» и «матриц»), *электронно-оптические преобразователи*. Если регистрирующее устройство приспособлено для исследования кинетики быстро меняющихся во времени спектров, то в зависимости от конструкции С. называют кино спектрографом, спектрохромографом, хроно-спектрографом. В. А. Никитин.

СПЕКТРОКОЛОРИМЕТР — *спектрофотометр*, предназначенный для измерений координат цвета или координат цветности цветовых стимулов (см. *Колориметрия*).

СПЕКТРОМЕТР — в широком смысле устройство для измерений функции распределения (спектра) некой ф-ции. величины f по параметру x . Ф-цию распределения $f(x)$ электронов по скоростям измеряет *бета-спектрометр*, атомов по массам — *масс-спектрометр*, гамма-квантов по энергиям — *гамма-спектрометр*, рентг. фотонов по энергиям, частотам или длинам волн — рентг. спектрометры (см. *Рентгеновая спектральная аппаратура*). При изучении резонансов — ядерного магнитного, электронного парамагнитного и др. — используются радиоспектрометры (см. *Радиоспектроскопия*).

В оптике С. принято называть *спектральные приборы* для измерений оптич. спектров с помощью фотоэлектрич. приёмников излучения. Если при этом в оптич. части применена схема *спектрографа*, то прибор в целом иногда называют спектрограф-спектрометром. В. А. Никитин.

СПЕКТРОМЕТР ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЁТА — прибор для измерения скорости v (энергии \mathcal{E}) частиц по времени пролёта ими заданного расстояния. Измеряется временной интервал между импульсами от двух детекторов частиц (сцинтилляционных, искровых или черенковских), ограничивающих т. н. прелётную базу. Для частицы с известным импульсом $p = mv\sqrt{1 - v^2/c^2}$ (m — масса частицы), к-рый может быть измерен, напр., магн. спектрометром, измерение v позволяет определить m , т. е. идентифицировать частицу. Если масса частицы известна (напр., протон, нейтрон), С. по в. п. позволяет измерять её импульс. Разрешающая способность по массе $\Delta m/n$ при заданном разрешении по скорости резко ухудшается с ростом энергии \mathcal{E} :

$$\Delta m/m = v^2(\Delta\beta/\beta), \quad \beta = v/c, \quad v = \mathcal{E}/m = (1 - \beta^2)^{-1/2}.$$

При временном разрешении $\sim 10^{-10}$ с и прелётной базе $10^2 - 10^3$ м можно измерять скорость частиц с точностью $\Delta\beta/\beta = 10^{-3} - 10^{-4}$. Хотя газовые черенковские счётчики дают большую точность ($\Delta\beta/\beta = 10^{-6}$), С. по в. п. применить удобнее, если скорости частиц лежат в широком диапазоне. Это важно при поисках новых частиц. С. по в. п. сыграла важную роль в экспериментах по обнаружению ядра антигелия $\bar{\text{He}}$ и антинитра $\bar{\text{T}}$ (см. *Антивещество*).

С. по в. п. в сочетании с ускорителями и импульсными реакторами может быть использовано для измерения не только заряженных, но и нейтральных частиц (нейтронов, К-мезонов и др.). В этом случае начало отсчёта времени задаётся импульсным источником частиц (см. *Нейтронная спектроскопия*). Лит.: Методы измерения основных величин ядерной физики, сост.-ред. Люк К. Л. Юан и Ву Цзянь-Сюан, пер. с англ., М., 1964; Выстраивающаяся электроника для регистрации ядерных частиц, М., 1970. Л. Г. Ландсберг.

СПЕКТРОМЕТРИЯ — оптическая (от *спектр* и греч. *metreo* — измеряю) — совокупность методов и теория измерений спектров эл.-магн. излучения и изучение спектральных свойств веществ и тел в оптич. диапазоне длин волн (~ 1 м — 1 мк). Измерения в С. осуществляются с помощью *спектральных приборов*. Осн. задачи С.: теория спектральных приборов, мо-

дельное рассмотрение условий измерений в типовых вариантах, разработка критериев сравнения приборов, способов оптимизации условий и режимов измерений с целью получения наиб. точных результатов за наим. время.

Теоретические основы спектрометрии. Оптич. сигнал $u(t)$ во времени t может быть представлен преобразованием Фурье в виде линейной комбинации гармонич. сигналов с частотами v :

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(v) \exp(i2\pi vt) dv,$$

где

$$S(v) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \exp(-i2\pi vt) dt.$$

При таком рассмотрении измерение спектра сводится к нахождению амплитуды и фаз комплексной ф-ции $S(v)$, описывающей спектр сигнала $u(t)$. Реальные возможности измерений связаны с рядом ограничений и альтернатив. Во-первых, приёмники излучения реагируют не на интенсивность излучения, а на поток, пропорциональный произведению $S(v) \cdot S^*(v) = |S(v)|^2$. Во-вторых, в обычной (не лазерной) С. излучение чаще всего некогерентно, т. к. испускается большим числом элементарных излучателей со случайными амплитудами и фазами (об особенностях С. когерентного излучения см. в ст. *Лазер, Лазерная спектроскопия*). Поэтому $u(t)$ — случайная ф-ция и, следовательно, $S(v)$ — случайная величина. Для детерминиров. описания случайного процесса излучения рассматривают спектр его мощности:

$$\Phi(v) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |u(t) \exp(-i2\pi vt) dt|^2.$$

Именно такой спектр измеряют с помощью реальных приёмников. Обратным преобразованием Фурье от $\Phi(v)$ является автокоррелл. ф-ция сигнала $u(t)$:

$$I(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(t+\tau) u^*(t) dt.$$

Ф-ция $\Phi(v)$ и $I(\tau)$ связаны между собой преобразованиями Фурье:

$$\Phi(v) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\tau) \exp(-i2\pi v\tau) d\tau,$$

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(v) \exp(i2\pi v\tau) dv.$$

Т. о., исходный процесс $u(t)$ может быть описан любой из ф-ций $\Phi(v)$ и $I(\tau)$, несущих в равной форме одно и то же кол-во информации. В связи с этим возможны два типа измерит. систем в С.

В приборах, измеряющих непосредственно спектр $\Phi(v)$, излучение направляется на устройство, обладающее свойством спектральной селективности (выделяет узкий интервал $(v, v + \delta v)$), и прибор регистрирует мощность выделяемой спектральной составляющей излучения. Полный спектр $\Phi(v)$ получается или последоват. перестройкой частоты — сканированием (одноканальные системы), или одновременным независимым приёмом излучения от мн. интервалов δv (многоканальные системы).

Во втором варианте С. в процесс распространения излучения вводится переменная временная задержка t и измеряется автокорреляц. ф-ция $I(t)$. Наиб. эффективно это реализуется в двухлучевом *интерферометре Майкельсона* сканированием по разности хода $\Delta = ct$. Изменения сигнала приёмника при таком сканировании дают интерферограмму $I(\Delta)$, Фурье-образ k -рой представляет собой спектр $\Phi(\sigma)$, где σ — волновое число ($\sigma = 1/\lambda = v/c$, λ — длина волны). [Подробнее см. в ст. *Фурье-спектрометр*. Ниже рассматриваются методы измерения $\Phi(v)$.]

Инструментальный контур. Модельные описания процессов измерений в С. основываются на представлениях теории *линейных систем*. Спектральный прибор воздействует на измеряемый спектр — входной сигнал $\Phi_{\text{вх}}(\lambda)$, поэтому наблюдаемый спектр $\Phi_{\text{вых}}(\lambda)$ описывается в общем виде интегралом

$$\Phi_{\text{вых}}(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{вх}}(\lambda') \cdot A(\lambda, \lambda') d\lambda', \quad (1)$$

где $A(\lambda, \lambda')$ — *аппаратная функция* (АФ), или инструментальный контур, — индивидуальная характеристика измерит. прибора, зависящая от двух переменных: λ — ф-ция длины волны входящего излучения и λ' — приборной координаты, напр. спектральной шкалы прибора, по k -рой считается отклик прибора, т. е. ф-ция $\Phi_{\text{вых}}(\lambda)$.

Спектральные приборы чаще всего сочетают оптич. систему (формирующую оптич. сигнал на приёмнике, преобразующую его в электрич. сигнал) с приёмно-регистрирующей системой, на k -ую поступает электр. сигнал. Соответственно общая характеристика прибора А распадается на оптическую и электрическую АФ. Рассмотрим оптич. часть АФ.

Соотношение (1) позволяет указать способ определения контура $A(\lambda, \lambda')$. Пусть входной сигнал представляет собой монохроматич. волну $u(t) = \exp(-i2\pi\nu_0 t)$, спектр k -рой бесконечно узкая спектральная линия — дельта-функция $\delta(\lambda_0)$. Тогда

$$\Phi_{\text{вых}}(\lambda) = \delta(\lambda_0) \cdot A(\lambda, \lambda') = A(\lambda_0, \lambda'),$$

т. е. АФ есть отклик линейного прибора на δ -воздействие. Для спектральных приборов на основе монохроматора такая ситуация реализуется при освещении входной щели излучением изолированной спектральной линии с шириной b_d , много меньшей спектральной ширины щелей монохроматора. На спектрограмме линия с длиной волны λ_0 изображается прибором в виде контура колоколообразной формы, максимум k -рого располагается на делении шкалы $\lambda' = \lambda_0$, если шкала точна, или на ином значении $\lambda' \neq \lambda_0$, если шкала смещена по k -л. причинам. Ширина этого инструментального контура соответствует $\Delta\lambda$ ф-ции λ и в о. с. п. е. к. т. р. а. л. и. о. ш. и р. и. с. щ. е. л. е. $\Delta\lambda_{\text{Ф}}$ (учитывая вклад дифракции, aberrаций, разбурствования).

Форма измеренного контура может быть различной. При сужении щелей до размеров дифракц. уширения (эксплоатация щелей) контур А приближается к виду $\text{sinc}^2 \lambda = (\sin \lambda/\lambda)^2$. В другом крайнем случае при достаточно широких щелях контур А приближается к треугольному; это объясняется тем, что контур А соответствует изменению сигнала приёмника при сканировании изображения входной щели поперёк выходной, при этом происходит свёртка двух П-контуров, k -рая и даёт в результате треугольный контур: $\Pi * \Pi = \Delta$. При промежуточных значениях ширины щелей треугольный контур сглаживается, что обычно удовлетворительно аппроксимируется гауссовым ф-цией (если aberrация не вносит асимметрии). Существование подчеркнуть, что в рассматриваемом случае аппаратная ф-ция А имеет ширину $\Delta\lambda_{\text{Ф}}$ в спектральных единицах (в шкале прибо-

ра λ'), но весь её контур соответствует одной ф.з. длине волны λ_0 монохроматич. входящего излучения.

Если входящее излучение содержит ряд линий в некотором диапазоне длин волн и каждая из них отображается прибором в виде контуров одинаковой формы, то говорят, что такой прибор обладает свойством спектральной инвариантности в данном диапазоне. В этом случае ф-ция А зависит только от разности аргументов; обозначим её: $a(\lambda - \lambda')$. Для такой ф-ции интеграл (1) описывает операцию свёртки к: $\Phi_{\text{вых}} = \Phi_{\text{вх}} * a$. Допущение об инвариантности является исходным в большинстве теоретич. работ по С. Но в реальных широкодиапазонных приборах (со смешными дифракц. решётками) инвариантность в рабочих режимах нередко не соблюдается, что приходится принимать во внимание при решении обратных задач — восстановления истинного спектра по измеренному.

Для линейчатого спектра на входе вводится характеристика прибора, называемая разрешением (возможность раздельного наблюдения двух близких линий равной интенсивности). Разрешение численно равно ширине ф-ции a , т. е. значению $\Delta\lambda_{\text{Ф}}$, т. к. при сближении двух линий λ_1, λ_2 до расстояния $\Delta\lambda_{\text{Ф}}$ = $|\lambda_1 - \lambda_2|$ их инструментальные контуры a_1 и a_2 или сливаются в трапециевидный контур (при треугольной форме a), или разделяются лишь небольшим провалом (при дифракц. форме a ; *Резерв критерия*). Отношение длины волны к разрешению наз. *разрешающей способностью*: $R = \lambda/\Delta\lambda_{\text{Ф}}$, где $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$.

Кроме отклика на одиночную δ -функцию на входе важное значение для полноты модельного описания имеет др. предельный случай, когда входной сигнал обладает сплошным спектром (бесконечная последовательность δ -функций). Тогда при фиксирован. положении всех оптич. элементов монохроматора (при остановленном сканировании) в фокальной плоскости образуется континуум монохроматич. изображений входной щели, последовательно смещённых за счёт угл. дисперсии. Суперпозиция этой последовательности на выходной щели соответствует операции свёртки, в результате k -рой формируется выходящий поток. Контур его спектра, в отличие от АФ, наз. ф-цией пропускания (ФП). Длина волны, соответствующая максимуму ФП, наз. длиной λ_0 волны в настройке λ' , ширина контура ФП наз. выделяемым спектральным интервалом $\Delta\lambda$, отношение $\lambda'/\Delta\lambda$ — селективностью С.

Зная отклик прибора на два осн. вида тестовых сигналов — δ -функцию и сплошной фоп, можно применять интеграл (1) к описанию измерений двух осн. видов спектров — излучения и поглощения (точнее — пропускания, т. к. обычно измеряется не поток, поглощённый в веществе, а прошедший или отражённый поток). Спектр потока $\Phi_{\text{вх}}(\lambda)$ представляется суперпозицией линий или полос, описываемых произведениями век-рой пост. величины на нормированную к единице ф-цию распределения $f(\lambda) \leq 1$:

$$\Phi(\lambda) = \Phi_{\text{макс}} \cdot f(\lambda) \text{ — спектры излучения,}$$

$$\Phi(\lambda) = \Phi_0 [1 - f(\lambda)] \text{ — спектры поглощения.}$$

Одночная полоса в силу особенностей происхождения спектров (см. *Спектры оптические*) имеет контур $f(\lambda)$ колоколообразной формы, аппроксимируемый в первом приближении Гаусса функцией:

$$f(\lambda) \approx \exp(-4 \ln 2 [(\lambda - \lambda_0)/b_f]^2),$$

где λ_0 — положение максимума, b_f — ширина на полувысоте. Воздействие прибора на $f(\lambda)$ описывается в соответствии с (1) выражением

$$J(\lambda') = \int_{-\infty}^{\infty} f(\lambda) \cdot a(\lambda - \lambda') d\lambda. \quad (2)$$

Здесь $J(\lambda')$ — контур, наблюдаемый на выходе монохроматора в ходе сканирования, $a(\lambda - \lambda')$ — инструментальный контур, обладающий свойством инвариантности. Важно подчеркнуть, что при измерениях спектров поглощения или широких полос излучения инструментальный контур a в (2) должен соответствовать ФП и только при измерениях отс. линий излучения свёртка (2) осуществляется с АФ. Анализ выражения (2) показывает, что искажающее действие прибора тем больше, чем больше кривизна измеряемого контура, т. е. чем больше вторая производная $d^2f/d\lambda^2$. Поэтому в качестве количеств. характеристики искажений принимается отнот. уменьшение максимума контура (где вторая производная наибольшая), называемое δ_s с е в о й п о г р е ш н о с т ь ю $\delta_s = (J_m - J_{m'})/J_m$. Эта погрешность пропорциональна квадрату отношения ширины контуров f и a . В гауссовом приближении $\delta_s = 1/2(\sigma_{\text{ФП}}/\sigma_f)^2$, если $\sigma_{\text{ФП}} < \sigma_f$, и измерения формы контуров спектров с погрешностью $\delta_s < 1\%$ возможны лишь при $\sigma_{\text{ФП}} < \sigma_f/7$.

В реальных приборах всегда имеет место расстояние излучения на оптич. элементах. Кроме того, возможно появление на выходе излучения, проходящего в переборах порядках дифракции. Поэтому для целей измерений сплошных (полосатых) спектров описание прибора с помощью контуров АФ и ФП, локализованных только в окрестности длины волны настройки, становится недостаточным. Необходимо учитывать также крылья контуров спектральных линий.

Для каждой λ на входе рассматривается контур АФ, заданный во всём рабочем диапазоне сканирования от начальной λ_n до конечной λ_k . В этом контуре, кроме осн. части спектральной линии шириной $\sigma_{\text{ФП}}$ в окрестности λ_0 , учитываются и протяжённые крылья от фона рассеянного излучения и дополнит. линии от др. порядков дифракции на делениях шкалы $\lambda' = m\lambda_0$, $m = 1, 2, 3, \dots$. Совокупность таких АФ для всех элементарных компонент λ_0 исследуемого сплошного спектра даёт полную картину свойств прибора в его рабочем диапазоне: $\lambda_n \leq \lambda_0 \leq \lambda_k$. Графически эта картина представляется трёхмерной поверхностью $a(\lambda_0, \lambda')$ и наз. полной аппаратной функцией (инвариантность в общем случае не предполагается).

Аналогичным образом рассматриваются ф-ции пропускания ФП для каждой длины волны настройки λ'' . Гл. части контуров ФП в окрестности λ' определяют полезный поток на выходе: $\Phi_{\text{вых}} \sim L_2(\lambda'')\delta\lambda$. Здесь $L_2(\lambda)$ — спектральное распределение спектральной плотности яркости источника, $\delta\lambda$ — ширина ФП на λ' . Интеграл по области крыльев ФП определяет поток мешающего излучения P посторонних длин волн. Подчёркнем, что спектр мешающего излучения определяется спектром входящего потока и может быть существенно шире диапазона $\lambda_1, \dots, \lambda_n$, предусмотренного конструкцией прибора. Отношение потока к полезному потоку наз. уровнем мешающего излучения: $w = P/\Phi_{\text{вых}}$. Эта величина является важнейшей характеристикой спектральных приборов, нередко лимитирующей точность измерений.

Полный набор всех АФ и полный набор всех ФП несут одну и ту же информацию о приборе. В график. представлении совокупность всех АФ и ФП образует континуум взаимно перпендикулярных сечений одной п той же трёхмерной полной АФ.

Модельное описание с помощью ф-ций АФ и ФП, изложенное на примере монохроматоров с решётками, применяется также и к др. приборам и методам. С. о. спектрально-селективной фильтрацией или модуляцией — как однонаправленными, так и многоканальными (см. рис. 2 на ст. *Спектральные приборы*).

При достаточно полном устранении мешающего излучения, пренебрежимых размеров искажений монохроматич. изображений цели и отсутствии погрешнос-

тей в механизме сканирования можно полагать, что контуры АФ и ФП практически совпадают, и тогда $\sigma_{\text{ФП}} = \delta\lambda$ и $R = C$. В дальнейшем будем полагать, что эти равенства выполняются.

Приёмно-регистрационные системы и энергетические ограничения. В рамках оптич. С. обычно предполагается, что источники шумов не столь велики, чтобы невозможно было корректно ставить задачу измерения формы контуров полосатых спектров (или хотя бы интегральных интенсивностей в линейчатых спектрах). Условия измерений характеризуются значениями отн. шума к сигналу $M = \Phi_{\text{ш}}/\Phi_{\text{сиг}}$ [Ф — полезный поток, $\Phi_{\text{ш}}$ — поток, эквивалентный шуму приёмно-регистрающих систем (ПРС)], причём в С. значения $M \gg 1$, а методами с меньшим значением M решают задачи выделения сигнала на фоне шумов в общей теории оптико-электронных приборов. Используемые в С. ПРС разнообразны. Применяются и фотоэлектронные приёмники с уровнем шума, зависящим от сигнала (фотонный шум), и тепловые приёмники с уровнем шума, не зависящим от потока и имеющим равномерный частотный спектр (белый шум); и те и другие могут работать в сочетании с ФВМ. Универсальных моделей для всех видов ПРС нет. Рассмотрим, напр., линейную модель типа (2):

$$F(t') = \int_{-\infty}^{\infty} J(t)h(t-t')dt,$$

где $F(t')$ — регистрируемый сигнал, $J(t)$ — сигнал приёмника, воспринимающего изменения потока во времени от сканирующего монохроматора, $h(t-t')$ — импульсный отклик ПРС (реакция на δ -импульс на входе), фурье-образ k -рого в пространстве частот, $k(f)$, наз. передаточной ф-цией. Если в ПРС колебания сигнала несильны и превалирует инерционное звено (напр., АС-фильтр шумов с постоянной времени τ), то имеет место простая связь т. о с о х в а т ь е м о й ф-цией $k(f)$ полосой частот Δf : $\tau = 1/\Delta f$. Значения т. о определяются инерционными искажениями контура входного сигнала J , а значениями Δf — уровнем шумов на выходе.

Искажения контура J характеризуются и инерционной погрешностью δ_s (имеющей аналогично δ_s смысл отнот. сдвига максимума контура). При умеренных скоростях сканирования ($v < 0,2 \sigma_f/\tau$, где σ_f — ширина J в единицах спектральной шкалы) имеет место приближённое выражение $\delta_s \approx 2,8(v\tau/\sigma_f)^2$. Напр., измерения формы J контуров с погрешностью $\delta_s < 1\%$ возможны лишь за время $\delta t/v$, превышающее в 17 раз постоянную времени τ .

Инерционные погрешности могут быть уменьшены построением более сложных ПРС высших порядков или переходом к шаговому сканированию с отсчётом и усреднением сигнала на каждом шаге.

Если в системе применён приёмник с полностью среднеквадратичного белого шума в единичной полосе частот $\Phi_{\text{ш}}[\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}]$ и эта плотность не зависит от сигнала, то приведённый ко входу уровень шумов в системе с полосой АФ будет $\Phi_{\text{ш}} = \Phi_{\text{ш}} \sqrt{\Delta f}$. Общее выражение для потока, проходящего через оптич. систему, имеет вид $\Phi = L_2 G \delta\lambda (q - \text{коэф. потерь})$. G — геометрический фактор системы. Отсюда получается выражение для отношения сигнала к шуму, $M = \Phi/\Phi_{\text{ш}}$, а находясь общие энергетич. условия, определяющие диапазоны возможностей измерения систем рассматриваемого типа:

для случая измерений полосатых спектров излучения и поглощения

$$\frac{M\sqrt{\Delta f}}{(\delta\lambda)^2} = Q(\lambda) = L_2(\lambda)q(\lambda)R_{\text{Диф}} \frac{G'}{\Phi_{\text{ш}}} \quad (3)$$

(G' — вертикальная составляющая геом. фактора приёмника);

для случая измерений линейчатых спектров излучения

$$\frac{M\sqrt{\Delta f}}{\epsilon_{\text{эф}}} = Q_{\text{лин}}(\lambda) = (L, \Delta\lambda)_{\text{лин}} q(\lambda) R_{\text{диф}} \frac{G'}{\Phi_{\text{ин}}}. \quad (4)$$

Левая часть равенства (3) соответствует определению энергетического фактора Q как отношения сигнал/шум при единичной полосе частот Δf и единичном выделяемом спектральном интервале $\Delta\lambda$. Наряду с Q пользуются также фактором качества K , значения которого не зависят от выбора спектральной шкалы. Он получается из Q заменой $\Delta\lambda$ на $R = \lambda/\epsilon_{\text{эф}} \approx C = \lambda/\delta\lambda$:

$$K = R^2 M \sqrt{\Delta f} = \lambda^2 Q(\lambda) = \sigma^2 Q(\lambda) \sigma,$$

$$K_{\text{лин}} = R M \sqrt{\Delta f} = \lambda Q_{\text{лин}}(\lambda) = \sigma Q_{\text{лин}}(\lambda) \sigma.$$

Величины Q , K характеризуют качество прибора. Чем больше Q и K , тем больше могут быть возможности измерений по разрешающей способности R , отношению сигнал/шум M и быстродействию (т. е. чем больше Δf , тем меньше постоянная времени фильтра τ , меньше иерцидность и больше может быть скорость измерений). Правые части в соотношениях (3) и (4) показывают, от каких конструктивных параметров зависит качество прибора. Здесь видно, что вклад оптич. части прибора определяется только двумя величинами (если она согласована с источником и приёмником по геом. фактору) — коэф. потерь q и дифракц. пределом $R_{\text{диф}} = mNL$ (m — порядок спектра; N , L — частота дифракц. и ширина решётки), а вклады источника и приёмника — яркостью, плотностью шума и величиной G' , согласованной с параметрами монокроматора: $G' = hN/L$, где h , N — высоты щели и шпелетта.

Системы равного качества (в смысле Q , K) могут быть реализованы в трёх основных конструктивных направлениях:

1. Максимум R — построение приборов высокой разрешающей способности (до 10^6) с большими решётками, работающих медленно ($\Delta f \approx 10^{-3}$ Гц, постоянная времени τ — до десятков секунд) при небольших значениях M .

2. Максимум Δf — построение приборов скоростной С. с устройствами быстрого сканирования и регистрации (до $\Delta f \approx 10^7$ Гц, $\tau \approx 10^{-6}$ с) при снижении R до 30–100.

3. Максимум M (до 10^8 при соответствующем диапазоне линейности) — построение приборов для прецизионных измерений контуров спектров при умеренных R и Δf (см. *Спектрофотометрия*).

С помощью критериев Q или K оцениваются в С. возможности и др. типов систем. При этом могут изменяться показатели степени у Δf или R (напр., R^2 в *Фурье-спектрометрах*) либо Δf может оказаться переуравненной константой, тогда параметр Δf переходит в правую часть соотношений (3) и (4) и т. д. Вводятся также дополнит. параметры, характеризующие спектральную или пространственную многоканальность, квантовый выход, характер шумов, протяжённость регистрируемых диапазонов, полное время измерений и т. н.

Оптимальные режимы, редукция. Общим свойством спектрометрич. систем является альтернативное соотношение между систематическими и случайными погрешностями (шумами). Напр., в монокроматорах при уменьшении ширины щелей $\epsilon_{\text{эф}}$ систематич. погрешности $\delta_{\text{э}}$ убывают пропорц. $\epsilon_{\text{эф}}^2$, но одновременно с такой же скоростью надет поток (сигнал) и возрастает относит. уровень шумов — случайная погрешность $\epsilon_{\text{ш}} = 1/M$. При увеличении $\epsilon_{\text{эф}}$, напротив, растут систематич. $\delta_{\text{э}}$, но убывают случайные погрешности $\epsilon_{\text{ш}}$. В благоприятных ситуациях (гладкие спектры, «мошн» прибор в смысле Q) может существовать диапазон значений $\epsilon_{\text{эф}}$, где обе погрешности пренебрежимы, но нередко такой диапазон отсутствует и возникает задача

поиска оптич. значения $\epsilon_{\text{эф}}$ по подходящему критерию. Выбор критерия зависит от того, будет ли применяться в ряде Q и K данных (методы решения обратных задач С. — нахождение истинного контура спектра по наблюдаемому).

Редукция прежде всего требует хорошего знания полной АФ прибора. Напр., если измерения описываются свёрткой типа (2): $J = f * a$, то для Фурье-образов имеет место равенство $\tilde{J} = \tilde{f} \tilde{a}$, и если \tilde{a} известна точно, а J не содержит шумов, то редукция эффективно осуществляется делением Фурье-образов: $\tilde{f} = \tilde{J}/\tilde{a}$. Наложение шумов или неполнота знания \tilde{a} резко ограничивают возможности редукции.

Если результаты измерений предполагаются использовать непосредственно (без редукции), то подходящим критерием оптимальности является общее требование минимума погрешностей, что формально сводится к отысканию таких значений регулируемых параметров (ширины оптической и электрической АФ), при к-рых сумма систематических (целевой и иерцидной) и случайной погрешностей минимальна. Характер взаимосвязей в оптич. режиме можно выразить следующим образом:

$$(\text{точность})^4 \times (\text{скорость}) \approx \text{const} \cdot (b^4 \cdot Q^4).$$

Здесь точностью названа величина, обратная суммарной погрешности, а скоростью — величина $v = b/\delta$, где δ — время регистрации полосы шириной b . Существенно, что точность и скорость находятся в альтернативном соотношении, показатель степени точности (4) определяет, насколько она критична, а показатель степени у параметров b и Q , от к-рых зависит константа справа, показывают, что структурность измеряемого спектра влияет на точность и производительность измерений сильнее, чем «мошность» спектрометра.

Лит.: Толоцкий Ю. А., Новые спектральные приборы, Л., 1978; Митрошкин В. И., М. М., Теоретические основы оптико-электронных приборов, 2 изд., Л., 1983; Миберн Д. ж., Обнаружение и спектрометрия слабых источников света, пер. с англ., М., 1979; Никитин В. А., Теоретические основы методологии прецизионной спектрофотометрии, Л., 1981.

СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТР — спектральный прибор для измерения угла вращения плоскости поляризации оптически активным веществом для излучений с разл. длинами волн (см. *Поляриметрия*).

СПЕКТРОРАДИОМЕТР — спектральный прибор для измерения фотометрич. характеристик (потока, светимости, силы света, яркости и др.) источников оптического излучения. По общей схеме и конструкции С. подобны *спектрофотометрам*, но имеют спец. осветители, позволяющие сравнить исследуемый поток с потоком от референтного источника (операция фотометрирования), встроенного в прибор или расположенного вне его. Для измерений спектров удалённых излучателей С. снабжаются спец. осветителями-телескопами или приставками к большим стационарным оптическим телескопам.

СПЕКТРОРЕФРАКТОМЕТР — спектральный прибор для измерения зависимости показателя преломления образцов материалов от длины волны излучения (см. *Рефрактометр*).

СПЕКТРОСКОП — простейший спектральный прибор для визуального наблюдения спектров. Обычно строится по схеме призмного спектрографа, в фокальной плоскости к-рого помещается матовое стекло.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ СИМВОЛ — величина Z , характеризующая зарядовое состояние атома или иона; $Z = Z_n - N + 1$, где Z_n — заряд атомного ядра (в единицах элементарного электр. заряда), N — число электронов в атомной системе. Т. о., для нейтральных атомов $Z = 1$, для однократно положительных ионов $Z = 2$, для многоядерных ионов $Z \gg 1$.

В спектроскопии С. с. часто указывают римскими цифрами рядом с хим. символом, напр. Fe XXVI ($Z = 26$) означает ион Fe^{24+} .

С. с. определяет масштаб величины разл. характеристик ионов. Так, расстояние между уровнями энергии и потенциал ионизации для ионов с одинаковым числом электронов $\propto Z^2$, длина волны излучения $\propto Z^{-2}$, вероятность излучат. переходов $\propto Z^4$, характерный радиус иона $\propto Z^{-1}$, сечения возбуждения и ионизации электронами $\propto Z^{-4}$ и т. д.

СПЕКТРОСКОПИЯ (от *спектр* и греч. *σκοπέω* — смотреть) — область физики, посвящённая исследованию распределения интенсивности ал.-магн. излучения по длинам волн или частотам (в более широком смысле С. — исследование разл. спектров). Методами С. исследуют уровни энергии и структуру атомов, молекул и образованных из них макроскопич. систем, изучают квантовые переходы между уровнями энергии, взаимодействия атомов и молекул, а также макроскопич. характеристики объектов — темп-ры, плотность, скорость макроскопич. движения и т. д. Важнейшие области применения С. — спектральный анализ, астрофизика, исследование свойств газов, плазмы, жидкостей и твёрдых тел.

По типам спектров различают эмиссионную и поглощающую спектры излучения, а также отражательную С., исследующую спектры поглощения. По типу исследуемых объектов С. делится на атомную (см. *Атомные спектры*) и молекулярную (см. *Молекулярные спектры*), спектроскопию плазмы и С. вещества в конденсированном состоянии, в частности *спектроскопию кристаллов*. В 1970—80-х гг. возникли спектральные исследования поверхностей в тонких плёнках — С. поверхности.

По диапазонам длин волн (в порядке убывания) или частот (в порядке возрастания) выделяют: *радиоспектроскопию*, *микроволновую спектроскопию*, *субмиллиметровую спектроскопию*, *инфракрасную спектроскопию*, *оптическую спектроскопию* (включающую ближнюю ИК-, видимую и частично УФ-области спектра и выделенную гл. обр. по прозрачности оптич. материалов — стекла, кварца и др.), *ультрафиолетовую спектроскопию*, *рентгеновскую спектроскопию*. По характеру взаимодействия излучения с веществом С. подразделяют на *линейную* (объёмную) С. и *нелинейную спектроскопию*, к-рая возникла благодаря применению лазеров для возбуждения спектров. Применение перестраиваемых лазеров на растворах красителей и полупроводниковых диодных лазеров, а также использование электронных цифровых методов регистрации спектров позволили достичь очень высокого спектрального разрешения и высокой точности спектральных измерений.

С. разделяют также по методам возбуждения и наблюдению спектров. Широкое применение получили акустооптическая С., когерентная С., С. насыщения, С. гетеродинамирования, модуляционная С., многофотонная С., фемто- и пикосекундная С., С. фононного аха, квантовых биевней и др. методы *лазерной спектроскопии*. Существ. развитие получила *фурье-С.* с использованием *фурье-спектрометров* высокого разрешения.

Эксперим. исследование спектров производят с помощью *спектральных приборов* — монохроматоров, спектрометров, спектрографов, спектрофотометров, спектроанализаторов.

К С. в широком смысле относят также *ядерную спектроскопию*, в к-рую включают альфа-, бета-, гамма-спектроскопию, а также спектроскопию нейтронов, нейтронов и др. элементарных частиц. Распределение атомных частиц по массам и энергиям изучает *масс-спектропия*, интенсивности звука по его частоте — *акустическая спектроскопия*, электронов по энергиям — *фотоэлектронная спектроскопия*, рентгеноэлектронная спектроскопия, времяоптимальная спектроскопия, мессбауэровская спектроскопия и т. д.

Е. А. Югов.

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ — раздел спектроскопии, изучающий разл. типы спектров кристаллич. веществ в широком диапазоне длин волн. Наиб. информативны спектры в УФ-, видимом и ИК-диапазонах. Теоретич. основа С. к. — квантовая теория твёрдого тела. С. к. включает абсорбционную С. к. (исследование спектров поглощения), эмиссионную С. к. (исследование спектров излучения), спектроскопию рассеяния и отражения. В С. к., помимо частотных зависимостей процессов поглощения, излучения, рассеяния и отражения, изучают поляризац. характеристики взаимодействия кристаллов с излучением (см. *Поляриметрия*). В С. к. исследуют также изменение спектральных характеристик под внеш. воздействием — при изменении темп-ры, при вложении электрич. поля (*Штарка эффект*), магн. поля (*Зеемана эффект*, *Фарадея эффект*), механич. деформаций и т. д.

В абсорбционной С. к. определяют зависимость поглощения образцов от длин волн падающего излучения; в разл. областях спектра коэф. поглощения может составлять от 10^{-2} до 10^8 см $^{-1}$, соответственно образцы должны иметь толщины от десятков см до микрон. Для исследования очень сильно поглощающих образцов используют спектроскопию отражения, позволяющую по *Френеля формулам* получить коэф. отражения и поглощения света. По поляризац. характеристикам определяют двулучепреломление и дихроизм кристаллов.

Спектроскопия рассеяния исследует частотную зависимость рассеянного кристаллом излучения, а также изменение частоты рассеянного света, связанного с динамик. процессами в кристалле. К таким видам рассеяния относятся *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* и *комбинационное рассеяние света*.

Эксперим. методы С. к. аналогичны применяемым в др. методах спектроскопии (см. *Спектральные приборы*, *Спектрометрия*). Характерные ширины спектральных полос (10^3 см $^{-1}$) связаны с осп. веществом кристалла, спектральные линии поглощения и излучения шириной от дес. сотен до единиц см $^{-1}$ (при комнатной темп-ре) принадлежат примесям и др. дефектам кристалла. Для исследования тонкой структуры спектров образцы охлаждают до азотных (77 К), гелиевых (4,2 К) и более низких темп-р, при этом ширины линий составляют доли см $^{-1}$.

С. к. позволяет получать информацию о системе уровней энергии кристалла, о механизмах взаимодействия света с веществом, о переносе и преобразовании энергии возбуждения в кристалле, фотохим. реакциях и фотопроводимости. С. помощью С. к. можно также получить данные о структуре кристаллич. решётки, о характере дефектов, в частности примесных центров *люминесценции* в кристаллах. С. к. исследует влияние поверхности кристалла на его спектр, *многофотонные процессы* при лазерном возбуждении и нелинейные эффекты в кристаллах (см. *Лазерная спектроскопия*, *Нелинейная спектроскопия*). В С. к. широко используется теория групп, к-рая даёт возможность учесть свойства *симметрии кристаллов*, т. е. установить симметрию волновых ф-ций и найти *отбора правила* для квантовых переходов в кристалле.

На данных С. к. основаны применения кристаллов в качестве активных сред лазеров, элементов полупроводниковой техники, люминофоров, преобразователей света, оптич. материалов, ячеек для записи информации. Методы С. к. используются в спектральном анализе.

Лит. см. при ст. *Спектры кристаллов*. Э. А. Смирнёнок.
СПЕКТРОФЛУОРИМЕТР — спектральный прибор для измерения спектров *люминесценции*. Обычно содержит два независимых работающих *монохроматора*. Первый из них выделяет из сплошного спектра излучения источника спектральные интервалы, обеспечивающие возбуждение фотолуминесценции исследуемого образца. Люминесценция наблюдается в направлении,

перпендикулярном освещении, и её спектр измеряется с помощью второго монохроматора и соответствующего приёмника («измерительный» канал). Часть выделенного первым монохроматором возбуждающего излучения направляется светодетектором в «опорный» канал со своим приёмником. В блоке регистрации осуществляется фотометрирование — измеряется отношение сигналов в измерит. и опорном каналах. Применяются два осн. режима работы: измерение спектра люминесценции для данной длины волны возбуждающего излучения (сканирование осуществляется вторым монохроматором, а настройка первого фиксирована) и измерение спектра возбуждения для данной длины волны люминесценции (сканирование осуществляется первым монохроматором, а настройка второго фиксирована). В автоматич. серийных С. обычно имеется встроенная ЭВМ, корректирующая результаты измерений с учётом зависимости яркости источника, пропускания монохроматоров и чувствительности приёмников от длины волны для получения данных о *квантовом выходе* люминесценции. В. А. Никитин.

СПЕКТРОФОТОМЕТР — спектрометр, предназначенный для измерений и регистрации времени затухания люминесценции при разл. длинах волн оптич. излучения.

СПЕКТРОФОТОМЕТР — спектральный прибор для измерений фотометрич. параметров и характеристик веществ, сред и тел путём определения отношения двух потоков оптич. излучения — потока, падающего на образец, и потока, взаимодействовавшего с образцом (отражённого или прошедшего через него). См. *Спектрофотометрия*. В. А. Никитин.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ — совокупность методов фотометрирования потоков оптич. излучения от источников излучения или после его взаимодействия с образцами в зависимости от длины волны; объединяют разд. *спектрометрии, фотометрии и метрологии*. С. источник излучения наз. спектрометрической лампой λ и μ ; она занимается измерениями энергетич. характеристик излучения и излучателей (потока силы света, светимости, яркости, освещённости и т. п.). В узком смысле под С. понимают теорию и методологию измерений фотометрич. характеристик образца, безразмерных коэф., определяемых отношением потоков: $X = \Phi/\Phi_0$ (где Φ_0 — поток, падающий на образец, Φ — поток, наблюдаемый после взаимодействия с образцом); в зависимости от направлений освещения и наблюдения величина X — коэф. пропускания, отражения или рассеяния. Специфич. случай С. — метод *нарушенного пологого внутреннего отражения*.

Значения коэф. X зависят не только от свойств измеряемого образца — оптич. постоянных (*предела преломления показателя* n и главного показателя поглощения k), однородности, формы и состояния поверхности, но и от длины волны λ и условий измерения [направлений освещения и наблюдения φ , положения освещаемого участка на образце (z), поляризации, темп-ры]. Поэтому один и тот же образец может иметь разные значения X в разных условиях измерений.

В прецизионной С. твёрдых материалов и покрытий для правильной интерпретации результатов измерений в некогерентном излучении вводится представление о многомерной *аппаратурной функции* измерений (АФИ) $A(\lambda, \varphi, z)$. Ширина АФИ по координатам λ , φ , z соответствует спектральному ($\delta\lambda$), угловому ($\delta\varphi$) и пространственному (δz) интервалам, выделяемым в данной схеме измерений. Каждое измеренное значение X и его погрешность ΔX рассматриваются как результат операции свёртки многомерных ф-ций $X(\lambda, \varphi, z) * A(\lambda, \varphi, z)$ в данных конкретных условиях, описываемых комбинацией параметров λ , φ , z , $\delta\lambda$, $\delta\varphi$, δz (при известных поляризации и темп-ре) с соответствующими допусками по каждому из параметров. Фундациональные зависимости X от параметров λ , φ , z измеряются так: один из параметров сканируется, а

два других фиксированы. Так получают ф-ции распределения — спектры $X(\lambda)$, индикатрисы $X(\varphi)$, топограммы $X(z)$. Эти распределения тем ближе к истинному, чем меньше ширины АФИ $\delta\lambda$, $\delta\varphi$, δz , использованные при измерениях; уменьшение же ширины АФИ лимитируется энергетически, т. к. потоки излучения Φ и Φ_0 пропорц. *геометрическому фактору* $G \sim \delta\lambda(\delta\varphi)^2(\delta z)^3$. Это приводит к альтернативному соотношению между случайными погрешностями из-за шумов и систематич. погрешностями из-за конечности ширины АФИ.

Теоретически для идеально однородного материала с топограммой $X(z) = \text{const}$ и при хорошо известных зависимостях его оптич. характеристик от длины волны $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ можно рассчитать $X(\lambda)$ и $X(\varphi)$ по *Френеля формулам* для поглощающих сред, но их применение ограничено несовершенством формы и структуры реальных образцов. Эксперим. топограммы хорошо отполированными пластинок (зеркал) свидетельствуют об остаточных неоднородностях $\sim 10^{-2}-10^{-3}$, причём их распределения заметно зависят от времени. Этот предел «идеальности» поверхности эталонов и стандартных образцов на оптич. материалах в конечном счёте ограничивает и точность спектрофотометрич. исследований твёрдых тел в целом.

В С. жидкостное модальное описание процесса измерений значительно упрощается, т. к. обычно применяются унифициров. схемы измерений; во всех серийных спектрофотометрах почти параллельный пучок падает по нормали на типовую кювету с исследуемой жидкостью.

Вещества в газовой фазе в С. не исследуются. Осн. прибор, используемый в С., — спектрофотометр (см. *Спектральные приборы*). Об измерениях в когерентном лазерном излучении см. в ст. *Фотометрия импульсная*.

Лит. см. при ст. *Спектрометрия, Спектральные приборы*. В. А. Никитин.

СПЕКТРЫ КРИСТАЛЛОВ — спектры поглощения, люминесценции, рассеяния, фотопроводимости кристаллов в широком диапазоне длин волн. Наиб. информативны С. к. в оптич. диапазоне. По С. к. изучают частотные зависимости характеристик поглощения, рассеяния и люминесценции кристаллов (см. *Спектроскопия кристаллов*), а также поляризац. зависимости (см. *Поляриметрия*).

С. к. обусловлены *квантовыми переходами* между уровнями энергии, принадлежащими как осн. веществу кристалла, так и его примесям. Эти переходы могут быть связаны с изменением только энергетич. состояния электронов (электронные спектры) или только энергий колебат. состояний атомов кристаллич. структуры (фононные спектры), а также с их одноврем. изменением. Электронные С. к. обусловлены электронными переходами между уровнями энергии атомов осн. вещества и примесей. Электронные уровни осн. вещества образуют энергетич. зоны (см. *Зонная теория*). Верхняя заполненная зона наз. валентной, а нижняя пустая — зоной проводимости. Межзонные электронные переходы образуют непрерывные полосы поглощения с коэф. поглощения до 10^6 см^{-1} — т. н. основное или фундаментальное поглощение. ДВ-край полосы фундам. поглощения соответствует ширине запрещённой зоны. Частотная зависимость края фундам. поглощения определяется структурой зоны (т. е. плотностью энергетич. состояний вблизи края зоны проводимости и плотности валентной зоны), а также тем, являются ли переходы между зонами прямыми — без участия фононов или происходят с участием фононов. Исследование края фундам. поглощения несёт, таким образом, информацию о структуре зон.

ДВ-край фундам. поглощения $\epsilon_{\text{св}}$ может лежать в УФ-области, напр. у алмаза ($\epsilon_{\text{св}} = 5,4 \text{ эВ}$), шёлочногогалогенидных кристаллов (у NaCl $\epsilon_{\text{св}} = 8,6 \text{ эВ}$). В более

длинноволновой области лежит край фундам. поглощения у кристаллов типа A_nB_{3-n} (напр., у ZnS $\epsilon_g = 3,6$ эВ, у CdS $\epsilon_g = 3,4$ эВ), у кристаллов типа A_nB_2 (напр., у $AsGa$ $\epsilon_g = 1,52$ эВ) и кристаллов, образованных элементами IV группы периодич. системы элементов. В этих кристаллах, являющихся полупроводниками, даже при комнатной темп-ре в зоне проводимости находятся электроны, возбужденные тепловым движением. Органические кристаллы, элементарная ячейка к-рых состоит из одной или неск. молекул, обладают спектрами, сходными с молекулярными. Кристаллы, состоящие из насыщенных углеводородов, поглощают (как и исходные молекулы) излучение в далекой УФ-области. В спектрах кристаллов, построенных из ароматич. и гетероциклич. молекул, край фундам. поглощения лежит в ближней УФ- и сильной области спектра. Фундам. поглощение в них связано с возбуждением коллективизированных p -электронов.

При межзонном поглощении света электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, а в валентной зоне образуется дырка. Если переход осуществляется не на самом краю фундам. поглощения, то электрон и дырка быстро (за время $\sim 10^{-12}$ – 10^{-13} с) отдает избыток энергии и импульс фононам и оказываются соответственно на две зоны проводимости и сверху валентной зоны. При рекомбинации они испускают квант света, близкий по величине энергии запрещенной зоны, — возникает т. н. краевая люминесценция. Образование свободных электронов и дырок приводит к фотопроводимости кристалла, спектр возбуждения к-рой наряду со спектрами поглощения и люминесценции позволяет изучать структуру энергетич. зон кристалла (см. *Фотоэлектрическая спектроскопия*).

Кроме процессов рождения и рекомбинации свободных пар электронов и дырок в кристалле могут происходить процессы образования электронно-дырочных пар, связанных кулоновскими силами, — экситонов. Естественно, энергия образования экситона на величину энергии кулоновского взаимодействия меньше, чем энергия образования свободных электронов и дырок, поэтому экситонные полосы поглощения лежат с ДВ-сторону от полосы фундам. поглощения. Экситон имеет энергетич. спектр, регистрируемый аналогично спектру атома водорода, но вместо массы электрона используют эфф. массу, а также учитывают влияние на электронно-дырочную пару эфф. диэлектрич. проницаемости, создаваемой атомами кристалла. Энергия ионизации экситона (т. е. расстояние в спектре от края фундам. поглощения) $\sim 10^{-2}$ эВ в кристаллах типа A_nB_2 и ~ 1 эВ для щелочно-галогидных кристаллов. Борсовский радиус экситона по величине равен неск. постоянным решеткам для щелочно-галогидных кристаллов и неск. десяткам постоянных решеткам для кристаллов A_nB_2 или кристаллов элементов IV группы Ga, Si (экситоны большого радиуса, или Ванье — Мотта экситоны). В молекулярных кристаллах экситон можно рассматривать как возбуждение отд. молекулы, к-рое индукционно-резонансным путем может мигрировать по кристаллу (экситоны малого радиуса, или Френкеля экситоны).

При комнатной темп-ре экситонные полосы уширены до величин $\sim 10^2$ см $^{-1}$ вследствие колебаний атомов кристалла. При понижении темп-ры в экситонных спектрах проявляется структура, связанная с бесфононными переходами и переходами с участием конечного числа оптич. фононов. Бесфононные линии могут описываться водородоподобную структуру спектра экситонов Ванье — Мотта, структуру, связанную со строением подзон и с т. н. *давидовским расщеплением* в спектрах экситонов Френкеля.

В экситонах с большим дипольным моментом, возбуждаемых резонансным эл.-магн. полем, невозможно разделить поле на кулоновскую и поперечную составляющие, и их необходимо рассматривать вместе с полем как особую часть — световиктон, или *поляритон*. Эти

возбуждения создают в спектре полосы, являющиеся ДВ-продолжением экситонных полос. Переходами в электронной подсистеме кристалла обусловлено также поглощение при возбуждении поверхностных волн (т. н. поверхностных поляритонов). Поглощение, связанное с этими квазичастицами, не может наблюдаться методами классич. абсорбционной спектроскопии, т. к. прямое поглощение фотона поверхностным поляритоном запрещено законами сохранения энергии и импульса. Возбуждение поверхностных поляритонов осуществляется либо методом *нарушенного полного внутреннего отражения*, либо при отражении света от поверхности кристалла, на к-рой имеется периодич. структура. Полосы поверхностных поляритонов расположены с ДВ-сторону от соответствующих обычных возбуждений, и их спектральное положение в соответствии с кривой дисперсии зависит от угла падения световой волны и периода поверхностной структуры.

С электронной подсистемой связано поглощение при внутриволновых переходах в полупроводниках, проявляющихся в виде широких слабоструктуриров. полос в ИК-области спектра. Поглощение и рассеяние света в кристаллах, обладающих упорядоченной спиновой подрешеткой (напр., ферромагнетиках), могут проявиться в возбуждении магн. дипольного момента (*магноны, спиновые волны*).

Наряду с переходами между уровнями в электронной подсистеме всего кристалла, в спектрах кристаллов проявляются переходы между локальными уровнями дефектов кристаллич. структуры (дефекты кристаллич. структуры осн. вещества или атомы примесей). Дефекты образуют в кристаллах центры поглощения (*центры окраски*) и *центры люминесценции*. Примером простейшего центра окраски в щелочно-галогидных кристаллах являются F -центры, представляющие собой анионную вакансию, захватившую электрон. Система уровней такого центра аналогична системе уровней атома водорода, только смещенной в ДВ-область и уширенной вследствие взаимодействия с колебаниями атомов кристаллич. структуры. Напр., в кристаллах LiF F -центры дают полосу поглощения с длиной волны $\lambda_{\text{макс}} = 248$ нм. При увеличении концентрации F -центров в спектре поглощения проявляются агрегатные F_2 -центры, напр. F_2 -центры, состоящие из двух F -центров в соседних узлах решетки и плавящие переходы, аналогичные переходам в молекуле водорода. В LiF F_2 -центры дают полосы поглощения с длиной волны $\lambda_{\text{макс}} = 445$ нм. Аналогично в спектрах поглощения и люминесценции проявляются полосы, связанные с F_3^- , F_4^- , F_5^- -центрами и т. д.

Уровни энергии внутри запрещенной зоны образуют также примеси, к-рые могут участвовать как в поглощении, так и в люминесценции. Если переходы в атомах примеси происходят во внешних электронных оболочках, то полосы оказываются сильно уширенными в результате взаимодействия атомов с фононами решетки, как и полосы, принадлежащие центрам окраски и молекулярным примесям в органич. кристаллах. При понижении темп-ры в спектрах проявляются бесфононные линии и фононные кр. д. о. расположенные в спектре поглощения — в осн. с ДВ-сторону от бесфононной линии и с ДВ-сторону в спектрах испускания. Бесфононные линии в спектрах поглощения и испускания совпадают, а фононные крылья зеркально симметричны (см. *Степанова универсальное соотношение*). Фононные крылья в низкотемпературных спектрах обусловлены взаимодействием электронов с акустич. фононами. Отношение интенсивности бесфононной линии к интенсивности в фононном крыле определяется т. н. *Дебая — Уоллера фактором*, зависящим от константы электрон-фононного взаимодействия. Примеси, создающие широкие интенсивные полосы поглощения в видимой области, приводят к изменению видимой окраски кристалла, напр. у драгоценных камней. Так,

кристалл лейкосафитра Al_2O_3 не имеет полос поглощения в видимой области спектра и прозрачен; введение в него примесей Fe^{2+} и Ti^{4+} приводит к поглощению излучения в красной области спектра, и кристалл приобретает зеленый цвет (изумруд), а введение примесей Cr^{3+} создаст полосы поглощения в синей и зеленой областях спектра, и кристалл приобретает красный цвет (рубин).

Если электронные переходы происходят в хорошо экранированных внутр. оболочках примесных атомов (напр., в атомах переходных и редкоземельных элементов), то константы электрон-фононного взаимодействия и соответственно ширины полос оказываются малыми. Так, полосы поглощения центров окраски и обычных примесных центров имеет ширину $\sim 10^3$ см $^{-1}$ (при комнатной темп-ре). Линии поглощения в спектрах примесных редкоземельных ионов составляют ~ 10 см $^{-1}$. Эти переходы, как правило, осуществляются между уровнями одной конфигурации, расщепленными внутрикристаллич. полем. При понижении темп-ры эти линии сужаются до ширины, определяемой неоднородным уширением, т. е. до долей см $^{-1}$. Уширение, обусловленное электрон-фононным взаимодействием, однородно, время т. н. поперечной релаксации $\sim 10^{-12}$ — 10^{-13} с. Неоднородное уширение связано с неоднородностью кристалла, с изотопной примесью и т. д.

Симметрия кристаллич. поля определяет выделенные направления дипольного момента переходов, к-рые проявляются в различии степени поляризации люминесценции кристаллов и коэффициентов поглощения света, подлризованного вдоль и перпендикулярно оптич. оси кристалла. Напр., в кристалле рубина решетка Al_2O_3 представляет собой октаэдр, слегка деформированный вдоль пространственной диагонали, к-рая в этом случае является оптич. осью. Деформация приводит к тому, что поглощение света, падающего вдоль оптич. оси, в полосе 5500 Å оказывается в 2 раза больше, а в полосе 4000 Å на 10% меньше, чем распространяющегося в перпендикулярном направлении. Изучение поляризац. характеристик С. н. позволяет определять симметрию решетк, пространственную структуру центров и ориентацию дипольных моментов, соответствующих электронным переходам центров, находящихся во внутрикристаллич. поле.

Проявление фононной подсистемы рассматривалось выше только как фактор, определяющий уширение спектральных полос электронных переходов, или как источник линий фононных повторений электронных переходов, сопровождаемых поглощением или рождением оптич. фононов. Если при возбуждении фононов наводится дипольный момент, то эти колебания проявляются в спектрах ИК-поглощения (оптич. ветви). Колебания, меняющие поляризуемость, проявляются в спектрах комбинац. рассеяния. В кристаллах, обладающих центром инверсии, существует т. н. альтернативный запрет — одно и то же колебание может проявиться либо в ИК-спектре, либо в спектре комбинац. рассеяния света. По законам сохранения энергии и импульса в спектре поглощения проявляется не вся ветвь оптич. колебаний решетки, а узкий интервал вокруг критич. частоты. Если при поглощении света рождается один оптич. фотон, то частоты ИК-полос лежат в дальней ИК-области. В молекулярных кристаллах частоты колебаний соответствуют внутримолекулярным колебаниям и имеют частоты от ~ 3500 см $^{-1}$ и ниже, т. е. полосы поглощения расположены в области от 2,7 мкм и ниже. Кроме того, имеются более слабые полосы, соответствующие возбуждению двух или более фононов или возбуждению нек. фононов одной частоты, полосы поглощения к-рых лежат в ближней ИК-области.

В спектрах комбинац. рассеяния света отражаются как оптич. ветви, колебания к-рых модулируют поляризуемость среды, так и акустич. ветви. Спектры комбинац. рассеяния дают информацию как о спектре оптич.

колебаний решетки, так и о плотности энергетич. состояний на акустич. ветвях колебаний (в этом случае говорят не о комбинационном, а о *Манделштама* — *Бриллюэна* рассеянии света и *Релея* рассеянии света). Из-за альтернативного запрета в спектрах комбинац. рассеяния 1-го порядка проявляются типы колебаний, к-рые отсутствуют в ИК-спектрах поглощения, поэтому они дополняют друг друга.

В области радиочастот лежат переходы между уровнями сверхтонкого расщепления, возникающего в результате *Штарка эффекта*. Напр., осн. состояние хрома в рубине имеет расщепление $0,38$ см $^{-1}$ = $1,14 \cdot 10^{10}$ Гц. Обычно переходы между уровнями сверхтонкого расщепления — магнитно-дипольные. При введении кристалла в магн. поле появляются зеемановское расщепление уровней энергии, к-рое наблюдается как при оптич. переходах между зеемановскими подуровнями разл. электронных состояний, так и в радиочастотной области при переходах между зеемановскими подуровнями одного состояния. В этом случае исследование проводят методом *электронного парамагнитного резонанса*. Таким методом изучают кристаллы, содержащие примеси с отличными от нуля магн. моментом в осн. состоянии (парамагн. примеси). Исследование С. к. дает информацию о структуре кристаллич. решетк, уровнях энергии и процессах релаксации энергии в кристаллах, характере нарушенной решетки, примесях и центрах, ими образованных. Изучение спектров фононов необходимо для выяснения механизма сверхпроводимости и создания новых высокотемпературных сверхпроводников. Строение электронных спектров необходимо знать для создания полупроводников, люминофоров, лазерных устройств и т. д. Большинство твердотельных центров (кроме стокс с примесями) созданы на основе изучения электронных переходов в кристаллах.

С. к. проявляются не только в оптич. диапазоне длин волн. В диапазоне γ -излучения кристаллич. структура вытекает только в том, что импульс отдачи ядер при испускании γ -кванта может восприниматься всем кристаллом, в результате чего наблюдаются сверхузкие несмещенные резонансные линии испускания и поглощения γ -квантов (*Мессбауэра эффект*). Поглощение γ -излучения кристаллами может приводить к образованию дефектов (центров окраски), к-рые проявляются в спектрах др. диапазонов длин волн.

При взаимодействии рентг. излучения с кристаллами возникает его дифракция на атомах кристаллич. структуры, к-рая лежит в основе *рентгеновского структурного анализа*. *Рентгеновские спектры* испускания и поглощения характеризуют структуру внутр. уровней энергии электронов атомов, входящих в кристалл, и практически не зависят от его свойств как коллективного образования атомов.

Лит.: Левши и В. Л. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М.—Л., 1951; Мосеев С. Описание свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; Паян и С. Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965; Аглатович В. М., Теория акустиков, М., 1968; Кэптелъ Ч., Введение в физику твердого тела, [пер. с англ.], М., 1978; Физика и спектроскопия лазерных кристаллов, М., 1986.

СПЕКТРЫ ОПТИЧЕСКИЕ — спектры эл.-магн. излучения в ИК-, видимом и УФ-диапазонах шкалы *электромагнитных волн*. С. о. разделяют на С. и сп-спекания (наз. также спектрами излучения или эмиссионными спектрами), С. о. поглощения (а б-сorption и n e C.), С. о. рассеяния (с o r r a j e и i a. C. o. получают от источника света при разложении их излучения на длинам волн λ (светоизлучение $\nu = c/\lambda$, волновым числом $1/\lambda = \nu/c$, к-рые часто тоже обозначают ν) с помощью *спектральных приборов*. Характеризуются ф-цией $I(\lambda)$ [или $f(\nu)$], описывающей распределение энергии испускаемого света в зависимости от λ [или ν]; при этом энергию рассчитывают на нек-рый интервал $\Delta\lambda$ [или ν]. С. о. поглощения и рассеяния обычно получают при прохождении света через

вещество с последующим его разложением по λ . С. о. поглощения, рассеяния и отражения характеризуются долей энергии света каждой длины волны, соответствующей поглощённой $[k(\lambda)]$, рассеянной $[\alpha(\lambda)]$ или отражённой $[R(\lambda)]$ веществу. При рассеянии монохроматич. света длины волны λ молекулами может происходить комбинационное рассеяние света, спектр к-рого характеризуется распределением энергии рассеянного света по изменённым (комбинационным) длинам волн.

С. о. регистрируют с помощью фоторегистра, методов, фотоэлектрич. приёмников излучения, термодатчиками и болометрами (в ИК-области) и т. д. В видимой области С. о. можно наблюдать визуально.

По виду С. о. могут быть линейчатыми, состоящими из отд. спектральных линий с определ. дискретными значениями λ , полосатыми, состоящими из отд. полос, каждая из к-рых охватывает нек-рый интервал λ , и сплошными (непрерывными), охватывающими широкий диапазон λ . (Строго говоря, спектральная линия всегда имеет нек-рую конечную ширину, характеризующую нек-рым интервалом λ ; см. *Ширина спектральной линии*.)

С. о. возникают при квантовых переходах между уровнями энергии атомов, молекул, твёрдых и жидких тел. С. о. искусственная соответствуют возможным квантовым переходам с верхних возбуждённых уровней энергии на нижние, С. о. поглощения — с нижних уровней на верхние.

Вид С. о. зависит от состояния вещества. Если при заданной тем-ре вещество находится в состоянии термодинамич. равновесия с излучением (см. *Тепловое излучение*), оно испускает сплошной спектр, распределение энергии в к-ром по λ (или ν) даёт *Планка закон излучения*. Обычно термодинамич. равновесие излучения с веществом отсутствует и С. о. могут иметь самый различный вид. В частности, для атомов характерны линейчатые С. о., возникающие при квантовых переходах между электронными уровнями энергии (см. *Атомные спектры*); для простейших молекул типичны полосатые спектры, возникающие при переходах между электронными, колебат. и вращат. уровнями энергии (см. *Молекулярные спектры*).

Разл. оптич. диапазоны λ (или ν) соответствуют разл. энергиям фотонов $h\nu = h\nu_0 - \epsilon$ (ϵ_1 и ϵ_2) — энергии уровней, между к-рыми происходит переход. В табл. приведены для трёх диапазонов длины волн примерные интервалы λ , ν , волновых чисел ν/c , энергий фотонов $h\nu$, а также тем-р излучения T , характеризующих энергию фотонов согласно соотношению $kT = h\nu$.

С. о. применяются для исследования строения и состава вещества (см. *Спектроскопия*, *Спектральный анализ*).

Лит.: Лангвельберг Г. С., *Оптика*, 5 изд., М., 1976; Фриш С. О., *Оптические спектры атомов*, М., 1963.

М. А. Ельцинцев.



Примеры спермагнитных структур.

ных системах класса «редкоземельный металл (с ненулевым орбитальным моментом атомов) — ферромагн. металл группы железа», напр. Nd—Co, Nd—Fe, Dy—Co, Dy—Fe [2]. В случае хим. неравличности магн. атомов спермагнитная структура тождественна аспермагнитной.

Лит.: 1) Соуе J. M. D., *Amorphous magnetic order*, *Adv. Appl. Phys.*, 1978, v. 49, № 3, p. 1846; 2) Таулоу Р. С. и др., *Magnetic properties of amorphous neodymium-transition metal films*, *Adv. Appl. Phys.*, 1978, v. 49, № 5, p. 2865.

М. В. Мельчев.

СПЕРОМАГНЕТИЗМ (от греч. *σπρίθ* — рассеиваю, разбираю) — магн. состояние аморфных магнетиков, в к-ром равновесные ориентации локализов. магнитных моментов распределены в пространстве хаотически (суммарная намагниченность отсутствует) и корреляция между ориентациями близлежащих атомных магн. моментов исчезает на интервале неск. межатомных расстояний [1]. Осн. микроскопич. причиной возникновения С. является существование хаотической одноионной магнитной анизотропии типа «лёгкая ось» с энергией $D\Sigma(\mu_B S_z)^2$ (где $D > 0$ [2 и 3]), к-рая в случае относительно малого значения параметра обменного взаимодействия ($J > 0$ или $J < 0$, $D/|J| \geq 1$) вынуждает эфф. моменты S_i подстраиваться к хаотически распределённым локальным осям лёгкого намагничивания μ_i . Такой механизм характерен для металлч. стёкол типа «редкоземельный металл (с ненулевым орбитальным моментом ионов) — благородный или переходный металл», напр. аморфные системы типа Dy—Cu, Tb—Ag. По своей магнитной атомной структуре и осн. особенностям магн. свойств спермагнетики — частный случай сплюснутых стёкол. Термин «сплюснутые стёкла» чаще относят к магнетикам, в к-рых величина и знак обменного взаимодействия меняются случайным образом, в силу чего атомные магн. моменты в них ориентированы хаотически.

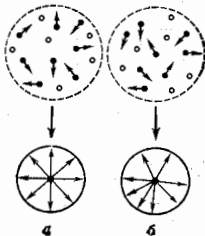
В случае нарушения сферич. симметрии распределения случайных ориентаций магн. моментов возникает состояние, называемое аспермагнетизмом (сокращение от «асимметричный спермагнетизм»), с ненулевой намагниченностью, т. к. большая часть атом-

Диапазон	λ , мкм	ν , с ⁻¹	ν/c , см ⁻¹	$h\nu$, эВ	T, К
ИК-излучение	10 ⁴ —0,74	3,0·10 ¹⁴ —4,0·10 ¹⁴	10—1,35·10 ⁴	1,25·10 ⁻⁴ —1,7	14—2,0·10 ⁴
Видимое излучение	0,74—0,40	4,0·10 ¹⁴ —7,5·10 ¹⁴	1,35·10 ⁴ —2,5·10 ⁴	1,7—3,1	2,0·10 ⁴ —3,8·10 ⁴
УФ-излучение	0,40—10 ⁻⁸	7,5·10 ¹⁴ —3,0·10 ¹⁶	2,5·10 ⁴ —10 ⁶	3,1—125	3,8·10 ⁴ —1,4·10 ⁶

СПЕРОМАГНЕТИЗМ (от греч. *σπρίθ* — рассеиваю, разбираю) — магн. состояние аморфного твёрдого тела с двумя или большим числом хаотических подсистем химически различающихся магн. атомов (ионов), в к-ром по крайней мере одна из подсистем магн. моментов атомов «заморожена» так, что образует аспермагнитную структуру [1] (см. *Спермагнетизм*). Результирующие магн. моменты каждой из подсистем магн. атомов могут быть направлены как параллельно, так и антипараллельно друг другу (рис.), т. е. спермагнетизм является хаотическим неколлинеарным ферромагнетизмом. С. наблюдается в нек-рых аморф-

ных магн. моментов образует острые углы с направлением намагниченности, а меньшая часть — тупые (рис.). Аспермагнетизм (своеобразный неколлинеарный ферромагнетизм) является состоянием промежуточного типа между состоянием спинового стекла и обычным неколлинеарным ферромагнетизмом. Поэтому он обладает как особенностями спин-стеклового состояния (эффекты магн. вязкости и необратимости магн. изменений из-за наличия многократно вырожденных минимумов свободной энергии, отделённых друг от друга потенц. барьерами), так и дальним ферромагн. порядком [4]. Однако аспермагнетизм является метастабильным состоя-

нием, отодвигаясь вниз, барьером от осн. состояния синь-стеклового типа [5 и 6]. Наличие регулярной пространственной составляющей в магн. анизотропии (к-рая может, напр., возникнуть благодаря механизму магнитоупругой связи с внутр. или внеш. напряжениями, образца) может стабилизировать асперомагнетизм со спонтанным дальним ферромагн. порядком. Такая ситуация, по-видимому, реализуется в аморфных сплавах Cd—Ag со слабой хаотич. анизотропией [7].



Схематическое изображение сверхмагнитной (а) и асперомагнитной (б) структур.

Если подсистему магн. ионов с асперомагн. структурой рассматривать как своеобразную хаотическую магнитную подрешетку, то такая подрешетка может выступать базовым элементом построения более сложных хаотических магн. структур в неупорядоченных магнетиках с некс. сортами магн. ионов (см. *Спериомагнетизм*) [8].

Лит.: 1) Coey J. M. D., Amorphous magnetic order, *J. Appl. Phys.*, 1978, v. 49, № 3, p. 1648; 2) Harris R. P., Pilschke M., Zuckerman M. J., New model for amorphous magnetism, *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 31, № 3, p. 180; 3) Coey J. M. D., Harris R. P., Zuckerman M. J., The role of structure in the magnetic properties of amorphous alloys, *Phys. Repts.*, 1978, v. 48, № 1, p. 1; 4) Sellmeyer D. J., Nafis S., Random magnetism in amorphous rare earth alloys, *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 57, № 8, p. 3584; 5) Яковлев Н. А., Бутке Е., Рудник Л., Spin-glass and ferromagnetic behavior induced by random uniaxial anisotropy, *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, № 7, p. 476; 6) Жауаргазав Б., Хидиркулиев С., Random anisotropy models in the Ising limit, *Phys. Rev.*, 1980, v. 21, № 9, p. 4072; 7) Волголар С. и др., Random anisotropy effects in amorphous rare earth alloys (invited), *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, № 11, p. 7885; 8) Хейр К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 142, в. 2, с. 331.

СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (частная теория относительности) — физ. теория пространства-времени для областей, в к-рых можно пренебречь полями тяготения и в к-рых могут быть введены локально инерциальные системы отсчета. Подробнее см. *Относительности теория*.

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ — отдельные классы функций, возникающих во многих теоретич. и прикладных задачах, обычно при решении дифференц. ур-ний. В физике чаще всего встречаются гамма-функции (см. *Эйлера интегралы*), ортогональные полиномы, сферические функции, цилиндрические функции, гипергеометрические функции и вырожденные гипергеометрические функции, параболического цилиндра функции, интегральные синус и косинус, интеграл вероятности (см. *Интегральные функции*), Матье функции, эллиптические функции и др. Все перечисленные ф-ции, за исключением гамма-функции, ф-ций Матье и эллиптических, являются решениями обыкновенного дифференц. ур-ния 2-го порядка:

$$u'' + \frac{\tilde{\tau}(z)}{\sigma(z)} u' + \frac{\tilde{\sigma}(z)}{\sigma^2(z)} u = 0, \quad (1)$$

где $\sigma(z)$, $\tilde{\sigma}(z)$ — полиномы, степень к-рых не выше 2, $\tilde{\tau}(z)$ — полином, степень к-рого не выше 1, z — комплексная переменная.

Напр., ур-ние Бесселя

$$z^2 u'' + zu' + (z^2 - \nu^2) u = 0$$

является частным случаем ур-ния (1) при $\sigma(z) = z$, $\tilde{\tau}(z) = 1$, $\tilde{\sigma}(z) = z^2 - \nu^2$. С помощью замены $u =$

$= \varphi(z)u$ и выбора ф-ции $\varphi(z)$ ур-ние (1) можно привести к виду:

$$\sigma(z)u'' + (\tau(z)u' + \lambda u) = 0 \quad (2)$$

[$\tau(z)$ — полином, степень к-рого не выше 1, λ — постоянная]. При

$$\lambda = \lambda_n = -n\tau' - n(n-1)\sigma''/2, \quad (3)$$

$$n = 0, 1, \dots$$

ур-ние (2) имеет полиномиальные решения, определяемые ф-лой Родрига:

$$y = y_n(z) = \frac{B_n}{\rho(z)} \frac{d^n}{dz^n} [\sigma^n(z)\rho(z)] \quad (4)$$

[B_n — нормировочная постоянная, n — степень полинома, ф-ция $\rho(z)$ удовлетворяет ур-нию $(\sigma\rho)' = \tau\rho$, к-рые после линейной замены переменной переходят в классич. ортогональные полиномы (полиномы Якоби, Лагера и Эрмита).

Ур-ние (2) в зависимости от степени полинома $\sigma(z)$ можно привести к следующим канонич. видам:

$$z(1-z)u'' + [\gamma - (\alpha + \beta + 1)z]u' - \alpha\beta u = 0$$

(гипергеометрическое уравнение Гаусса),

$$zy'' + (\gamma - z)y' - \alpha y = 0$$

(вырожденное гипергеометрическое уравнение),

$$y'' - 2zy' + 2\nu y = 0$$

(уравнение Эрмита).

Обобщая ф-лу Родрига (4), можно получить в явном виде частные решения ур-ния (2) при произвольных λ в виде интегрального представления

$$y = y_\lambda(z) = \frac{C_\lambda}{\rho(z)} \int \frac{\sigma^\lambda(\xi)\rho(\xi)}{(z-\xi)^{\lambda+1}} d\xi, \quad (5)$$

где величина λ связана с λ соотношением, аналогичным соотношению (3):

$$\lambda + \nu\tau' + \nu(\nu-1)\sigma''/2 = 0,$$

ф-ция $\rho(z)$ — решение ур-ния

$$[\sigma(z)\rho(z)]' = \tau(z)\rho(z),$$

ковтур C — отрезок прямой (s_1, s_2), на концах к-рого выполнено условие:

$$\frac{\sigma^{s_1+1}(s_1)\rho(s_1)}{(s_1-z)^{s_1+1}} \Big|_{s_1=s_1, s_2} = 0.$$

Контуры такого вида можно выбрать лишь при нек-рых ограничениях, наложенных на коэф. ур-ния (2). Распространение результатов, полученных при таких ограничениях, на более общо случаи можно получить с помощью аналитич. продолжения решений. Из интегрального представления (5) легко вывести все свойства перечисленных С. ф.: разложения в степенные ряды, разл. функциональные соотношения, асимптотич. разложения и др.

При помощи аналогичных рассуждений можно построить теорию разностных аналогов С. ф., в частности классич. ортогональных полиномов дискретной переменной на равномерных и неравномерных сетках.

С. ф. возникают обычно при разделении переменных и отскакивании соств. ф-ций дифференц. оператора в нек-рых системах координат. Такие операторы часто инвариантны относительно к.-л. группы преобразований, к-рые переводят соств. ф-ции оператора в соств. ф-ции, отвечающие тому же соств. значению. Т. о., каждому

элементу группы ставится в соответствие линейное преобразование в пространстве соств. ф-ций, наз. *представлением группы*. Поэтому существует связь между С. ф. и матричными элементами представлений групп. Используя свойства представлений, можно поделить разл. ф-ны для С. ф., напр. ф-ны сложения, интегрируемые представления, рекуррентные ф-ны.

Так, представления группы вращения евклидовой плоскости связаны с цилиндрич. ф-циями, представления группы вращений углоподобных матриц 2-го порядка — с гипергеом. ф-циями. Особенно часто в физике используют представления группы вращений трехмерного пространства, с ними связаны *Вигнера функции*, *Клебана — Гордана* и *коэффициенты Вигнера* $6j$ -символов, к-рые можно выразить через ортогональные полиномы первого или второго аргумента. Напр., ф-ция Вигнера удаётся записать с помощью полинома Якоби или полинома Крауча. Коэф. Клебана — Гордана и $6j$ -символов Вигнера можно выразить через полиномы Хаана и полиномы Гака.

Лит.: Бейтман Г., Эрдейи А. Вышеперечисленные функции. Пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1973—74; Вилевский И. Я. Специальные функции и теория представлений групп, 2 изд., М., 1991; Никитов А. Ф., Уваров В. В. Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1981. Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979. А. Ф. Никитов.

СПИН (от англ. spin — вращаться, вертеться) — собственный момент количества движения элементарных частиц, имеющих квантовую природу и не связанный с перемещением частицы как целого. С. наз. также соств. момент кол-ва движения атомного ядра или атома; в этом случае С. определяется как векторная сумма (вычисленная по правилам сложения моментов в квантовой механике) С. элементарных частиц, образующих систему, и орбитальных моментов этих частиц, обусловленных их движением внутри системы.

С. измеряется в единицах \hbar и равен $J\hbar$, где J — характерное для каждого сорта частиц целое (в т. ч. нулевое) или полуцелое положит. число — т. н. *спиновое квантовое число*, к-рое обычно называют просто С.; в связи с этим говорят о целом или полуцелом С. частицы. Полуцелым С. обладают, напр., электроны, протоны, нейтроны и их античастицы. С. π - и K -мезонов равен нулю, С. фотона равен 1.

Проекция С. на любое фиксиров. направление z в пространстве может принимать значения $-J, -J+1, \dots, +J$. Т. о., частица со С. J_2 может находиться в $2J+1$ спиновых состояниях (при $J = 1/2$ — в двух состояниях), что эквивалентно наличию у неё дополнит. внутр. степени свободы. Квадрат вектора С., согласно квантовой механике, равен $\hbar^2 J(J+1)$. Со С. частицы, обладающей ненулевой массой покоя, связан спиновый магн. момент $\mu = \gamma\hbar$; коэф. γ наз. *магнитомеханическим отношением* (или *гиромагнитным*) отношением.

Концепция С. введена в физику в 1925 Дж. Уленбеком (G. Uhlenbeck) и С. Гаудсмитом (S. Goudsmit), предложившими (на основе анализа спектроскопич. данных), что электрон можно рассматривать как «вращающийся волчок» (отсюда и термин «С.») с соств. механич. моментом $1/2$ и собственным (спиновым) магн. моментом, равным магнетону Бора $\mu_B = \hbar e/2mc$ (е и m — заряд и масса электрона). Т. о., для С. электрона гиромагн. отношение $\gamma = e/mc$, т. е. в точки зрения классич. электродинамики является аномальным: для орбитального движения электрона и для любого движения классич. системы заряд. частиц с данным отношением e/m оно в 2 раза меньше ($e/2mc$).

Учёт С. электрона позволил В. Паули (W. Pauli) сформулировать принцип запрета, утверждавший, что в произвольной физ. системе не может быть двух электронов, находящихся в одном и том же квантовом состоянии (см. *Паули принцип*). Наличие у электрона С., равного $1/2$, объяснило мультиплетную структуру атомных спектров (*тонкую структуру*), особенности

расщепления спектральных линий в магн. полях (*Зеемана эффект*), порядок заполнения электронных оболочек в многоэлектронных атомах (а следовательно, и закономерности периодич. системы элементов), ферромагнетизм и др. явления.

Существование у протона С., равного $1/2$, постулировано на основе опытных данных Д. М. Деннисоном (D. M. Dennison, 1927). Эксперим. проверка этой гипотезы привела к открытию *сверткнутой структуры* уровней энергии атома.

С. частой однозначно связан с характером статистики, к-рой они подчиняются. Как показал Паули (1940), из квантовой теории поля следует, что все частицы с целым С. подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* (являются бозонами), с полуцелым С. — *Ферми — Дирака статистике* (фермионами). Для фермионов (напр. электронов) справедлив принцип Паули, для бозонов он не имеет силы.

В матем. аппарат нерелятивистской квантовой механики С. был введен Паули; при этом описание С. носило феноменологич. характер. Наличие у электрона С. и спинового магн. момента непосредственно вытекало из релятивистского *Дирака уравнения* (к-рое для электрона в эл.-магн. поле в пределе малых скоростей переходит в *Паули уравнение* для нерелятивистской частицы со С. $1/2$).

Величина С. определяет трансформ. свойства полей, описывающих эти частицы. При *Лоренца преобразованиях* поле, соответствующее частице со С. $J = 0$, преобразуется как скаляр (или псевдоскаляр); поле, описывающее частицу с $J = 1/2$, — как спинор, с $J = 1$ — как вектор (или псевдовектор) и т. д.

Лит.: см. при ст. *Квантовая механика*, О. И. Завьялов. **СПИНОВАЯ ДИФФУЗИЯ** — процесс пространственного выравнивания неоднородной спиновой поляризации в системе локализов. магн. моментов. В отличие от обычной диффузии, связанной с массопереносом, при С. д. распространяется лишь спиновое возмущение, тогда как сами носители спиновых моментов (парамагн. ионы, радикалы, атомные ядра) не перемещаются.

При помехении парамагн. вещества, содержащего частицы с несомкнутыми спинами S , во внеш. магн. поле H возникает отличная от нуля s и n в а. п. о. л. я. р. з. а. ц. я. $P = \langle S_z \rangle / S$, где $\langle S_z \rangle$ — ср. значение проекции спинового S_z на направление поля (ось Z). В условиях термодинамич. равновесия при темп-ре T_0 поляризация определяется *Больцмана распределением* парамагн. частиц по энергетич. уровням, возникающим вследствие квантования S_z (см. *Зеемана эффект*). В простейшем случае $S = 1/2$ возможны всего две ориентации спина: вдоль и против поля H ; при этом $P = \tanh(\hbar H/2kT_0)$, где γ — *магнитомеханическое отношение*. При нарушении равновесия между спиновой системой и «решёткой» (термостатом) величина P определяется *спиновой температурой* $T_S \neq T_0$. Процессы С. д. возникают в тех случаях, когда пространственное распределение величин P оказывается неоднородным, т. е. $\text{grad } P \neq 0$. Передача избытка поляризации между соседними парамагн. частицами происходит в направлении выравнивания T_S за счёт магн. *диполь-дипольного взаимодействия* или *спин-спинового обменного взаимодействия*. Элементарный акт этого процесса состоит в одноврем. изменении ориентации спинов двух частиц в противоположных направлениях при сохранении их суммарной проекции S_z и суммарной магн. энергии в поле H . Такой акт носит резонансный характер и эффективен лишь при близости частот магн. резонанса взаимодействующих частиц.

Усреднённое макроскопич. описание этого процесса в ряде простейших случаев приводит к обычному у-н.н. диффузии для величин $P(r, t)$, где r — пространственная координата, t — время.

Роль С. д. наиб. существенна в ядерных спиновых системах твёрдых тел, где она обычно определяется магн. диполь-дипольным взаимодействием между соседними

драмы. В этом случае коэф. $S. d. D \approx 0,1 \text{Å}^2/\text{а.е.}$, где a — расстояние между ближайшими ядерными спинами. С. д. значительно ускоряет процессы спин-решётной релаксации и динамич. поляризация ядер, обеспечивая перенос неравновесной спиновой поляризации к примесным парамагн. центрам, осуществляющим передачу энергии ядерных спинов в решётку (см. Реаксация магнитная, Сверхзаера эффект).

В магнитоорядоченных электронных парамагнетиках С. д. осложнена нерегулярным расположением примесных парамагн. центров и значительным неоднородным уширением линий электронного парамагнитного резонанса. В таких системах С. д. может сопровождаться т. н. спектра льной диффузией — распространением спинового возбуждения по спектру магн. резонанса.

Явления, сходные со С. д., характерны также для миграции оптич. возбуждения в люминесцентных средах, в частности в активных материалах лазеров.

Лит.: Худинский Г. Р., Спinoвая диффузия, «ФОН», 1965, т. 87, с. 211; 1968, т. 96, с. 441; Ацаркин В. А., Динамическая поляризация ядр в твердых диэлектриках, М., 1960; Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Алексеев И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых немагнитных парамагнетиках, М., 1975. В. А. Ацаркин.

С. д. в магнитоорядоченных веществах, теоретически рассмотрена Л. Ван Хофом (L. Van Hove, 1954) и П. Ж. де Женон (P. G. de Gennes, 1958) и наблюдалась экспериментально с помощью магн. рассеяния нейтронов, является, как и в парамагнетиках, одним из механизмов, определяющих динамику спиновой плотности $S(r,t)$ или намагниченности $M(r,t)$.

В отличие от парамагнетиков, в магнитоорядоченных веществах значение энергии обменного взаимодействия значительно больше энергии зеемановского взаимодействия. Поэтому неоднородное и неравновесное распределение намагниченности вызывается главным образом не внеш. полем, а коррелированными спиновыми флуктуациями.

Ниже критич. темп-ры T_c (напр., Кюри точка для ферромагнетика или Неема точка для антиферромагнетика) динамика намагниченности носит преимущественно не диффузионный, а волновой характер (см. Спиновые волны). Однако в условиях сильного затухания и малого времени жизни магнонов (T близко к T_c) волновая динамика намагниченности сменяется диффузионной, что проявляется, в частности, в виде т. н. центрального (квазиупругого) пика в спектри критич. магн. рассеяния нейтронов. Выше критич. темп-ры T_c С. д. становится основным механизмом пространственного выравнивания неоднородной намагниченности. Особенности С. д. в парамагнитной области ($T > T_c$) магнитоорядоченных веществ по сравнению со С. д. в обычных парамагнетиках проявляются в критическом замедлении (аномальное возрастание близки T_c времени магнитной релаксации). Аналогичными свойствами обладают и др. кинетич. и резонансные характеристики (напр., затухание ультратонкой в магнетиках, ширина линии ЭПР и др.).

Лит.: Форестер П., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1960. Ю. Г. Рубой.

СПИНОВАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ — совокупность явлений, связанных с существованием бездиссипативного механизма переноса намагниченности в сверхтекучем ^3He . При переходе в сверхтекучее состояние атомы ^3He образуют конденсат из куперовских пар в состоянии с полным спином $S = 1$ (см. Гелий жидкий, Сверхтекучесть). Поэтому параметр порядка ^3He содержит угл. переменные φ , описывающие ориентацию системы спинов куперовских пар. Энергия системы не зависит ни от фазы волн φ -ки конденсата, ни от этих угл. переменных. Такое вырождение состояний в случае возникновения градиента к-л. из углов φ приводит к появлению спинового сверхтока $I(M_i) \approx \varphi \varphi$, где M_i — ком-

понента намагниченности $i = x, y, z$. Спиновый сверхток в сверхтекучем ^3He представляет собой встречное гидродинамич. течение двух взаимопровинкающих сверхтекучих жидкостей с противоположно направленными спинами куперовских пар, но сопровождающееся переносом массы.

С. с. была обнаружена в экспериментах по ЯМР в сверхтекучем $^3\text{He}-\text{B}$ (А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, 1984—88) и теоретически исследована в работах И. А. Фомина (1984—88). В условиях ЯМР в качестве параметра порядка в $^3\text{He}-\text{B}$ удобно выбрать матрицу трёхмерных вращений R_{ik} , параметризуемую тремя углами Эйлера α, β, γ . Если внеш. поле H направлено вдоль оси z , то углы α и β определяют направление прецессирующей намагниченности M , а угол γ — вращение спиновой системы вокруг M . Угол β между M и H определяет величину проекции намагниченности M_z , а угол α — фазу прецессии M вокруг H . Система вырождена по углу α , к-рым можно рассматривать как фазу параметра порядка.

Экспериментально сверхтекучий ток проекции намагниченности M_z наблюдался как вдоль приложенного поля H , когда градиент фазы создавался за счёт продольного градиента поля, так и перпендикулярно H по капилляру, соединявшему две эксперим. камеры, в к-рых ЯМР возбуждался от независимых генераторов на одной частоте, но с разными фазами.

Возможность эксперим. наблюдения С. с. методом ЯМР в $^3\text{He}-\text{B}$ связана с наблюдаемой в нём характерной особенностью зависимости частоты ЯМР ω от угла β : при $0 \leq \beta \leq \beta_0 = \arccos(-1/2)$ частота ω не зависит от β , а при $\beta > \beta_0$ начинает резко расти. Эта особенность и существование С. с. приводит к тому, что при возбуждении ЯМР радиочастотным полем с частотой в объёме $^3\text{He}-\text{B}$, помещённом в неоднородное магн. поле, этот объём разбивается на два домена: в области сильного поля ($H > \omega/\gamma$, γ — гиромагнитное отношение) прецессия не возбуждается вовсе и $\beta = 0$, в поле $H \leq \omega/\gamma$ возбуждается прецессия на общей частоте ω и с общей фазой прецессии α , определяемой генератором. При этом на границе между доменами угол $\beta = \beta_0$ и нарастает в области более слабого поля, называемой о д и р о р о д н о п р е ц е с с и р у ю щ и м д о м е н о м.

Для С. с. имеет место весь комплекс явлений, характерных для обычной сверхтекучести: четвёртый звук, ограничение величин сверхтекучего переноса намагниченности — критич. спиновый ток с образованием центров проскальзывания фазы, стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона, квантование циркуляции сверхтекучей скорости и образование квантованных спиновых вихрей. В отличие от обычной сверхтекучести и сверхпроводимости, где фаза конденсата ненаблюдаема, фаза прецессии наблюдаема. Поэтому удаётся измерить разность фаз на концах канала, сброс фазы при одном акте проскальзывания, а также точную локализацию центра проскальзывания фазы и распределение фазы по каналу.

В отличие от обычной сверхтекучести, в $^3\text{He}-\text{B}$ наряду с бездиссипативным переносом намагниченности, возникающим вследствие образования когерентного состояния, при наличии градиентов углов α и β обязательно присутствуют и диффузионные диссипативные спиновые потоки. Спиновая диффузия, а также др. механизмы диссипации приводят к несохранению параллельной полю компоненты намагниченности, что соответствовало бы несохранению массы сверхтекучей компоненты в ^3He или несохранению заряда в сверхпроводниках.

Явление С. с. возможно не только в сверхтекучем $^3\text{He}-\text{B}$, но и в антиферромагнетиках, релятивистские — взаимодействия в к-рых сохраняют вырождение по отнosit. фазе прецессии намагниченности подрешёток.

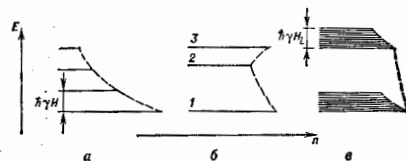
Лит.: Фомин И. А., Стационарный спиновый сверхтон в ^4He -В, «ЖЭТФ», 1988, т. 94, с. 112; Fomin I. A., Spin currents in superfluid ^4He , «Physica B», 1991, v. 169, p. 153; Богович К. Р. и др., А. С. и др., NMR and magnetic supercurrent in ^4He -В, «Physica Scripta», 1991, v. T39, p. 136. А. С. Вороних-Романов, В. П. Мичеев.

СПИНОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА — термодинамич. величина, характеризующая состояние внутр. квазиравновесия в подсистеме спиновых степеней свободы вещества. Наиб. распространение понятие С. т. получило при описании электронных и ядерных парамагнетиков. В этом случае С. т. T_s определяет вероятность W_i нахождения системы частиц, обладающих спином, в стационарном состоянии с энергией ϵ_i :

$$W_i = Z^{-1} \exp(-\epsilon_i/kT_s), \quad (1)$$

где Z — статистич. сумма. Соотношение (1) аналогично обычному каноническому распределению Гиббса, однако ϵ_i — лишь часть полной энергии системы, зависящая от спиновых переменных. Предполагается, что локально внутр. равновесие в спиновой подсистеме (квазиравновесие) устанавливается гораздо быстрее, чем равновесие между спиновой подсистемой и остальными степенями свободы (истинное равновесие с темп-рой T_0).

Примером может служить система ядер, обладающих спином $I \neq 0$ и гиромагн. отношением γ , в твёрдом теле, помещённом во внеш. пост. магн. поле H . Взаимодействие магн. момента ядра с этим полем приводит к образованию $2I + 1$ уровней энергии ϵ_j , разделённых равными интервалами $\hbar\gamma H$ и соответствующих разл. значениям проекции I_z ядерного спина на направление H (рис., а). Внутр. квазиравновесие в этой системе устанавливается благодаря спин-спиновым



энергетические диаграммы в квазиравновесном распределении населённости парамагнитных спиновых системы в магнитном поле: а — $I = 1/2$, спиновы температуры; б — различные спиновые температуры в квазиравновесном спестре; в — асимметрия в «спин-спиновой» спиновые температуры; ϵ — энергия, n — населённость; пунктир соответствует распределению Больцмана.

взаимодействиям между ядрами: 1) создаваемые ядерными магн. моментами локальные поля приводят к расфокусировке протессы спинов в поле H за время τ по сравнению с релаксацией τ_1 , в результате сохраняется макроскопич. характеристической системы остаётся ср. значение I_z ; 2) взаимные «перевороты» ядерных спинов, вызванные спин-спиновым взаимодействием, приводит к «завыванию» их нач. распределения по состояниям также за время $\sim \tau_1$. Поэтому на интервалах времени $t \gg \tau_1$ можно считать спиновую подсистему квазиравновесной. Обычно $\tau_1 \sim 10^{-8} - 10^{-4}$ с оказываются много меньше времени спин-решётчатой релаксации $\tau_1 \sim 10^{-2} - 10^3$ с.

Распределение (1) сводится при этом к Больцманова распределению населённости n_j по уровням ϵ_j :

$$n_j/n_k = \exp((\epsilon_k - \epsilon_j)/kT_s). \quad (2)$$

Если спиновая система не подвергается внеш. воздействия, она приходит в равновесие с решёткой, играющей роль термостата; при этом $T_s = T_0$. Однако при воздействиях резонансного радиочастотного магн. поля с частотой $\omega = \gamma H$, индуцирующего квантовые переходы между соседними магн. уровнями [см. Ядерный

магнитный резонанс (ЯМР)], населённости уровней постепенно выравниваются, что в соответствии с (2) означает повышение С. т. В пределе $n_j/n_k \rightarrow 1$ и $T_s \rightarrow \infty$ (насыщение ЯМР).

Понятие С. т. обобщается также на системы с разл. расстояниями между соседними уровнями энергии, что типично для электронного парамагнитного резонанса, ядерного квадрупольного резонанса и др. В этом случае отсутствие резонанса между разл. переходами спектра препятствует установлению квазиравновесия с единой С. т. T_s . Однако каждой паре уровней j, k можно приписать, следуя (2), свою «парциальную» С. т. T_{jk} .

При насыщении к-л. перехода (напр., 1 \rightarrow 3 на рис., б) населённости этих уровней выравниваются и соответствующая С. т. $T_{13} \rightarrow \infty$, тогда как на др. переходах С. т. может оказаться как выше, так и ниже T_0 или стать отрицательной (см. Отрицательная температура). Последнее означает, в соответствии с (2), что населённая верх. уровня больше, чем нижнего (см. уровни 3, 2 на рис., б). Возможность состояний с отрицательной С. т. характерна для систем (не только спиновой природы), спектр энергии к-рых ограничен сверху. Такие состояния способны к вынужденному излучению эл.-магн. поля, с ними связана работа квантовых генераторов и усилителей (см. также Лазер).

Термодинамический смысл С. т. более полно проявляется в твёрдых парамагнетиках при учёте энергии спин-спиновых взаимодействий. При этом каждый уровень ϵ_j расщепляется в квазиравновесную полосу шириной $\sim \hbar\gamma H_L$, где H_L — ср. локальное поле. При $H \gg H_L$ квазиравновесие в такой системе описывается двумя С. т.: «внешневой» T_{ext} и «спин-спиновой» T_{ss} . Они характеризуют соответственно распределение населённости по уровням ϵ_j и внутри непрерывных полос (рис., в).

Адиабатич. уменьшение поля H за время $t < \tau_1$ приводит к понижению С. т. В частности, при адиабатич. размагничивании до $H = 0$ получается $T_s = -T_0 H_L/H$. Адиабатич. размагничивание электронных и ядерных парамагнетиков используется для магнитного охлаждения до темп-ры ниже 1 К.

В магнитоупорядоченных веществах (ферро- и антиферромагнетиках) аналогом С. т. является эфф. темп-ра подсистемы магновов (см. Релаксация магнитная).

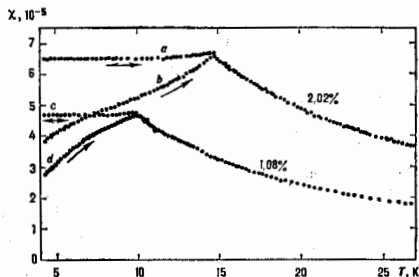
Лит.: Гольдман М., Спиновая температура в ЯМР в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1972; Ацаркин В. А., Родик М. И., Температура спин-спиновых взаимодействий в электронном парамагнитном резонансе, «УФН», 1972, т. 107, с. 3; Абрахам А., Гольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1-2, М., 1984.

В. А. Ацаркин.

СПИНОВОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО — квантовое число, определяющее величину силы квантовой системы (атома, яона, атомного ядра, молекулы), т. е. её свойств. (внутр.) момента кол-ва движения (момента импульса). Спиновый момент импульса s квантуется: его квадрат определяется выражением $s^2 = \hbar^2 s(s+1)$, где $s = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$ (называемое часто просто спином). Проекция вектора s на произвольное направление z также квантуется: для частиц с ненулевой массой $s_z = \hbar m_s$ (где m_s — магнитное спиновое число), т. е. принимает $2s+1$ значений. Число s может принимать целые, нулевые или полуцелые значения.

СПИНОВОЕ СТЕКЛО — магнетик, в к-ром ниже определённой темп-ры (темп-ра замораживания T_f) возникает термодинамич. неравновесное метастабильное магн. состояние (также паа. С. с.), к-рое характеризуется «замороженными» (отсутствуют термодинамич. флуктуации) пространств. распределением ориентаций спиновых магн. моментов. Состояние С. с. вызывается, как правило, наличием в системе хаотическ. расположенных магн. моментов, конкурирующих (т. е. имеющих разл. знаки, величину и пространственную зависимость) взаимодействий и обусловленной ими фрустрацией магн. моментов (см. ниже), поэтому состояние С. с. обычно возникает в неупорядоченных или аморфных

магнетика. Выше T_c С. с. переходит в равновесное магн. фаза (напр., парамагнитную). У любых веществ в состоянии С. с. существует ближний магн. порядок; дальний магн. порядок может реализовываться (см. *Аспермагнетизм*, *Спермагнетизм*) или отсутствовать (см. *Сперомагнетизм*). Неравновесность состояния С. с.



Температурная зависимость $\chi(T)$ статической магнитной восприимчивости сплава Cu—Mn для 1,08 и 2,02 атомных % Mn. Участки а и б получены в поле $5,9 \cdot 10^{-4}$ Тл, которые были приложены и образцам выше T_c ещё до их охлаждения. Участки в и d были получены после охлаждения образцов ниже T_c без магнитного поля и последующим повышением температуры в поле $5,9 \cdot 10^{-4}$ Тл.

определяет зависимость его физ. параметров от времени, магн. и термич. предистории (как физ., так и технол.) данного образца, а также от степени однородности, хим. чистоты и др. Всё это резко осложняет получение воспроизводимых эксперим. результатов. Для С. с. характерны макроскопич. необратимые эффекты, в т. ч. *магнитная вязкость*, *магнитные старения*, *гистерезис магнитный* и обусловленные ими явления магн. последствия и памяти.

Характерными признаками магнитного фазового перехода в состояние С. с. в пост. внеш. магн. поле H являются: возникновение при $T > T_c$ и малых H намагниченности m и её рост при понижении темп-ры вплоть до T_c ; наличие при $T = T_c$ резкого излома (быстро сглаживающегося с ростом H) статич. магн. восприимчивости $\chi = \Delta M / \Delta H$ (рис. 1), линейный ход магн. составляющей теплоёмкости C при низких T и отсутствие особенностей C при $T = T_c$; отсутствие брагговских пиков в магнитном рассеянии нейтронов, критич. замедление спиновой диффузии и др. При наблюдении перехода в фаза С. с. в переменном внеш. магн. поле с частотой ω обнаруживается ряд необычных для др. магн. фаз явлений: частотная зависимость (дисперсия) темп-ры замерзания T_c , появление мнимой части динамич. восприимчивости $\chi''(\omega)$, наличие долговременной (логарифмич.) *релаксации магнитной* и НЧ-шумов.

Состояние С. с. наблюдалось ещё с нач. 60-х гг. в разбавленных бинарных металлах, сплавах и твёрдых растворах A_2B_{1-x} , содержащих магн. ионы в немагн. матрице (А — магн. ион переходного металла Mn, Fe; В — немагн. ион благородного металла Au, Ag или ионы) и в определённом интервале концентраций x ; однако термин «С. с.» возник лишь после детальных работ В. Каннолли и Дж. Мидола (V. Cannolla, J. Mydosh, 1972). Характерные для С. с. эксперим. результаты были получены на магн. диэлектрике $\text{Eu}_2\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ при $0,13 \leq x \leq 0,84$ (при $x < 0,13$ в образце возникает *суперпарамагнетизм*, а при $x > 0,84$ — *ферромагнетизм*), на ряде бинарных и тройных систем, напр. на интерметаллах, сплавах переходных металлов друг с другом (Fe—Ni) и с редкоземельными металлами (La—Tb), редкоземельных сплавах типа Y—Tb, (Fe—Cd), редкоземельных, полупроводниках HgTe или CdTe,

легированных Mn и др. Типичные магн. фазовые диаграммы в состоянии С. с. см. на рис. 5—8 в *Магнитный фазовый переход*.

К проявляющимся в этих веществах конкурирующим взаимодействиям, влияющим на установление разл. видов магн. упорядочения, относятся: *объемное взаимодействие* и *косвенное объемное взаимодействие* ферро- и антиферромагн. характера; зависящее от взаимной ориентации магн. моментов *диполь-дипольное взаимодействие*; осциллирующее *РКК-объемное взаимодействие*. В регулярных кристаллич. структурах такие взаимодействия могут приводить к появлению сложной неколлинеарной *магнитной атомной структуры* (в т. ч. несоизмеримой). В нерегулярных твердотельных системах (аморфных веществах, неупорядоченных двух- или многокомпонентных сплавах и твёрдых растворах) благодаря конкуренции и хаотич. взаимному расположению магн. и примесных ионов (вызывающих иногда случайное изменение локальной оси магн. анизотропии) возникает *фрустрация* магн. моментов, приводящая к образованию состояния С. с. В этом случае для расчёта наблюдаемых физ. величин кроме обычного термодинамич. усреднения по ансамблю систем с *Гиббса распределением вероятности* (обозначаемого (...)) необходимо дополнит. усреднение (обозначаемое чертой сверху) по всем возможным реализациям хаотич. расположения магн. моментов или набора взаимодействий между ними; при этом в качестве ф-ции распределения обычно выбирается комбинация дельта-функций или *Гаусса распределение*. Полное (но математически сложное) решение задачи усреднения по случайным конфигурациям для свободной энергии С. с. даёт т. н. метод реплик (от франц. *replique* — копия, образ).

В отличие от обычных магнитоупорядоченных фаз, в С. с. фрустрированных осн. состояние имеет в пространств. конфигурации магн. моментов не один глобальный минимум энергии (или при наличии вырождения небольшое их число, ведущее к появлению *магнитной доменной структуры*), а макроскопич. большое (растущее экспоненциально с ростом числа магн. моментов N) число локальных минимумов (до l и n , обладающих иерархической (у л-т n метрической) структурой). Система магн. моментов С. с. испытывает случайную диффузию в пространств. долиах, преодолевая потенциальные барьеры разл. высоты (в пределе больших N сколь угодно высокие). Этим объясняется практически непрерывный широкий диапазон времён магн. релаксации (по теоретич. оценкам, от 10^{-12} до 10^{10} с). В С. с. при $T = T_c$ благодаря фрустрации происходит переход системы магн. моментов в специфическое («замороженное») состояние, характеризующееся спонтанным нарушением *эргодичности*, — подобно тому, как обычный фазовый переход связан со спонтанным нарушением соотв. симметрии (см. *Параметр порядка*). Практически неэргодичность означает, что любое измерение магн. характеристики С. с. при конечных временах наблюдения описывает фаз. свойства С. с. лишь в квазиравновесном состоянии, соотв. пребыванию системы магн. моментов в одной или нескольких (по заданному во всех) долинах α с вероятностями P_α .

Обобщённым параметром порядка для С. с. может служить случайная ф-ция распределения локальной намагниченности $m_i = \langle S_i^z \rangle \neq 0$ в узле i (в случае многих долин — ф-ция m_i^α). Обычно ограничиваются двумя её низшими моментами: ср. значением $m = (1/N) \sum_i m_i =$

$$= (1/N) \sum_\alpha P_\alpha \sum_i m_i^\alpha \quad \text{и дисперсией} \quad q = (1/N) \sum_i m_i^2 =$$

$$= (1/N) \sum_\alpha P_\alpha P_\alpha m_i^{\alpha 2}.$$

Термодинамически сопряжённым параметром для q является дисперсия σ^2 локального внеш. магн. поля h , причём статич. реакция функция $\chi = dq/d\sigma^2$, выражающаяся через нелинейную восприимчивость $\chi^2 = \partial m_i / \partial h_i^2$, имеет расходимость при $T = T_f$.

В случае, когда $m = 0$ (идеальное С. с.), вместо q вводятся два параметра порядка q_1 и q_2 , описывающие анизотропию (С. с. в случае кластерного или миктомагнитного см. Миктомагнетизм) С. с. в качестве параметров порядка используются набор коррелл. ф-ций $\langle m_i m_j \rangle$, характеризующих ближний магн. порядок. Применяются и др. определ. параметра порядка, существенно опирающиеся на неэргодичность С. с., напр. «однодолинно-

го» типа $q' = \lim_{i \rightarrow \infty} \langle m_i(0) m_i(t) \rangle = (1/N) \sum_p \sum_i \langle m_i^2 \rangle$

[параметр Эдвардса — Андерсона (S. F. Edwards, P. W. Anderson), 1975], а также «двухдолинного»

типа $q_{ab} = (1/N) \sum_i m_i^a m_i^b$ [параметр Паризи

(G. Parisi), 1983], учитывающий перекрытие (корреляцию) двух долин α и β .

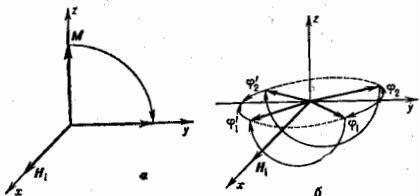
Теснотч. описание свойств С. с. весьма далеко от завершения, несмотря на значит. число аналитич. и компьютерных расчётов. Термодинам. свойства С. с. изучены достаточно хорошо в рамках модели Шеррингтона — Киркпатрика [ШК-модель (D. Sherrington, S. Kirkpatrick), 1975], представляющая собой *среднее поле приближение для Ишига* модом с дальнедействием. Обменный интеграл в этой модели не зависит от расстояния и является гауссовой случайной величиной с ненулевым ср. значением. В рамках ШК-модели действ. качественно правильное при малых N описание поведения $\chi(T)$, $m(T)$ и $q(T)$. Де Альмейда и Д. Таулес (De Almeida, D. Thouless, 1978) установили границы устойчивости решения ШК-модели [линия $T(N) \sim N^{1/2}$ в фазовой плоскости (N, T)]; Паризи (G. Parisi, 1980) усовершенствовал метод реплик, учти переходы между долинами, и получил решение, пригодное во всей плоскости (T, N) . Существует много обобщений ШК-модели на случай учёта разл. типов анизотропии, размерности решетки или параметра порядка, а также радиуса взаимодействия; при этом широко используются *Ландау теория* и метод *ренормализационной группы*. Динамик. свойства С. с. получили теоретич. описание как в рамках традиц. подходов стохастич. динамики для индивидуальных спинов, так и с помощью завязанного от времени континуального интеграла, позволяющего избежать введения метода реплик.

Состояние С. с. не только проявляет необычные магн. свойства, но и служит хорошей моделью для ряда интересных задач в смежных областях науки, напр. для *локальных кауберовых полей* Ишга — Миллса в теории элементарных частиц, для векр-ных комбинаторных задач теории графов, теории оптимизации и организации параллельных вычислений в компьютерных сетях. Большой интерес С. с. представляет в связи с введением на его основе моделью действия нейронных сетей при организации везлокальной памяти, устойчивой к дефактам структуры и обладающей точностью и скоростью обработки информации.

Лит.: Херд К. М., Многообразие вихов магнитного породоения в твердых телах, «УФН», 1984, т. 142, в. 2, с. 231; Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф., Спиновые стекла, М., 1984; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Кин и пель В., Спиновые стекла как «жидкие системы для нейронных сетей», «УФН», 1987, т. 152, в. 1, с. 123; Гинзбург С. Л., Неэрготичные явления в спиновых стеклах, М., 1989; Fischer K. H., Hertz J. A., Spin glasses, Cambridge, 1991; Доценко В. С., «УФН», 1993, т. 148, с. 1.

СПИНОВОЕ ЭХО — явление повторного возникновения сигналов ядерной или электронной магн. индукции, обусловленное фазировкой спиновых магн. моментов

под действием радиочастотных импульсов. Простейший вид С. э. открыт Э. Ханом (E. Hahn) в 1950. Образец, содержащий ядра со спином $I \neq 0$ и гироматн. отношением γ , помещают в пост. магн. поле H и подвергают действию радиочастотных импульсов линейно поляризованного магн. поля $2H_1 \cos \omega t$, удовлетворяющего условиям *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР): $H_1 \perp H$; $\omega = \gamma H$. Удобно перейти в систему координат, вращающуюся с частотой ω вокруг оси $z \parallel H$ в ту же сторону, что и ларморовская прецессия ядерных спинов. В этой системе координат циркулярно поляризованная в указанном направлении компонента радиочастотного поля становится статической и определяет направленные оси x . Равновесная ядерная намагниченность M , первоначально направленная вдоль H , после включения поля H_1 начинает прецессировать вокруг него с угл. частотой γH_1 и через время $t_1 = \pi/2\gamma H_1$ оказывается направленной вдоль оси y (рис., а). В этот момент первый импульс РЧ-поля ($\pi/2$ -импульс) выключается.



Спиновое эхо в неоднородном магнитном поле (вращающаяся система координат): а — поворот намагниченности M под действием $\pi/2$ -импульса; б — расфокусировка спинов, имеющих различные частоты прецессии, и их повторная фокусировка после π -импульса.

Последующая прецессия вектора M вокруг H в плоскости xy наводит в приёмной катушке спектрометра ЯМР сигнал с свободной i и дукцией. Со временем этот сигнал затухает (поперечная релаксация), т. е. ядерные спины находятся в разных локальных магн. полях и, как следствие, имеют различающиеся частоты прецессии. Это связано как с неоднородностью внеш. магн. поля H , так и с внутр. магн. полями, создаваемыми ядрами друг на друге. Эфф. время поперечной релаксации $T^* \propto 1/\gamma \Delta H$, где ΔH — ширина линии ЯМР. Если локальные поля постоянны во времени (напр., обусловлены неоднородностью поля H), то прецессия спинов оказывается обратной по возможности наблюдению С. э.

На рис. (б) показаны траектории движения двух ядерных спинов. Угл. частоты их прецессии отличаются от ω на малые величины и равны соответственно $\omega + \delta_1$ и $\omega - \delta_2$, поэтому во вращающейся системе координат они поворачиваются в плоскости xy за время t на углы $\phi_1 = \delta_1 t$ и $\phi_2 = -\delta_2 t$ от оси y . Если теперь подать на образец второй радиочастотный импульс, аналогичный первому, но с длительностью $t_2 = 2t_1$ (π -импульс), то спины повернутся вокруг оси z на угол π и займут положения $\phi = \pi - \phi_1$ и $\phi = \pi - \phi_2$. Двигаясь затем с прежними угл. скоростями и в том же направлении, оба спина спустя время t после второго импульса одновременно достигнут направления $-y$, т. е. произойдёт фазировка ядерных магн. моментов и повторное появление сигнала индукции. Описанный механизм С. э. действует при условиях $t_1, t_2 \ll T^*$, что эквивалентно требованию $H_1 \gg \Delta H$.

В действительности восстановление сигнала свободной индукции методом С. э. не может быть полным; потери обусловлены заисидями от времени внутр.

локальными полями. Зависимость величин сигнала S э. от времени $2t$ позволяет измерять истинное время поперечной релаксации T_2 . Так же исследуют структуру спектров ЯМР, скрытую неоднородным уширением. Существует разл. модификация описанного варианта S э. Трёхимпульсное S э. делает возможным измерять наряду с T_2 время T_1 продольной релаксации T_1 . Многоимпульсные когерентные методы позволяют на неск. порядков повысить чувствительность и разрешающую способность ЯМР-спектроскопии.

Методы S э. используют также в ядерном *квадрупольном резонансе* и *магнетронном парамагнитном резонансе*, хотя при этом трудно выполнить условие $H_1 \gg \Delta H$. Большим своеобразием отличается S э. в ферромагнетиках и антиферромагнетиках.

Явления, аналогичные S э., характерны и для систем иной природы, обладающих дискретным набором квантовых энергий, уровней, уширенных статическими случайными полями. Известны, в частности, *фотонное эхо*, *поляризован. эхо*, *фононное эхо* и др.

Лит.: Фаррар Г. Т., Вениер Э., Игульскии и Фурье-спектроскопия ЯМР, пер. с англ., М., 1973; Салихов К. М., Семенов А. Г., Петров Ю. Д., Электронное спиновое эхо и его применение, Новосиб., 1976; Уо Дж., Новые методы ЯМР в твердых телах, пер. с англ., М., 1978. В. А. Азаркин.

СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ ВОЛНЫ — термодинамически равновесное состояние вещества, характеризующееся пространственно неоднородным периодич. распределением плотности магн. момента $M(r)$. При этом усредненной макроскопич. магн. момент системы равен нулю ($\langle M(r) \rangle = 0$) и S п. в. можно рассматривать как одно из проявлений *антиферромагнетизма*. Пространственное распределение $M(r)$ описывается соотношением:

$$M(r) = M_1 \exp(iQr) + M_1^* \exp(-iQr), \quad (1)$$

где Q — волновой вектор S п. в.

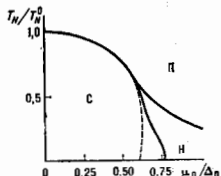
Чаще всего под S п. в. понимают антиферромагнетизм системы взаимодействующих коллективизиров. электронов (см. *Зонный магнетизм*). Парамагн. осн. состояние однородного электронного газа может оказаться неустойчивым относительно образования S п. в. Неустойчивость зависит от характера взаимодействия между электронами. Особенности зонной структуры могут стабилизировать S п. в., т. е. привести к антиферромагн. осн. состоянию электронной системы.

Критерий неустойчивости парамагн. состояния зонного магнетика (см. *Стокера критерий ферромагнетизма*) определяется не только величиной потенциала межэлектронного взаимодействия, но и зависимостью магн. восприимчивости $\chi(q)$ от электронного волнового вектора q . Напр., если в силу к.-л. особенности топологии *ферми-поверхности* $\chi(q)$ обладает резко выраженным максимумом при нек-ром значении $q \neq 0$, то фазовый переход при $T \rightarrow 0$ К из парамагн. состояния в состояние S п. в. может иметь место даже при слабом взаимодействии между электронами. Наличие конзурвентов (совпадающих при трансляции на волновой вектор Q) электронных и дырочных участков на поверхности Ферми (е и s т и г) в веществах с металлич. проводимостью приводит к возможности триплетного электрон-дырочного спаривания с возникновением S п. в.

Наиб. подходящей моделью для микроскопич. описания фазового перехода в состоянии S п. в. является модель *экзитонного диэлектрика*. В системах с S п. в. выявляется цель Δ в электронном энергетич. спектре и особенности *плотности состояний* на краях этой щели. С этим связаны особенности оптич., кинетич., магн., упругих и др. свойств S п. в. От краев щели отщепляются спин-поляризов. состояния, отсутствующие в парамагн. фазе и приводящие к резонансным аномалиям кинетич. свойств. Необычно и поведение *дефектов* в окрестности дефекта происходит дополнит. перераспределение спиновой плотности, т. е. формируются ближний антиферромагн. порядок, сохраняющий

ся иногда выше точки Нееля T_N (локализованная S п. в.). На фоне осн. состояния ниже точки Нееля $T < T_N$ в электронном газе формируются своеобразные коллективные возмущения спиновой плотности (амплитудоны, фазоны, С. п. в.-магноны). Теория предсказывает также существование слабо затухающих коллективных возмущений выше T_N . С. п. в. образуется в результате фазового перехода (обычно 2-го рода, хотя возможны фазовые превращения 1-го рода) при темп-ре ниже точки Нееля (рис.).

Фазовая диаграмма экзитонного диэлектрика для фазового перехода в состояние волны спиновой плотности (2-го рода): П — парамагнитная фаза; С — антиферромагнитная соизмеримая фаза; Н — антиферромагнитная несоизмеримая фаза; $\mu_0 = (\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_2)/2$, Δ_0 соответствует $T = 0$ К, $\mu_0 = 0$, T_N — темп-ра перехода в состояние волны спиновой плотности при $\mu_0 = 0$.



Пространственный период волны может выражаться через целое число постоянных кристаллич. решетки (соизмеримая фаза), но возможно появление и несоизмеримых сверхструктур, т. е. S п. в., период к-рых не кратен периоду кристаллич. решетки.

В переходных металлах и их сплавах реализуется ситуация, когда $Q = G/2$, где G — вектор *обратной решетки*, что соответствует соизмеримой фазе. В более общем случае $Q = (G/2)(1 + \delta)$, где $|\delta| \ll 1$ и зависит от T , что соответствует несоизмеримой фазе.

Стрды чистых металлов, в к-рых наблюдаются S п. в., наиб. исследован Сг, поверхность Ферми к-рого обладает двумя конзурвнтными участками: дырочным октаэдром, центрированным в точке N *Бриллюэна зоны*, и электронным квазиоктаэдром, центрированным в точке Γ . Октаэдр, грани перпендикулярны к направлению $[111]$, и электронный октаэдр меньше дырочного. Значит, часть этих двух листов поверхности Ферми может быть совмещена трансляцией на волновой вектор $Q = (G/2)(1 + \delta)$, где $\delta \approx 0,05$ при $T = 0$ К. При этом суммарные объемы электронного и дырочного октаэдров примерно равны, и в фазе S п. в. эти октаэдры исчезают, перекрытые щелью.

Измерения нейтронной дифракции на монокристаллах Сг показали, что магн. упорядочение в нём существенно отличается от обычного антиферромагнетизма (см. *Магнитная нейтронография*), причём δ имеет слабую температурную зависимость (при $T \sim T_N$ величина $\delta \approx 0,04$). Выше T_N ср. магн. момент на 1 атом Сг порядка $0,1 \mu_B$ в ферромагн. фазе он составляет $0,40 \mu_B$. Темп-ра Нееля чистого Сг ≈ 312 К; при $T < 120$ К поперечная модуляция периодической магн. структуры сменяется на продольную — происходит т. н. *спин-флип переход*.

Теория зонного антиферромагнетизма и S п. а. позволила интерпретировать магн. свойства сплавов Сг. Концентрац. фазовые диаграммы этих сплавов, переход из несоизмеримой структуры в соизмеримую, изменение магн. структуры и свойств под давлением и др. особенности также хорошо описываются моделью окзитонного диэлектрика. При этом в сплавах S с нематнитными переходными металлами изменение состава сплава влияет на T_N и параметры структуры S п. в. Напр., для сплавов с Мо и W влияние примесного рассеяния электронов — единств. причина изменения T_N и параметров структуры. Для сплавов с металлами-донорами (Mn, Re, Os, Rh и др.) с ростом их концентрации происходит выравнивание объёмов электронного и дырочного октаэдров, и при нек-рой концентрации примеси происходит переход из модулированной в чисто удвоенную антиферромагн. структуру. Для металлов-акцепторов (V, Ni) с ростом их концентрации δ

растёт. Зависимость T_N от концентрации примеси для доноров пемонотонная, для акцепторов — падающая.

Выявлены и др. магнитич. системы, в к-рых имеет место переход из парамагн. состояния в состояние С. п. в. К ним относятся редкоземельные металлы и их сплавы с переходными металлами, обладающие геликоидальной антиферромагн. структурой. В этих веществах поверхность Ферми имеет конгруэнтные элементарные участки ($\delta \neq 0$). Примерами таких систем служат Eu и сплавы Y и Se с тяжёлыми редкоземельными металлами (Th, Gd, Dy, Ho). В сплавах Y и Sc с Cr и Tm реализуются синусоидальная антиферромагн. структура, т. е. С. п. в., прохождения к-рой также связано с особенностью поверхности Ферми.

Сплавы и соединения переходных металлов также испытывают переход из парамагн. состояния в состояние С. п. в. К таким системам относятся упорядоченные сплавы FeRh, PtFe, MnNi, геликоидальные магнетики FeGe, MnS₂, соединения CrB₂, слоистые халькогениды — ванадий (V₂S₄, V₂Se₄), возможно, сульфид никеля NiS и *интерметаллические соединения* из группы фаз Лавеса — TiBe₂ и Ti_{1-x}Cu_xBe₉. В т. н. фазе α Магвотли V₇O_{2n+1} при $2 < l \leq 9$ также имеет место переход в фазу С. п. в., причём на фоне *волны зарядовой плотности*. В ряде активных соединений с тяжёлыми фермионами (URuSi₂, UCu₂, UCd₁₁, U₂Zr₂, U_{1-x}Th_xPt₂) С. п. в. формируется при низких температурах в фазе тяжёлой ферми-жидкости. Конкретное применение модели С. п. в. к перечисленным объектам требует учёта дополнит. эффектов — *магнитострикции*, спиновой поляризации остальных участков поверхности Ферми, наличия волны не т. н. резонанса Абрикосова — Сула (см. *Промежуточная валентность*).

Особой группой веществ, в к-рых наблюдаются состояния С. п. в., являются некоторые квазиодномерные органические проводники, напр. (TMTSF)_xX — тетраметил-тетраселенфульвален, где X — анионы (X = PF₆, AsF₆). Установлено также существование С. п. в. и в непер-риод. др. анионах. Переходу в антиферромагн. фазу отвечает С. п. в. с удвоенным (по сравнению с постоянной решётки) периодом в продольном направлении. Возможно, что магн. упорядочение в металлооксидах типа La—Sr—Cu—O и Y—Ba—Cu—O также представляет собой С. п. в., что связано с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*).

В широком смысле понятие С. п. в. может быть обобщено на случай произвольных периодич. сверхструктур в антиферромагнетиках (геликоидальные, синусоидальные структуры). Феноменология, теория магн. сверхструктур основывается на теории фазовых переходов 2-го рода Ландау. В нематаллах формирование сверхструктур происходит под влиянием релятивистских взаимодействий спин — решётка и спин — спин, а также вследствие анизотропного *обменного взаимодействия*. Периоды сверхструктур в антиферромагн. металлах определяются взаимодействием электронов проводимости со спинами магн. ионов и мало отличаются от величин, обратных экстремальным диаметрам поверхности Ферми.

Лит.: Дьяков И. И. Е. Ф., Теория геликоидальной структуры в антиферромагнетиках, *ЖЭТФ*, 1964, т. 48, с. 1420; т. 47, с. 337, 992; Куликов Н. И., Тугушев В. В., Волны спиновой плотности и зонный антиферромагнетизм в металлах, *ЖУФН*, 1984, т. 14, в. 4, с. 643; Горюнов Л. П., Физические явления в новых органических проводниках, там же, в. 3, с. 381; Морья Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

В. В. Турушев, Е. П. Виликин.
СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ — волны нарушенной магн. упорядоченности в ферро-, антиферро- и ферримагнетиках. Спины атомов в этих веществах и связанные с ними магн. моменты в этих состояниях упорядочены. Отклонение магн. момента от преимущественного направления не локализуется на атоме, а в виде волны распространяется в среде. С. в. — элементарное возбуждение

магн. системы в магнитоупорядоченной среде; *квазичастицы*, соответствующие С. в. наз. магнотонами. Существование С. в. в *ферромагнетиках* предсказано Ф. Блохом (F. Bloch) в 1930. Все совокупности внеприм. факторов о поведении магнитоупорядоченных тел при темп-ре T аналитично ниже темп-ры Кюри T_c (или темп-ры Нееля T_N) свидетельствует о существовании С. в. (в частности, *Блоха закон*).

С. в., как всякая волна в кристалле, характеризуется законом дисперсии — зависимостью ω частоты ω от квазилового вектора k . Энергия ϵ к квазиимпульсу p магнтона равна: $\epsilon = \hbar\omega$, $p = \hbar k$. Кристалл с N магнитными подрешётками имеет N типов (ветвей, мод) C ; v в разл. законах дисперсии: $\omega = \omega_l(k)$; $l = 1, 2, \dots, N$.

Классическое описание. С. в. допускают наглядную классич. интерпретацию: рассмотрим цепочку атомов, расстояние между к-рыми a , в магн. поле H . Если вдоль вектор $k = 0$, то все спины синфазно прецессируют вокруг H с частотой ω_0 (одинаковая прецессия). При $k \neq 0$ прецессия спинов неоднородна — разные спины повернуты на разные углы, разность углов поворота равна ka (рис. 1). Частота

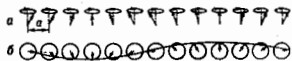


Рис. 1. Спиновая волна в линейной цепочке спинов: а — вид цепочки спинов в прецессию (обозр.); б — вид цепочки спинов сверху; волна изображена линией, проходящей через концы спиновых векторов.

неоднородной прецессии $\omega(k) > \omega_0$. В реальных системах малые колебания магн. моментов атомов обуславливаются в виде волн неоднородной прецессии.

В случае длинных волн колебания магн. моментов можно описывать как колебания макроскопич. векторов — плотностей магн. моментов (*намагниченностей*) подрешёток $M_i(r, t)$ — ф-ций координаты r и времени t . При неоднородной прецессии длины векторов $|M_i| = \mu_i/\mu_0$, где μ_i — магн. момент атома i -й подрешётки, μ_0 — объём ячейки кристалла, сохраняются; $|M_i|$ — интегралы движения. Законы дисперсии длинноволновых С. в. определяются из *Ландау — Лифшица уравнения*:

$$\frac{\partial M_i}{\partial t} = \gamma [M_i H^i]; \quad H^i = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial M_i}. \quad (1)$$

Здесь $\gamma = e/mc$ — *магнитомеханическое отношение* (без учёта спин-орбитальной связи); e , m — заряд и масса электрона, \mathcal{E} — энергия взаимодействия магн. моментов подрешёток, $H_{\text{эф}}$ — эфф. магн. поле (см. ниже). Осн. состояние определяется условием коллинеарности намагниченностей M_i и эфф. магн. полей H^i :

$$\left[M_i H_{\text{эф}}^i \right] = 0. \quad (2)$$

Линеаризация ур-ния (1) с учётом (2) приводит к системе ур-ний для перем. составляющих магн. моментов:

$$m_i = M_i - M_{i0}; \quad m_i \perp M_{i0}. \quad (3)$$

Поле $H_{\text{эф}}$, кроме пост. магн. поля H , содержит перем. часть h — магн. поле, связанное с взаимодействием между подрешётками и с неоднородностью их намагниченностей. Т. к. частоты С. в. невелики, то для определения h можно воспользоваться ур-ниями магнито-статистики:

$$\text{rot } h = 0; \quad \text{div } h = -4\pi \text{ div } m_i; \quad m = \sum_{i=1}^N m_i. \quad (4)$$

Магн. поле h осуществляет магнитодипольное взаимодействие между колеблющимися

магн. моменты. Лягуарова у-рия (1) совместно с (4) суть ур-ния С. В. Представляя в них

$$m_i = m_{i0} \exp[-i(\omega t - kr)], \quad (5)$$

получаем алгебраич. систему ур-ний относительно амплитуд С. в. m_{i0} . Равенство нулю детерминанта этой системы приводит к ур-нию N -го порядка относительно ω^2 . Его решения определяют законы дисперсии С. в. при $ak \ll 1$.

Обычно в магнитоупорядоченных средах гл. роль во взаимодействии между магн. моментами атомов играет *обменное взаимодействие*, изотропное относительно однородного поворота магн. моментов атомов. Магн. порядок появляется в результате *спонтанного нарушения симметрии* обменного взаимодействия. Энергия обменного взаимодействия соседних атомов $|J|$ порядка темп-ры Кюри T_C (темп-ры T_N); знак J выбирается так, что при $J > 0$ обменное взаимодействие благоприятствует фазе ферромагн. упорядоченно, а при $J < 0$ — антиферромагнитоуму.

Ветви спинового волн. Число ветвей С. в. равно числу магн. подрешеток. Это обусловлено прецессионным характером движения магн. моментов подрешеток. Ветви С. в. принято делить на акустические и оптические аналогично колебаниям кристаллической решетки. Если пренебречь малыми (по сравнению с обменными), т. е. релятивистскими, взаимодействиями (зеemannовскими с постоянными магн. полями, спин-орбитальными — источником энергии *магнитной анизотропии*, магнетоиндольными и др.), то акустич. ветви С. в. представляют собой *голдстоуновские моды*, т. е. в их энергетич. спектре при $k \rightarrow 0$ щель отсутствует. Частоты акустич. С. в. стремятся к 0 с ростом длины волны $\lambda = 2\pi/k$. Их число и характер закона дисперсии $\omega(k)$ при $k \rightarrow 0$ зависят от структуры осн. состояния магнетика, причём при любом кол-ве подрешеток число акустич. мод ≤ 3 . У однодопреточного ферромагнетика одна акустич. мода с $\omega \propto |J|(ak)^2/h$ при $ak \ll 1$; у двухдопреточного антиферромагнетика 2 вырожденные акустич. моды с $\omega \propto |J|(ak)/h$. В ферромагнетике магнов напоминает нерелятивистскую частицу с энергией $\epsilon = p^2/2m$, в антиферромагнетике — акустич. фонон с $\epsilon = cp$ (m , c — масса частицы и скорость звука). Примеры магнетиков, имеющих 3 акустич. ветви в спектре С. в., — многодопреточные антиферромагнетики с неколлинеарными расположениями магн. моментов в упорядоченном состоянии при $H = 0$ (UO_2 , CsNiCl_2 , CsMnV_2 и др.). Учёт релятивистских взаимодействий приводит к возникновению энергии щели в спектре акустич. ветвей С. в. $\hbar\omega_0 \neq 0$ (ω_0 — частоты однородной прецессии). Когда в спектре С. в. есть оптич. моды, их частоты однородной прецессии $\omega_0 \sim |J|/h$.

Дисперсия С. в. является причиной зависимости тензора *магнитной восприимчивости* χ от волнового вектора k : $\chi_{ik} = \chi_{ik}(k)$ (см. *Дисперсия протостепенная*). Частотная дисперсия (зависимость χ от ω) является следствием прецессии магн. моментов подрешеток. Тензор χ_{ik} определяется в результате решения ур-ния (1), а *Максвелла уравнения* дают возможность найти связь между ω и k , т. е. законы дисперсии С. в., учитывающие конечность скорости света. При $k \gg \omega/c$ они отличаются от законов дисперсии, полученных на основе ур-ний магнитоэластики (4), малыми поправками, к-рые иногда существенны, напр. при описании взаимодействия С. в. с электронами проводимости в металлах и полупроводниках.

В магнетиках со сложной структурой (антиферромагнетиках и ферритах) изменение темп-ры и внеш. условий (магн. поля, давления) может привести к переориентации равновесных магн. моментов. При этом происходит т. н. *ориентационный фазовый переход*, к-рый изменяет спектр С. в. Если это фазовый переход 2-го рода, то он сопровождается обращением в нуль частоты одной из ветвей С. в.

С ростом k ($ak \sim 1$) проявляется дискретная (кристаллич.) структура магнетиков. Для получения законов дисперсии, справедливых при произвольном значении ak , обычно используют приближённые представления спиновых операторов \hat{s}_i через операторы рождения \hat{a}_i^+ и уничтожения \hat{a}_i магновов, подчиняющиеся бозевским правилам коммутации (преобразование Хольштейна — Примакова):

$$\begin{aligned} \hat{s}_i^+ &\approx (2s_i)^{1/2} \hat{a}_i^+, \quad \hat{s}_i^- = \hat{s}_i^x \pm i\hat{s}_i^y; \quad \hat{s}_i^z \approx (2s_i)^{1/2} \hat{a}_i; \\ \hat{s}_i^z &= s_i - \hat{a}_i^+ \hat{a}_i; \\ \hat{a}_i^+ \hat{a}_m^+ - \hat{a}_m^+ \hat{a}_i^+ &= \delta_{im}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь индекс i нумерует атомы, координатные оси выбраны так, чтобы ось z для каждого атома была направлена вдоль равновесного положения спина. Из правил коммутации для \hat{a}_i^+ , \hat{a}_i следует, что $n_i = \hat{a}_i^+ \hat{a}_i$ — любое целое число от 0 до ∞ , хотя по физич. смыслу $n_i \leq 2s_i$. Вблизи основного состояния ср. значение n_i значительно меньше s_i , и приближённые ф-лы (6) пригодны для вычисления спектра тем точнее, чем больше s_i (в квантовомеханич. пределе $s_i \gg 1$). Однако и при $s_i \sim 1$ частоты С. в., как правило, лишь небольшими поправками отличаются от значений, найденных с помощью (6).

Магнонный спектр. Теоретич. рассмотрение позволяет вычислить энергию магновов при любом k . Это приводит к периодич. зависимости

$$\omega_i(k+2\pi b) = \omega_i(k), \quad (7)$$

где b — произвольный вектор *обратной решетки*. Так, гамма-точка однодопреточного магнетика

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i,m} J(R_{im}) \hat{s}_i^+ \hat{s}_m^- - \mu \sum_i \hat{s}_i^z H. \quad (8)$$

Здесь $J(R_{lm})$ — обменный интеграл между l -м и m -м атомами, R_{lm} — вектор, соединяющий эти атомы, μ — магн. момент атома. С помощью (7) и (8) (пренебрегая взаимодействием между магновыми) можно получить спектр магновов:

$$\hbar\omega(k) = 2s \sum_R J(R) \sin^2 \left(\frac{1}{2} kR \right) + \mu H. \quad (9)$$

Ширина магновонной энергетич. зоны $\Delta\hbar\omega = \hbar[\omega(k_{\text{макс}}) - \omega(0)]$, где $k_{\text{макс}} = (\pi/2a)b$, равна:

$$\Delta\hbar\omega = 2s \sum_R J(R) \approx 2sJ$$

(J — обменный интеграл для ближайших соседей). Соотношение $\Delta\hbar\omega \propto J$ — общее свойство магновонных зон.

Магнитный момент магнона. Зависимость энергии магнона от магн. поля H означает, что магнон обладает магн. моментом:

$$\mu = -\partial\hbar\omega/\partial H. \quad (10)$$

В простейшем случае чисто обменного однодопреточного ферромагнетика магн. момент магнона равен магн. моменту атома и направлен против равновесной намагниченности. Увеличение числа магновонов приводит к уменьшению величины спонтанной намагниченности магнетика. В многодопреточных магнетиках рост числа магновонов уменьшает намагниченность подрешеток.

В магн. металлах (Fe, Co, Ni и др.), где за магн. свойства ответственны d -электроны, в формировании

спектра С. в. принимает участие нелокализов. электронов проводимости. В длинноволновом пределе ($ak \ll 1$) С. в. в магн. металле — одна из ветвей колебания ферми-жидкости.

Газ магнов. Магноны являются бозонами. При конечной темп-ре $T \neq 0$ магнов. много. Их число N_M пропорц. объёму тела V и растёт с ростом T :

$$N_M \approx \frac{V}{v_0} (T/T_C)^{3/2} \text{ — для ферромагнетиков,}$$

$$N_M \approx \frac{V}{v_0} (T/T_N)^3 \text{ — для антиферромагнетиков.}$$

Мн. свойства магнетиков при $T \ll T_C (T_N)$ удобно описывать, считая, что С. в. представляют собой почти идеальный газ магнов. (см. *Вырожденный газ*). Химический потенциал газа магнов. равен 0, т. к. число магнов. не сохраняется; равновесная ф-ция распределения магнов. по энергиям:

$$\bar{n}_i = \frac{1}{\exp[\omega_i(k)/kT] - 1}. \quad (11)$$

Ф-ла (11) позволяет вычислить температурную зависимость термодинамич. характеристик магнетика (намагниченности, теплоёмкости, магн. восприимчивости и др.). Получающиеся выражения тем точнее, чем идеальнее газ магнов. Неидеальность — результат взаимодействия магнов. друг с другом, с др. квази-частицами (с фононами, электронами). С ростом T число любых квазичастиц растёт, их взаимодействие становится столь существенным, что представление об идеальном газе магнов. перестаёт быть справедливым. Кроме того, может нарушиться условие квазистационарности С. в. $\omega(k) \gg \tau^{-1}(k)$, где τ — время жизни магнона. Поэтому простейшая концепция газа магнов. применима при $T \ll T_C (T_N)$. При этом важную роль играют низкочастотные (релятивистские) магноны; при $T \ll T_C$ их значительно больше, чем обменных (последних экспоненциально мало). Однако учёт изменения спектра магнов. при повышении темп-ры позволяет обобщить концепцию газа магнов. практически на широкий диапазон T , включающий T_C .

Влияние спиновых волн на кинетические свойства магнетиков. С. в. позволяют описать не только термодинамич. (равновесные) свойства магнетиков, но и их кинетические и резонансные свойства. В *тепловодности* магнетиков наряду с фононами и электронами (для проводников) принимают участие магноны: один из механизмов *затухания звука* — рассеяние звуковых волн на магнонах; в магн. металлах и полупроводниках рассеяние электронов на магнонах — один из механизмов электросопротивления; ферро- и антиферромагнитный резонанс можно представить как превращение фотона в магнон, при ферроакустич. резонансе в магнон превращается фонон.

Для описания кинетических и резонансных процессов существенно время жизни магнона $\tau_i(k)$. Среди процессов, определяющих время жизни магнов., выделяют собств. процессы, характерные для идеального кристалла (магнон-магнонные, магнон-фононные и др. взаимодействия), и несобственные (рассеяние магнов. на примесях, дислокациях, границах кристаллитов и поверхности образца).

Взаимодействие магнов. друг с другом и с др. квазичастицами может привести не только к их рассеянию, но и к перестройке их спектра. С возрастанием числа магнов. (N_M) наблюдается нелинейный (по N_M) сдвиг частоты С. в. Учёт сдвгов ф-лы (8), «отброшенных» при получении ф-лы (9), приводит к взаимодействию магнов., носящему характер притяжения. В результате притяжения между магнонами может образоваться своеобразный сининовый комплекс — двухчастичное связанное состояние. В частности, в ферромагнетике, состоящем из атомов со спином $1/2$, возникает возбуждение, соответствующее движению по

кристаллу двух спинов, связанных между собой и перервнутых относительно вектора намагниченности. Как правило, спиновые комплексы образуют магтоны с энергией $\hbar\omega \sim J$ [их роль при $T \ll T_C (T_N)$ явлевана]. Резонанс между С. в. и волной колебания др. природы (напр., звуковой) может привести к «ростагнации» ветвей, что проявляется в существовании гибридных колебаний, напр. магнитоупругих (см. *Магнитоупругие волны, Магнитоупругое взаимодействие*).

Экспериментальные методы. Первыми эксперим. методами исследования С. в. были измерения температурной зависимости термодинамич. характеристик — намагниченности, магн. части *теплоёмкости* (рис. 2, 3).

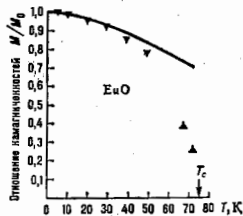


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности ферромагнитного соединения ЕиО. Сплошная кривая — расчёт $M(T)$ по теории спиновых волн.

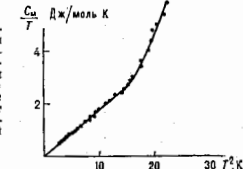


Рис. 3. Температурная зависимость магнитной части теплоёмкости C_M легкоплавного антиферромагнетика $MnSO_4$. При низких температурах $C_M = cT^3$, резкое отклонение от этого закона происходит при $T > 6$ К, соответствующей «включению» второй ветви спектра.

Неупругое рассеяние нейтронов является наиб. информативным методом, позволяющим определить закон дисперсии С. в. и оценить время жизни всех типов магнов. Использование *поляризованных нейтронов*, кроме того, даёт возможность получить сведения о поляризации С. в. Исследованы спектры сотен магнетиков, в т. ч. сложных (рис. 4, 5).

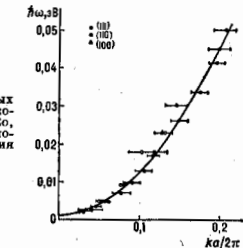


Рис. 4. Спектр спиновых волн ферромагнитного нобельтового сплава (92% Со, 8% Fe), полученных с помощью неупругого рассеяния нейтронов.

Неупругое рассеяние нейтронов не позволяет исследовать спектр С. в. при предельно малых квазидольных векторах k , т. к. в этом случае пик неупругого рассеяния накладывается на пик упругого рассеяния (см. *Магнитная нейтронография*). Ферро- и антиферромагн. резонансы дают возможность измерить значение частот однокордовой прецессии ω_p , т. е. щелей $\hbar_c \omega_p$ в спектре магнов. Для исследования нач. участка спектра ($k \leq 10^8 \text{ см}^{-1}$) используют резонанс на сточках

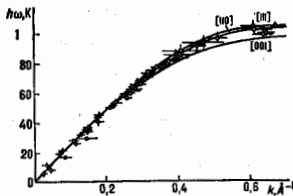


Рис. 5. Спектр спиновых волн в кубическом антиферромагнетике BiMnF_3 , установленный методом неупругого рассеяния нейтронов; кривые — расчёты спектров в предположении, что $|J|/k = 3,4 \text{ \AA}$.

С. в. в пластинах, параметр возбуждения С. в. эл. магн. полем, а также неупругое рассеяние света (*Мандельштама - Бриллюэна рассеяние*). Каждый из методов не универсален, но в совокупности они позволяют с большой полнотой определять спектр С. в. многих магнитоупорядоченных кристаллов.

Для ионно-выделенных участков спектра спиновых волн век-рых веществ: 1) одноподрешоточный кубич. ферромагнетик ($N = 1$)

$$\omega^2(k) = \omega_0 + \omega_{\text{обм}}(ak)^2 + \frac{1}{2}\omega_m \sin^2 \theta_k \times \times [\omega_0 + \omega_{\text{обм}}(ak)^2]; \quad (12)$$

$$\omega_0 = \gamma H - \omega_m N_z; \omega_m = 4\pi M; \omega_{\text{обм}} \propto (J/k) > 0.$$

Здесь M — парамагнитность насыщения, N_z — размагничивающий фактор, θ_k — угол между намагниченностью \mathbf{M} и волновым вектором \mathbf{k} С. в. Коэф. $\omega_{\text{обм}}$ характеризует роль обменного взаимодействия магн. атомов, коэф. ω_m — магнитоупорядоченного взаимодействия. Ф-ла (12) описывает такие акустич. ветви С. в. ферромагнетиков, в частности железитригрового граната (ЖИГ), у которого 20 подрешоток и со-

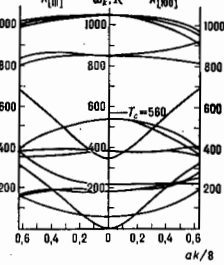


Рис. 6. Теоретический спектр спиновых волн в железитригровом гранате.

ответственно 20 ветвей С. в. (рис. 6). В табл. 1 приведены константы акустич. ветви С. в. ЖИГ:

Табл. 1.

γ, ГГц/кЭ	M, Э	α, Å	hω _{обм} , К	T _с , К
2,8	1730	12,5	41	560

Табл. 2.

Вещество	γ, ГГц/кЭ	H _A , кЭ	H _E , вЭ	H _D , кЭ	H _A ² , кЭ ²	α ₁ × 10 ⁴ , кЭ·см ²	α ₁ · 10 ⁴ , кЭ·см ²	T _N , К
SrMnF ₃	2,8	2,48	350	0	$\frac{6,4}{T}$	0,88	0,95	53,5
MnCO ₃	2,8	3,04	320	4,4	$\frac{5,8+0,3}{T}$	0,79	0,61	32,5
FeVO ₄	2,8	5,3	3·10 ⁴	100	$\frac{4,9}{T}$	7,8	5,67	348

В ЖИГ наиб. исследованы процессы релаксации С. в. В чистых монокристаллах теоретич. значения времени жизни релаксационных магновов согласуются с экспериментом. При комнатной темп-ре (300 К) $\tau^{-1} \approx 2,6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ при $k \rightarrow 0$.

2) Двухподрешоточные одноосные антиферромагнетики с магнитной анизотропией типа «лёгкая плоскость» имеют 2 акустич. ветви С. в. (H параллельно лёгкой плоскости):

$$\omega_1^2 = \gamma^2 [H(H + H_A) + H_A^2 + \alpha_1^2 k_1^2 + \alpha_1^2 k_1^2],$$

$$\omega_2^2 = \gamma^2 [2H_A H_E + H_D(H + H_A) + \alpha_1^2 k_1^2 + \alpha_1^2 k_1^2]. \quad (13)$$

Здесь H_A, H_E — поля анизотропии и обмена, H_D — т. н. поле Дзялошинского, описывающее силу, приводящую к слабому ферромагнетизму, H_E — слабое поле, определяемое слабыми взаимодействиями (сверхтонким, магнитоупругим), α₁, α₁ — константы неоднородного обмена (α₁ — вдоль оси симметрии кристалла, α₁ — перпендикулярно к оси; табл. 2).

3) Двухподрешоточные антиферромагнетики с магн. анизотропией типа «лёгкая ось» имеют 2 акустич. ветви С. в., вырожденных при H = 0:

$$\omega_{1,2} = \gamma \left[(2H_A H_E + \alpha_1^2 k_1^2 + \alpha_1^2 k_1^2)^{1/2} \pm H \right]; H \leq \sqrt{2H_E H_A}$$

(H параллельно «лёгкой оси»). Величина щели при H = 0 ω₁₀ = ω₂₀ = γ√2H_AH_E для большинства исследованных легкосплавных антиферромагнетиков лежит в диапазоне 100 — 1000 ГГц.

С. в. в низкоразмерных системах, в кристаллах с большой энергией магнитной анизотропии, в поликристаллах. В двумерных и одномерных системах, описываемых моделью Гейзенберга, С. в. нельзя трактовать как малое колебание, т. к. даже при T = T_с магн. упорядочение не наступает (в согласии с Мермина - Ванера теоремой). В подобных магнетиках при T = T_с возникает бесцелые возбуждения — С. в., у которых скорость (если ω ∝ k) или эфф. масса (если ω ∝ k²) служит осн. характеристикой, отличающей низкотемпературную фазу (T < T_с) от высокотемпературной (T > T_с).

В век-рых кристаллах (напр., CsCoCl₃, FeF₂) энергия магн. анизотропии не мала по сравнению с обменной энергией. При этом структура осн. состояния и спектр С. в. зависит от конкретного соотношения между обменной энергией и энергией анизотропии. Характерная особенность — сложная зависимость магн. характеристик от магн. поля, перестройка осн. состояния под действием магн. поля.

Длинноволновые С. в. (ak < 1) сохраняют смысл в поликристаллах. Дополнительное (по сравнению с монокристаллами) затухание С. в. связано с рассеянием на границах кристаллов.

Спиновые волны в парамагнитных металлах и газах. В парамагнитных металлах С. в. предсказаны В. П. Силиным в 1960, обнаружены экспериментально в 1967. В немагн. металлах С. в. — колебания спиновой плотности электронов проводимости, обусловленные обменным

взаимодействием между ними. С. в. в немагн. металлах проявляются, напр., в селективной прозрачности металл. пластин для эл.-магн. волн с частотами, близкими частоте электронного парамагн. резонанса.

В классическом (невыврожденном) газе частиц, обладающих спинами, наряду с упругими волнами за счёт обменного взаимодействия между атомами могут распространяться своеобразные волны, также называемые спиновыми. Они предсказаны в 1981, обнаружены в атомарном водорододе из He в 1984.

Лит.: А. Квееер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетинский С. В., Спиновые волны. М., 1967; Воиновский С. В., Магнетизм. М., 1971; Уайт Р., Квазичастицы в магнетиках, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Косовича А. С., Ильясов В. А., Ковалева А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983; Львов В. С., Нелинейные спиновые волны, М., 1987; см. также лит. к ст. Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм, М. И. Казанов, Л. А. Прохорова.

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ — отклонения локального значения спиновой плотности от её ср. значения. В случае некоррелированных С. ф. их вклад в термодинам. свойства — пренебреж. N^{ν} (где N — число частиц в системе) и исчезает в *термодинамическом пределе*. Возбуждения спиновой подсистемы можно рассматривать как коррелированные С. ф. К. С. ф. такого рода относятся магнотон, более сложные спиновые возбуждения, существующие в магнитоупорядоченных фазах при темп-рах, близких к критич., а также спиновые возбуждения в парамагн. фазе. Состояния *спинового стека* или состояния со *спиновой плотностью волной* можно интерпретировать как ансамбль замороженных или статич. С. ф.

Наиболее полное описание свойств С. ф. в магнетиках дал Т. Мория (Т. Moriya). В рамках предложенной им теории С. ф. удалось развить единый подход к описанию свойств магнетиков с локализованными и дelokализованными (коллективизированными) носителями магн. моментов. Теория С. ф. основана на использовании преобразования Стратоновича — Хаббарда для Хаббарда модели, к-рое позволяет заменить систему взаимодействующих спинов на систему невазимодействующих спинов, находящихся в фактивных флуктуирующих магн. полях. С помощью такого подхода удаётся построить классификацию магн. веществ по характеру С. ф. в них. В веществах с локализованными магн. моментами С. ф. являются преимущественно поперечными (т. е. локальный магн. момент может поворачиваться по направлению при постоянной амплитуде). В слабых зонах магнетика (см. *Зонный магнетизм*, *Стонера модель*), напротив, преобладают продольные С. ф. (т. е. изменяется амплитуда локального момента).

В теории С. ф. получено общее выражение для темп-ры Кюри (для ферромагнетиков) и Нееля (для антиферромагнетиков), а также рассчитана магн. восприимчивость веществ с произвольным характером С. ф. При этом существуют два механизма возникновения температурной зависимости типа *Кюри — Веиса закона* для магн. восприимчивости. Для веществ с локализованными магн. моментами возникновение такой температурной зависимости магн. восприимчивости обусловлено постоянством амплитуды локальных магн. моментов и описывается в рамках *Гейзенберга модели*. Для зонах магнетиков средневекторчатая амплитуда С. ф. $\Delta S^2 = (S^2 - \langle S^2 \rangle)$ близки критич. темп-ры линейно зависят от темп-ры. Это приводит к тому, что зависимость магн. восприимчивости от темп-ры также приобретает вид закона Кюри — Веиса, но константа Кюри в этом случае обратно пропорц. параметру продольной жёсткости С. ф., характеризующему степень изменения амплитуды локального момента во флуктуирующем магн. поле.

Важным достижением теории С. ф. является введение представления о температурно-индуцированных локальных магн. моментах в зонах магнетика. Благодаря тому, что амплитуда С. ф. возрастает с ростом

темп-ры и при нек-рой темп-ре T^* достигает макс. значения, С. ф. в зонах магнетиках при темп-рах выше T^* приобретают такой же характер, что и С. ф. в веществах с локализованными магн. моментами, для к-рых амплитуда С. ф. фиксирована при любой темп-ре. Поэтому поведение магн. свойств зонах магнетиков при темп-рах выше T^* выглядит так, будто в системе существуют температурно-индуцированные локализованные магн. моменты.

Лит.: Moriya T., Takahashi J., Spin fluctuation theory of itinerant electron ferromagnetism. A unified picture, *J. Phys. Soc. Jap.*, 1978, т. 48, № 2, р. 397; Hubbard J., Calculation of partition functions, *Phys. Rev. Lett.*, 1959, в. 3, № 2, р. 77; Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1983; А. В. Веиса, О. А. Котляшкова, М. Ю. Николаев.

СПИНОВЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН — оператор энергии спиновой подсистемы атомов, ионов, молекул и твёрдых тел, выражающийся через операторы *спина* электронов и нуклонов, составляющих эти фаз. объекты (см. *Гамильтониан*). Полный С. г. можно разбить на два слагаемых — квазиклассический и обменный С. г. (не имеющий классич. аналога). С. г. широко применяется в физике магн. явлений для описания реал. свойств магнетиков, в т. ч. типов *магнитных атомных структур*, магн. ветвей спектра упорядоченных магн. систем, термодинам. величин в упорядоченных магн. системах (включая описание *магнитных фазовых переходов*), реал. видов *магнитного резонанса* и т. п. (см. также *Парамагнетизм*).

Для решения широкого круга задач физики конденсиров. состояний помимо магнетизма (напр., сверхтекучести и сверхпроводимости, сегнетоэлектричества, упорядочения сплавов и т. п.) часто используются эфф. квази- (или псевдо-)спиновые гамильтонианы (КСГ). Применение КСГ основано на формальной аналогии между спиновыми операторами и операторами, действующими в пространстве состояний (*волновых функций*) к.-л. квантовой системы.

Квазиклассический спиновый гамильтониан обусловлен наличием у электронов или нуклонов собственного дипольного магн. момента μ (см. *Магнетизм микрочастицы*), к-рый посредством магнитообмена, отношения связан с их спином s : $\mu = -g\mu_B s$ (g — *Ланде множитель*, μ_B — электронный μ_B или ядерный $\mu_{Яд}$ магнетон). Квазиклассичность этой части С. г. означает, что все перечисленные взаимодействия выражаются через магн. моменты частиц μ , к-рые могут иметь природу, отличную от спиновой (напр., *суперпарамагнетизм*), тогда как обменная часть С. г. имеет чисто квантовую природу и принципиально невозможна в системе частиц, не обладающих полцелыми спинами. В квазиклассический С. г. входят: взаимодействие микрочастиц с внеш. магн. полем (см. *Веисама эффект*); *спин-орбитальное взаимодействие* электрона, находящегося в кулоновском поле ядра и др. электронов; *сверхтонкое взаимодействие* магн. моментов электронов и ядер; магн. *диполь-дипольное взаимодействие* в системе спинов электронов или ядер (иногда учитываются и взаимодействия более высокой мультипольности). В обычных условиях все эти релятивистские взаимодействия малы по сравнению с кулоновским обменным взаимодействием. Кроме того, малы члены, включающие взаимодействие с магн. моментами ятер, т. к. $\mu_{Яд} \ll \mu_B$. Учт. так или иначе членов С. г. важен, напр., в атомной и молекулярной спектроскопии и многих резонансных явлениях, где они приводят к расщеплению энергетич. уровней и уширению резонансных линий.

Эффективный одноузельный спиновый гамильтониан. В физике магн. явлений осн. роль играют ионы (атомы) элементов переходных групп и редкоземельных элементов с частично заполненными d - или f -оболочками — т. н. парамагн. ионы (ПМИ). Они обладают

отличным от нуля полным спином $S = \sum_{i=1}^n s_i$, где n —

число несвязанных электронов в оболочке, s_i — оператор спина i -го электрона. Суммарное спиновое квантовое число ПМИ $S = \sum s_i$. Энергия свободного ПМИ определяется в основном зеемановским и спин-орбитальными взаимодействиями, тогда как энергия того же атома (иона) в твёрдом теле выражается с помощью «одночастичного» (точнее, одноузельного) эффективного С. г. [М. Прайс (М. Pryce), 1950]

$$\mathcal{H} = \mu_B g_{\text{эф}} H^z S^z + \mu_B^2 \lambda_{\text{эф}} H^z H^2 + D_{\text{эф}} S^z S^z, \quad (1)$$

$$\alpha, \beta = x, y, z,$$

в k -ром полностью исключены орбитальные степени свободы (их вклад во 2-м порядке теории возмущений определяет коэф. $\lambda_{\text{эф}}$), H^z и S^z — проекции векторов внеш. магн. поля и полного спина на ось координат. Это связано с действием кулоновского *внутрикристаллического поля*, создаваемого немагнитным окружением, благодаря k -рому спин-орбитальное взаимодействие ПМИ существенно ослабляется. Если осн. состояние ПМИ является, напр., орбитальным синглетом, то происходит полное «вырождение» орбитальных моментов.

Первое слагаемое в (1) соответствует зеемановской энергии, где $g_{\text{эф}} = 2(\delta_{\text{эф}} + \lambda_{\text{эф}})$, $\delta_{\text{эф}}$ — Кронекера символа; второе — энергии, определяющей т. п. ванфлековской парамагнетизма, третье — энергии o д и o и n о i магнитной анизотропии, характеризующей тензором $D_{\text{эф}} = \lambda^2 \lambda_{\text{эф}}$ (λ — константа спин-орбитального взаимодействия). Число разл. независимых g -факторов и констант анизотропии одинаково и определяется типом локальной симметрии окружения. В случае кубич. симметрии имеется всего одна константа, $D_{\text{эф}} = D \delta_{\alpha\beta}$, третье слагаемое в (1) вырождается в число $D S^z (S^z + 1)$ и вклад в (1) начинается с членов 4-го порядка $D_{\text{эф}} S^z S^z S^z S^z$ ($\alpha, \beta, \gamma, \delta = x, y, z$). В случае аксиальной симметрии таких констант две: $D_{\text{эф}} = D_{\parallel} \delta_{\alpha\beta}$ ($D_{\parallel} = D_{\parallel}$, $D_{\perp} = D_{\perp}$). В случае более сложной симметрии вклад в (1) могут давать более высокие степени спиновых (дипольных) операторов, а также квадратные и др. тензорные операторы, что особенно важно для больших значений S и высокой симметрии внутрикристаллич. поля. Микроскопич. расчёт $g_{\text{эф}}$ и $D_{\text{эф}}$ сложен, и они обычно задаются в С. г. феноменологически.

Обменный спиновый гамилтониан атомов и молекул. Обменный С. г. имеет чисто квантовую природу и не обладает классич. аналогом. Он обусловлен *тождественности принципом* (квантовая неразличимость одинаковых микрочастиц) и *Паули принципом*. Полная волновая ф-ция системы фермионов (электронов или кулонов), образующих электронную или ядерную подсистему твёрдого тела, должна быть антисимметричной по отношению к перестановке координат и спинов любой пары частиц. Этим обусловлено появление в собств. значениях энергий системы доп. обменных вкладов. Однако, согласно П. Дираку (P. Dirac, 1926), можно избежать сложной процедуры антисимметризации и ограничиться простым произведением одночастичных волновых ф-ций, если добавить к исходному гамилтониану оператор обменного взаимодействия, построенный только на спиновых операторах входящих в систему фермионов. Структура обменного С. г. определяется тем, что для любой пары частиц p, q со спином $1/2$ оператор перестановки (транспозиции) орбитальной (координатной) волновой ф-ции имеет вид: $P_{pq} = \pm 1/2 (1 + S_p S_q)$, где S_p и S_q — векторные спиновые операторы частиц p и q .

Простейшим примером обменного С. г. является гамилтониан системы двух взаимодействующих друг с другом и с ядрами электронов (напр., в атоме Не или молекуле H_2):

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - 2J S_1 S_2, \quad (2)$$

Он описывает зависимость энергии этой системы от взаимной ориентации спинов S_1 и S_2 электронов и учитывает лишь кулоновское взаимодействие.

Обменный спиновый гамилтониан твёрдых тел. Обобщение простейшего С. г. (2) было дано В. Гейзенбергом (W. Heisenberg, 1928) и независимо Я. И. Френкелем (1928) для описания сильно магнитных свойств неких-рых твёрдых тел, содержащих ПМИ. При этом учитывалось только кулоновское взаимодействие в системе многих d (или f)-электронов и полностью пренебрегалось влиянием s -электронов проводящего тела. Соответствующий С. г. магн. диалектрина имеет вид (см. Гейзенберга модель):

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - \sum_{i,j} J_{ij} S_i S_j, \quad (3)$$

где \mathcal{H}_0 — константа, $S_i (S_j)$ — векторный оператор полного спина ПМИ в узле $i(j)$, J_{ij} — обменный интеграл, зависящий только от расстояния между узлами i и j ($J_{ij} = 0$).

Несмотря на простоту, С. г. (3) качественно правильно описывает магн. упорядочение не только в магн. диалектриках, но и в неких-рых др. веществах, где учёт обменного взаимодействия внутри подсистемы d - или f -электронов уже недостаточен.

Обобщённый спиновый гамилтониан. Дальнейшее обобщение С. г. (3) для магн. диалектриков можно получить при учёте не только обменного, но и релятивистского межзонного взаимодействия. Этот С. г. может быть получен с помощью *волновой теории* для вырожденного уровня в операторной форме (Н. Н. Боголюбов, С. В. Тябликов, 1949). Обменный интеграл становится тензором $J_{ij}^{\alpha\beta}$, симметричная часть k -рого описывает эффекты обменной магн. анизотропии, а антисимметричная часть, представляемая вектором $D_{ij}^{\alpha\beta}$, описывает явление *слабого ферромагнетизма* в магнетиках (опред. симметрия [И. Е. Дзялошинский, 1957; Т. Морья (T. Moriya), 1960]. Соответствующий добавочный член к С. г. (3) имеет вид $\sum_{ij} (D_{ij}^{\alpha\beta} S_i S_j)$. Число незав.

всех компонентов симметричной части тензора $J_{ij}^{\alpha\beta}$ определяется типом симметрии кристаллич. решётки. В кристаллах кубич. симметрии всего одна компонента $J_{ij}^{\alpha\beta} = J_{ij} \delta_{\alpha\beta}$. В случае одноосной анизотропии $J_{ij}^{\alpha\beta} = J_{ij}^{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}$, причём $J_{ij}^x = J_{ij}^y = J_{ij}^z$ (J_{ij}^x — продольная, J_{ij}^y — поперечная компоненты). Соответствующий последнему случаю С. г. с учётом зеемановского взаимодействия имеет вид:

$$\mathcal{H} = -g \mu_B \sum_i (H S_i) - \sum_{ij} \left\{ J_{ij}^x S_i^x S_j^x + J_{ij}^y (S_i^y S_j^y + S_i^z S_j^z) \right\}; \quad (4)$$

здесь H — постоянное и однородное внеш. магн. поле. С. г. (4) описывает ферро- или антиферромагнетизм в зависимости от знака обменных констант $J_{ij}^{\alpha\beta}$, k -рые рассматриваются как феноменологич. константы теории (их микроскопич. расчёт представляет самостоятельную задачу). Частные случаи С. г. (4) соответствуют известным моделям магн. веществ; напр., при $J_{ij}^x = J_{ij}^y = J_{ij}^z$ С. г. (4) сводится к С. г. изотропной модели Гейзенберга (3), при $J_{ij}^x = 0$ — к С. г. *Изинга модели*, при $J_{ij}^y = 0$ — к С. г. т. н. поперечной, или $X Y$ -модели. В боль-

шнестве случаев рассматривается приближение, когда величин J_{ij} отличны от нуля, лишь если узлы i и j являются ближайшими соседями и $J_{ij}^a = J^a$. Отношение $\xi = J^a / J^b$ наз. константой межионной магн. анизотропии. В более общем случае С. г. включает члены, описывающие одноионную анизотропию [см. третье слагаемое в (1)]. При $|\xi| < 1$ С. г. (4) описывает (анти)ферромагнетик типа лёгкая ось, при $|\xi| > 1$ — типа «лёгкая плоскость».

В более высоких порядках теории возмущений к билинейному по спиновым операторам С. г. (4) могут добавляться т. н. негеёванберговские члены в аномальных видах, напр. полилинейные формы вида $\sum_{i,j,k,\dots} A_{ijk\dots}^{(n)} S_i^a S_j^b S_k^c \dots$ (здесь $A_{ijk\dots}^{(n)}$ — численные коэф.),

называемые многоспиновыми взаимодействиями и существующие, напр., для описания спиновой системы *квантового кристалла* He^3 . В случае спина $S \geq 1$ возможны также негеёванберговские слагаемые вида $\sum_{i,j} A_{ij}^{(n)} (S_i S_j)^n$, содержащие все независимые спиновые инварианты до порядка $2S$ включительно [Э. Шрёдингер (E. Schrödinger), 1940]. Напр., при $S = 1$ это даёт биквадратный обмен.

Обобщение С. г. (4), учитывающее *спин-фононное взаимодействие* в магнетике, возможно на основе кристаллографической симметрии, описывающей изменение обменных констант при смещении ПМИ из своих равновесных положений. Др. обобщение С. г. (4) возможно, если при разбиении магнетика на две или более магн. подрешётки обменные константы J_{ij}^{ab} могут иметь разл. величины и знаки внутри и между подрешётками (напр., в простом антиферромагнетике $J_{ij} < 0$ между подрешётками, тогда как $J_{ij} > 0$ внутри подрешёток).

Величин J_{ij}^{ab} могут быть анизотропны не только в спиновом (по индексам α, β), но и в координатном (по индексам i, j) пространстве (см. *Свойства магнетики*). В примесных или неупорядоченных магнетиках обменные константы могут быть случайно распределёнными величинами (см. *Спиновое стекло*). При теоретич. расчётах иногда удобно использовать вместо исходных решёточных (дискретных) С. г. (3) и (4) их континуальный (непрерывный) аналог; для этого вводится зависящий от времени t оператор плотности магн. момента $M(r,t) = -\mu_B \sum_i S_i \delta(r - r_i)$, $\delta(r) = \delta$ -функция,

$S_i = S_i(t)$, $r_i = r_i(t)$, к-рый затем усредняется по физически бесконечно малому объёму [Ч. Херринг, Ч. Киттель (C. Herring, C. Kittel), 1951]. В результате возникает плотность макроскопич. магн. момента $M(r,t)$, через к-рую (вместе с её производными) выражаются обычно квазиклассич. феноменологич. С. г., получаемые в виде разложений по магн. инвариантам данной решётки.

Квазиспиновый гамильтониан. Использование КСГ прежде всего связано с относит. простотой и низкой размерностью $m = 2S + 1$ алгебры $SU(m)$ спиновых операторов. Для С. г. (КСГ) хорошо разработаны теорет. методы вычислений, в т. ч. квазиклассич. метод приближённого *стационарного квантования*, вращательный и функциональные методы, методы двухвременных и причинных *Грина функций*, разл. варианты диаграммной техники. Применение КСГ особенно удобно в тех случаях, когда система обладает небольшим числом $2S + 1$ (S — квантовое число квазиспина) разл. квантовых состояний, к-рые описываются собств. значениями оператора продольной компоненты оператора квазиспина S^z (от $-S$ до S) или оператора числа спиновых отклонений $n = S - S^z$ (от 0 до $2S$). Операторы

поперечных компонент квазиспина $S^x = S^+ \pm iS^-$ играют роль операторов рождения и уничтожения квазиспиновых отклонений в S^z -представлении и переводят систему из одного состояния в другое. Для набр. распределённого случая двухуровневой системы ($S = 1/2$) квазиспиновые операторы S^x и S^y точно совпадают с а и л-операторами, коммутующими подобно бозе-операторам для разл. состояний ($i \neq j$) и антикоммутирующими подобно ферми-операторам для совпадающих состояний ($i = j$).

В методе КСГ пространство состояний системы является конечномерным, а энергетич. спектр — ограниченным (хотя и не обязательно дискретным). Определ. трудности связаны с кванематич. свойствами спиновых операторов (условием нормировки и т. п.), а также с необходимостью использования обобщённой квантовой статистики с макс. числом заполнения $2S$ (случай $S = 1/2$ соответствует Ферми — Дирака статистике, $S \rightarrow \infty$ — Бозе — Эйнштейна статистике). Физическая возможность введения квазиспинового описания в реальных системах мн. ферми- или (реже) бозе-частиц обусловлена особенностями структуры гамма-функции взаимодействия и пространства собств. ф-ций, позволяющих полностью исключить одночастичные ферми- или бозе-операторы и ввести с их помощью операторы квазиспина или паули-операторы. При вычислениях на основе КСГ также возможно использование соответствующих квазибозонов или квазифермионов представлений спиновых операторов.

Характерные примеры применения метода КСГ: 1) энергия ПМИ в немагн. окружении в случае, когда его основным орбитальным состоянием является не синглет, а вырожденный дублет, описывается вместо (1) эффективным КСГ вида

$$\mathcal{H} = 2\mu_B H^z S^z + \mu_B H^2 \sigma^2 + \lambda S^2 \sigma^2, \quad (5)$$

где S^z — оператор z-компоненты обычного спина ПМИ, σ^2 — оператор z-компоненты квазиспина ($\sigma = 1/2$), действующий в двумерном пространстве волновых ф-ций вырожденного орбитального дублета.

2) Зарядово-независимое (изотопически инвариантное) взаимодействие в системе нуклонов описывается КСГ вида (3) с заменой S_i на τ_i , где τ_i — оператор *нуклонического спина* (В. Гейзенберг, 1932), действующий в пространстве волновых ф-ций протона и нейтрона. В J_{ij} входят как истинное обменное взаимодействие вида (3), обусловленное фермионной природой нуклонов, так и другие зависящие от спина (т. н. тензорные) взаимодействия (см. *Ядерные силы*).

3) Энергия (анти)сверхпроводника с водородной связью (напр., KH_2PO_4 или NaNO_3), обнаруживаемая *структурной модой передов.* описывается частным случаем КСГ вида (4) — моделью Инзига в полупроводн. слое [П. де Жен (P. de Gennes), 1963]. Если внеш. поля игнор. интеграл тунелирования Φ протона между двумя симметричными минимумами (максимами) одностороннего потенциала. Операторы квазиспина для $S = 1/2$ определены в двумерном пространстве симметричных или антисимметричных по «ямам» волновых ф-ций, описывающих распределение осн. состояний из дублет с энергиями соответственно σ_+ и σ_- ($\sigma_+ > \sigma_-$, причём $Q \approx \sigma_- - \sigma_+$).

4) Энергия сверхпроводника в простейшем варианте *Вардена — Купера — Шриффера модели* может быть представлена в виде частного случая КСГ (4) — полупроводн. или ХУ-модели [П. Андерсон (P. Anderson), 1958]. Роль обменного интеграла играет матричный элемент взаимодействия притяжения между куперовскими парами (см. *Купера эффект*), а роль операторов квазиспина — операторы рождения, уничтожения и числа этих пар. Свойство «ферминости» квазиспиновых операторов для $S = 1/2$ в одном импульсном состоянии отражает требование принципа Паули.

5) Энергия решёточного квантового неидеального бозе-газа (напр., состоящего из атомов He^4), проявляю-

щего свойство сверхтекучести, также может быть выражена с помощью КСГ (4) для частного случая ферромагнетика типа «лёгкая плоскость» [Х. Мацубара, Х. Мацуда (H. Matsubara, H. Matsuda), 1956] для $S = 1/2$. Роль внутр. поля играют хим. потенциал и аннизотропия, а обменного интеграла — энергия парного притяжения бозонов. Свойство сферичности паули-операторов в одном узле решётки отражает наличие в нём сильного отталкивания (типа потенциала «твёрдых сфер»).

6) Клиффорда, энергия парных взаимодействий атомов — ближайших соседей в бинарном твёрдом растворе или сплав может быть записана в виде продольной (изинговской) части КСГ (4) с $S = 1/2$ (Э. Изинг, 1925). Оператор квазиспина S^z описывает два состояния, соответствующих заполнению данного узла атомом одного или другого типа; роль обменного интеграла играет энергия упорядочения. На основе этой модели можно описать фазовый переход типа порядок — беспорядок ($T > 0$) с образованием сверхрешётки или распадение на две фазы разл. состава.

С помощью того же изинговского КСГ с $S = 1/2$, но с учётом полной потенциальной энергии парных взаимодействий атомов одного типа (дальдействующее притяжение и короткодействующее отталкивание) [Т. Ли, Ч. Янг (T. Lee, C. Yang), 1952] можно описать фазовый переход типа конденсации для классич. идеального решётчного газа, при этом оператор $n = 1/2 - S^z$, как правило, описывает два возможных состояния в узле: занятое ($n = 1$) и свободное ($n = 0$).

7) С помощью КСГ формулируются также задачи о взаимодействии *экситонов* в молекулярных кристаллах (А. М. Агранович, В. Топич, В. Тобиш, 1976), магн. упорядочения в *f*-металлах с синглетными осн. состоянием во внутрискристаллич. поле [И. Янг, Б. Купер (Y. Wang, B. Cooper), 1968], квадрупольном упорядочении в твёрдом ортоборате [Дж. Рейч, Р. Эттерс (J. Reich, R. Ethers), 1967], фазовом переходе в сверхизлучательный (лазерный) режим для взаимодействующих ал.-магн. излучения с термостатом на двумерных атомах [Р. Дикке (R. Dicke), 1954].

Лит.: Д а л ь д у Л. Д., И н ф и н т Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1988, § 9—11, 16; Д и р а к П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979, гл. 8; Х и л л Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; А д л е р т у л о в С. А., К о з ь м я р е в В. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Т а у л е с Д., Квантовая механика систем многих частиц, пер. с англ., М., 1963; Т я б л и н о в С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1973; А г р а н о в и ч В. М., Теория экситонов, М., 1968; Б о н с о в с к и й С. В., Магнетизм, М., 1971; У а й т Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; В а к с В. Г., Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков, М., 1973; И с и н г Э. А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 8; В а р ь х а т а р В. Г., К р и в о р у ч к о в В. Н., Я б л о н с к и й Д. А., Функции Грина в теории магнетизма, К. 1984; И з м о в о Ю. А., С м о л ь я н о в Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1967; И з а г а е в В. Л., Магнетизм со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988. Ю. Г. Рубой.

СПИНОР (от англ. spin — вращаться) — элемент пространства спинорного представления группы вращений. *Вращений группа* $SO(n)$ при $n \geq 3$ двусвязна. Её односвязная накрывающая называется спинорной группой $Spin(n)$. Каждое линейное представление $SO(n)$ порождает представление $Spin(n)$; однако часть линейных представлений $Spin(n)$ порождается двузначными (проективными) с мультипликатором ± 1 представлениями $SO(n)$ — её спинорными представлениями. Простейшее спинорное представление имеет размерность $2^{n/2-1}$ (где [...] — символ целой части числа) и реализуется в *Клиффорда алгебре* K_n степени $2^{n/2+1}$. Оно неприводимо для нечётных n и раслагается в сумму двух неэквивалентных представлений одинаковой размерности для чётных n .

Существуют два типа S : S_+ , связанные с группой $SO(n)$ — группой вращений n -мерного евклидова пространства, и S_- , связанные с группой $SO(p, q)$ ($p + q =$

$= n$) — группой «вращений» псевдоевклидова пространства $M_{p,q}^n$, сохраняющих квадратичную форму:

$$x^2 + \dots + x^2 - x^2 - \dots - x^2.$$

В R^3 фазике наиб. употребительны S_+ в пространстве R^3 (С. группы $SO(3)$) (нерелятивистская квантовая механика) и в пространстве Минковского $M_{1,3}^4$ (С. собственной *Лоренца группы* в релятивистской теории).

Спино́р в R^3 . Простейшее спинорное представление (спинорное представление ранга 1) двумерно [т. к. $Spin(1) \sim SU(2)$]. С. ранга 1 характеризуется парой (комплексных) чисел ξ^1, ξ^2 . При повороте на угол φ вокруг оси с направляющим единичным вектором $n = (n_1, n_2, n_3)$ С. ранга 1 преобразуется по ф-ле

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi^1 \\ \xi^2 \end{pmatrix} \rightarrow \xi' = g(n, \varphi) \xi \in SU(2) \quad (1)$$

с помощью матрицы

$$g(n, \varphi) = \cos(\varphi/2) + i \sin(\varphi/2) \sigma_j \quad (2)$$

где $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, $\sigma_j (j = 1, 2, 3)$ — Паули матрицы. При повороте на угол 2π С. ξ переходит в $-\xi$, что свидетельствует о неопределённости знака С., т. е. о двузначности представления. Выражение (2) задаёт представление $SO(3)$, как следует из коммутат. соотношений для матриц Паули. В этом представлении матрица $(i/2)\sigma_j$ является генератором поворота вокруг оси j . Преобразование (1) сохраняет билинейную форму $(\xi, \eta) = \xi^1 \eta^1 - \xi^2 \eta^2$, определённую на двумерных векторах (кватервариантных) ξ и η . Это позволяет ввести в линейном пространстве таких векторов кососимметрическую «метрику»

$$\epsilon_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha, \beta = 0, 1,$$

и ковариантные С. $\xi_a = \epsilon_{ab} \xi^b$, преобразующиеся с помощью арматов сопряжённой матрицы $g^t(n, \varphi)$. Тогда билинейная форма естественно интерпретируется как скалярное произведение:

$$(\xi, \eta) = \xi^a \epsilon_{ab} \eta^b = \xi^1 \eta^1 - \xi^2 \eta^2$$

(по повторяющимся индексам подразумевается суммирование).

В качестве базиса в пространстве С. ранга 1 можно выбрать собств. векторы

$$\xi^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \xi^- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

матриц $(1/2)\sigma^2$ и $(1/2)\sigma_3$, допускающих естеств. интерпретацию квадрата вектора спина и его z -проекции; собств. значениями будут $3/4 = 1/2(1 + 1/2)$ и $\pm 1/4$ соответственно. Поэтому С. ранга 1 описывают частицы со спином $1/2$.

С. старших рангов строятся по аналогии с теорией тензоров. Кватервариантным спинором ранга r наз. набор 2^r (комплексных) чисел $\alpha_1, \dots, \alpha_r$, преобразующихся по закону:

$$\xi^{\alpha_1, \dots, \alpha_r} \rightarrow \xi'^{\alpha_1, \dots, \alpha_r} = g_{\beta_1}^{\alpha_1} \dots g_{\beta_r}^{\alpha_r} \xi^{\beta_1, \dots, \beta_r},$$

где g_{α}^{β} — элементы матрицы $g(n, \varphi)$. В алгебре С. можно ввести операции, аналогичные операциям в тензорной алгебре: поднятие и опускание индексов, свёртка и т. д. С. $\xi^{\alpha_1, \dots, \alpha_r}$ ранга r наз. симметрическим, если его компоненты не меняются при любой перестановке индексов. В пространстве симметрических С. реализуются все неприводимые представления группы вращений веса l , $2l = r$.

Спинор в M^4 . Два простейших неупорядоченных (полуспинорных) представления $SO(3, 1)$ двумерны и обозначаются столбцами ξ^{α} и $\zeta^{\dot{\alpha}}$ соответственно с непунктирными и с пунктирными индексами. При пространственных поворотах ξ^{α} преобразуются (как и S в R^3) с помощью матрицы (2) , а при специальных Лоренца преобразованиях — гиперболически. Поворота на угол φ в плоскости (x_0, x_1) — с помощью матрицы h :

$$h(n, \varphi) = \text{ch}(\varphi/2) - n(\sigma)\text{sh}(\varphi/2).$$

Пунктирные $S, \xi^{\dot{\alpha}}$, преобразуются с помощью комплексно сопряженных матриц d^* и h^* соответственно.

Коссимметрическая матрица $e_{\alpha\dot{\beta}}$ позволяет определить компоненты пунктирных S . При пространственной инверсии $(x_0, x) \rightarrow (x_0, -x)$ пунктирные и непунктирные S переходят друг в друга: $\xi^{\alpha} \rightarrow i\xi_{\alpha}$, $\zeta^{\dot{\alpha}} \rightarrow i\zeta^{\dot{\alpha}}$.

Включение инверсий означает переход от собств. групп Лоренца $SO(3, 1)$ к группе Лоренца $O(3, 1)$. Поэтому простейшее спинорное представление $O(3, 1)$ четырехмерно и образовано биспинором $\xi_{\alpha} \otimes \xi_{\dot{\beta}}$. (\otimes — знак тензорного произведения), обычно записываемым в виде столбца:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \xi_{\alpha} \\ \xi_{\dot{\beta}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi \\ \chi \end{pmatrix}.$$

Инвариантные и ковариантные билинейные формы в пространстве биспиноров строятся с помощью Дирака матриц γ^{μ} , $\mu = 0, 1, 2, 3$, $\gamma^{\mu} = \gamma^{\mu_0}\gamma^{\mu_1}\gamma^{\mu_2}$ и определения дираковского сопряжения $\bar{\psi} = \psi^* \gamma^0$ ($\psi^* \equiv \psi^\dagger$ означает эрмитово сопряжение). Так, формы $\bar{\psi}\psi$, $\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi$, $\bar{\psi}\gamma^{\mu\nu}\psi$ — есть соответственно скаляр, псевдоскаляр и 4-вектор относительно преобразований из $O(3, 1)$.

Помимо дираковского вводит майорановское сопряжение $\bar{\psi}_M = \psi^T C$ (T — означает транспонирование), где C — матрица *зарядового сопряжения*. Майорановский ψ_M и S наз. S . наз. S . для k -рого $\bar{\psi}_M$ пропорционален $\bar{\psi}_M$ (множитель пропорциональности зависит от представления матриц Дирака), и частицы, в майорановском представлении (где $\psi^{\dot{\alpha}} = \psi^{\alpha}$, $\psi^{\dot{\beta}} = \psi^{\beta}$) вещественны) компоненты майорановского S вещественны.

Вейлевский S наз. S . наз. S . удовлетворяющий соотношению $\bar{\psi}_L = (1/2)(I + \gamma^0)\bar{\psi}$, или $\psi_L = (1/2)(I - \gamma^0)\psi$, где I — единичная матрица (соответственно правой и левой S). Число его компонент также вдвое меньше обычного; он используется в теориях с киральной симметрией.

В пространстве биспиноров можно задать линейное релятивистски инвариантное ур-ние, описывающее частицу со спином $1/2$ (спинорные частицы), с ненулевой массой — Дирака уравнение, с нулевой массой — Вейля уравнение.

S ., связанные с многомерными пространствами, находят применение в теории галактики, Калуцы — Клейна теории, теории суперструн и т. д. Многообещающие применения теории S . связаны с теорией *гипотез*.

Спинорные многообразия. Глобально спинорное поле можно задать не на любом многомерном пространстве. Существование таких пространств (спинорных многообразий, см. *Расщепление*) определяется топологией, инвариантами.

Первые упоминания двузначной природы группы вращений восходят к Л. Эйлеру (L. Euler) (параметризация группы вращений углами Эйлера). В работах О. Родригеса (O. Rodrigues), У. Гамильтона (W. Hamilton), А. Кэли (A. Cayley), У. Клиффорда (W. Clifford) и др. были получены важные результаты, изшедшие естеств. продолжением в рамках теории S . Построение спинорных представлений в инфинитезимальной

форме проведено Э. Картаном (E. Cartan, 1913). Дальнейшее развитие теории S . инициировалось открытием спина электрона (1925) и появлением ур-ий П. Дирака (P. Dirac) и Г. Вейля (H. Weyl). Спинорное исчисление было построено в работах Б. Ван-дер-Ваerdena (B. van der Waerden) и др. Термин « S .» предложен Э. Эрештестом (P. Ehrenfest, 1929).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Гельфанд И. М., Миняев С. А., Шапиро Ф. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца и их приложения, М., 1958; Ван дер Ваerden Б. В., Принципы кванта и спин, в кн.: Теоретическая физика 20 века, М., 1962; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968; Дирак П. А. М., Спиноры в гильбертовом пространстве, пер. с англ., М., 1978; Вейль Г., Рунд Г., Спиноры и пространство-время, пер. с англ., (т. 1), М., 1987; (т. 2) — Спиноры и пространство-время. Спинорные и твисторные методы в геометрии пространства-времени, пер. с англ., М., 1988; Вейль Г., Траутманн А., The spinorial sleasbow, Springer, N. Y., 1988. М. И. Моисевицкий.

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие частиц, зависящее от величины и взаимной ориентации их орбитального и спинового моментов кол-ва движения и приводящее к т. н. тонкому (мультиплетному) расщеплению уровней энергии системы (см. *Тонкая структура*). С.-о. в — релятивистский эффект; формально оно получается, если энергию быстро движущегося во внеш. поле частицы находить с точностью до v^2/c^2 , где v — скорость частицы.

Наглядное физ. истолкование С.-о. в. можно получить, рассматривая, напр., движение электрона в атоме водорода. Электрон обладает собств. моментом кол-ва движения — спином, с к-рым связан спиновый магн. момент. Электрон движется вокруг ядра по нек-рой орбите (примем этот полуклассич. образ). Обладаящее электр. зарядом ядро создаёт кулоновское электр. поле, к-рое должно оказывать воздействие на спиновый магн. момент движущегося по орбите электрона. В этом можно убедиться, если мысленно перейти в систему отсчёта, в к-рой электрон покоится (т. е. в систему, движущуюся вместе с электроном). В этой системе отсчёта ядро будет двигаться и как locally движущийся заряд порождал магн. поле H , к-рое будет воздействовать на магн. момент и электрона. Электрон получит дополнит. энергию $\Delta\epsilon$, обусловленную этим взаимодействием и зависящую от ориентации μ : $\Delta\epsilon = -\mu H = -\mu_H H$. Т. к. проекция μ_H магн. момента μ на направление H может принимать два значения ($\pm 1/2$, в единицах \hbar), то С.-о. в. приводит к расщеплению уровней энергии в атоме водорода (и водородоподобных атомах) на два близких подуровня — к дублетной структуре уровней. У многоэлектронных атомов картина тонкого расщепления уровней энергии оказывается более сложной. Атомы щелочных металлов, у к-рых полный спин электронов равен $1/2$, также обладают дублетной структурой уровней энергии.

С.-о. в. существует и у нейтральных частиц, напр. у нейтронов, имеющих и орбитальный и спиновый механич. моменты. Весьма существенно С.-о. в. в атомных ядрах, вклад к-рого в полную энергию взаимодействия велик (достигает 10%). В. И. Григорьев.

СПИНОРНАЯ ЧАСТИЦА — частица с полуцелым спином. Часто под С. ч. понимают частицу со спином $1/2$ (электрон, протон, кварк и т. д.). В квантовой механике волновая ф-ция С. ч. подчиняется Дирака уравнению или (для частиц с нулевой массой) Вейля уравнению. В квантовой теории поля С. ч. является квантом спинорного поля.

СПИНОРНОЕ ПОЛЕ — набор физ. полей, преобразующихся в каждой точке пространства-времени при пространственных поворотах системы координат по представлениям группы вращений с полуцелым индексом (см. *Вращенная группа*). Квантами С. п. в квантовой теории поля являются спинорные частицы.

СПИН-СПИНОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — магн. взаимодействие между спиновыми магн. моментами эле-

кτροнов, атомных ядер, парамагн. атома и ионов. Энергия С.-с. в. зависит от взаимной ориентации спинов этих частиц. Благодаря своей релятивистской природе С.-с. в., как правило, значительно слабее др. взаимодействий (электростатических, обменных и др.), определяющих структуру энергетич. уровней атомных и молекулярных систем. Поэтому С.-с. в. определяет обычно лишь малое расщепление или уширение спектральных линий (см. *Радиоспектроскопия, Спектроскопия*). В простейших случаях величина С.-с. в. определяется диполь-дипольным взаимодействием спиновых магнитных моментов μ_i и μ_j ; каждый из i, j имеет энергию порядка $\mu_i \mu_j \sim \mu_B^2 / r^3$, где r — расстояние между частицами. Для типичных атомных масштабов величина $\mu_i \mu_j$ оказывается порядка 10^{-4} – 10^{-5} , 10^{-7} – 10^{-8} и 10^{-11} эВ соотв. для электрон-электронного, электронно-ядерного и ядерно-ядерного взаимодействий.

Электрон-электронное С.-с. в. в свободных атомах и ионах приводит лишь к малому сдвигу энергетич. уровней, не вызывая их расщепления. В молекулах, где центр симметрии нарушен, такие расщепления возникают и дают вклад в мультиплетную тонкую структуру спектров (т. н. S -уровни; см. *Молекула*). Аналогичный эффект возникает и при понижении симметрии во *внутрикристаллическом поле* твёрдого тела. Электронно-ядерное С.-с. в. между орбитальными электронами атома (иона, молекулы) и обладающими спином ядром атома приводит к *сверхтонкой структуре* спектров, обусловленной зависимостью энергии атома от ориентации ядерного спина I в магн. поле, созданном суммарным спином электронов S (см. *Сверхтонкое взаимодействие*). Аналогичная сверхтонкая структура наблюдается и в спектрах *электронного парамагнитного резонанса*, где она обусловлена С.-с. в. несвязанных электронов парамагн. центров (см. *Парамагнетизм*) как с их собств. ядрами, так и с ядрами ближайших соседей (с у п е р с в е р х т о и к а с т р у к т у р а).

В электронных парамагнетиках С.-с. в. между парамагн. центрами в значит. степени определяет форму и ширину линий ЭПР. В этом случае принято понимать термин «С.-с. в.» более широко: кроме магнитной (диполь-дипольной) энергии к нему относят и обменное взаимодействие, к-рое также зависит от взаимной ориентации спинов и формально рассматривается как «сверхдипольное».

С.-с. в. между ядрами атомов, входящих в кристаллич. решётку твёрдого тела, определяет форму линий *ядерного магнитного резонанса* и даёт информацию о структуре вещества и внутр. атомо-молекулярных движениях. В жидкостях быстрое тепловое движение атомов и молекул приводит к тому, что анизотропная часть ядерно-ядерного С.-с. в., усредняясь, уменьшается практически до нуля. Это ведёт к резкому сужению линий и повышению разрешающей способности ЯМР. Сходные результаты можно достигнуть и в твёрдых телах за счёт быстрого вращения образца либо с помощью спец. радиочастотных полей, застаивающих ядерные спины быстро менять свою ориентацию. Косвенное ядерное С.-с. в., обусловленное очень слабым взаимодействием ядерных спинов I_i и I_j через общую электронную систему молекулы, носит изотропный характер и поэтому не усредняется. Оно образует малые (~ 1 Гц) мультиплетные расщепления в спектрах ЯМР высокого разрешения. Эти расщепления не зависят от величины внеш. магн. поля и могут быть использованы для классификации и структурного анализа сложных молекул и их фрагментов.

С.-с. в. играет важную роль в динамике многочастичных спиновых систем. Оно приводит к взаимным переворотам взаимодействующих спинов (электронных либо ядерных), что обеспечивает процессы поперечной *релаксации магнитной, спиновой диффузии* и ведёт к установлению *спиновой температуры* в парамагн. твёрдых телах. С.-с. в. между электронами

парамагн. центров и окружающих ядрами определяет, кроме того, процессы магн. релаксации и дипачик. поляризации ядер (см. *Оверхаузера эффект*).

В магнитоупорядоченных веществах (ферро- и антиферромагнетиках) С.-с. в., наряду с внутрискристаллич. полем, даёт вклад в *магнитную анизотропию*, играет решающую роль в образовании магнитной доменной структуры. Существуют также соединения (в основном с участием редкоземельных элементов), магн. упорядочение в к-рых вообще обусловлено не обменным, а дипольным С.-с. в. (дипольные магнетики).

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев В. Н., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточной и п. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1–2, М., 1984; Лукиян А. Г., Федяев Э. И., ЯМР-спектроскопия, М., 1986. В. А. Ачарин.

СПИН-ФЛИП ПЕРЕХОД (от англ. flip — щёлкать, хлопнуть; «схлопывание» магнитных подрешёток) — магнитный фазовый переход в сильном магн. поле, при к-ром разрушается антиферромагнетизм. При наложении возрастающего внеш. магн. поля перпендикулярно направлению лёгкого намагничивания антиферромагн. кристалла векторы намагниченности *магнитных подрешёток* кристалла начинают поворачиваться к направлению поля и в определённом поле (критич. магн. поле $H_{\text{ср}} \approx H_c$, где H_c — эфф. поле обменного взаимодействия ионов) все магн. моменты ионов антиферромагнетика ориентируются вдоль поля (намагниченности подрешёток «схлопываются»). Антиферромагн. кристалл становится по существу ферромагнитным (рис. 1). Раз-

рушение антиферромагнетизма происходит, когда магн. энергия подрешёток во внеш. поле сравнивается с энергией обменного взаимодействия ионов. Эффективное обменное поле $H_{\text{ср}}$, являющееся критич. полем С.-ф. п., разрушающим антиферромагнетизм, определяется из условия $kT_N = \mu H_{\text{ср}}$, где T_N — темп-ра Нееля, $\mu \approx M_0 / N$ — величина порядка атомного магн. момента, M_0 — намагниченность насыщения магн. подрешётки,

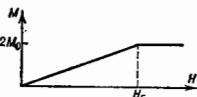


рис. 1. Зависимость намагниченности одноосного антиферромагнетика при $T = 0\text{K}$ от магнитного поля, перпендикулярного оси антиферромагнетизма. M_0 — намагниченность насыщения без решётки, $H_{\text{ср}} \approx H_c$ — критическое поле спин-флип перехода.

рис. 2. Температурная зависимость критического поля для $\text{MnF}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ($T_N \approx 2,3\text{K}$).

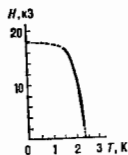


рис. 2. Температурная зависимость критического поля для $\text{MnF}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ($T_N \approx 2,3\text{K}$).

N — полное число узлов в кристаллич. решётке антиферромагнетика. При абс. нуле темп-ры обменная энергия по порядку величины равна kT_N . С ростом темп-ры величина обменного поля, а следовательно и критич. поле «схлопывания» подрешёток, уменьшается, обращаясь в нуль при $T = T_N$ (рис. 2). С.-ф. п. представляет собой, как правило, фазовый переход 2-го рода.

Лит.: Боровик-Романова А. С., Антиферромагнетизм, в сб. Итоги науки. Сер. физ.-мат. науки, в. 4, М., 1962; В о с о в с к и й С. В., Магнетизм, М., 1971. А. М. Надомченко.

СПИН-ФЛОН ПЕРЕХОД (от англ. flop — шлёпнуться, плюхнуться; «прокидывание» подрешёток) — магнитный фазовый переход, наблюдаемый в антиферромагнетиках при достаточно большом (критич.) значении внеш. магн. поля $H_{\text{ср}}$, приложенного вдоль оси антиферромагнетизма, при к-ром направление намагниченности *магнитных подрешёток* поворачивается перпендикулярно ориентации поля $H_{\text{ср}}$ (см. *Антиферромагнетизм*).

Этот переход обусловлен тем, что в антиферромагнетиках при $T \ll T_N$ (T_N — темп-ра Нееля) восприимчивость вдоль оси антиферромагнетизма χ_{\parallel} меньше восприимчивости χ_{\perp} в поперечном направлении, и при нек-ром значении магн. поля $H_{\text{цп}}$ разность магн. энергий $-1/2g(\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})H^2$ сравнивается с энергией анизотропии, что и приводит к скачкообразному изменению ориентации спинов на угол $\pi/2$ (рис. 1).

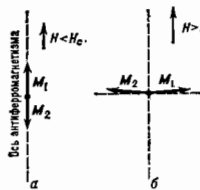


Рис. 1. «Переворачивание» магнитных подрешеток в анизотропном антиферромагнетике при внешнем магнитном поле $H < H_{\text{цп}}$ (а) и $H > H_{\text{цп}}$ (б).

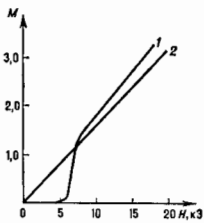


Рис. 2. Зависимость намагниченности M (в Гауссовой системе единиц) от напряженности внешнего магнитного поля для монокристалла $\text{CsCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ при $T = 1,57$ К; 1 — H_{\parallel} , 2 — H_{\perp} .

Это явление впервые наблюдалось экспериментально на антиферромагн. монокристаллах $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ с $T_N = 4,3$ К. На рис. 2 приведены зависимости магн. момента этого соединения от напряженности магн. поля, приложенного вдоль оси антиферромагнетизма (ось а) и перпендикулярно ей (ось б). При низких темп-рах $\chi_{\parallel} < \chi_{\perp}$, но при достижении $H_c = 6$ кОэ намагниченность вдоль оси а скачком возрастает (фазовый переход 1-го рода), после чего восприимчивости по осям а и б оказываются примерно одинаковыми, т. е. при $H_c > 6$ кОэ намагниченности подрешеток устанавливаются перпендикулярно полю.

Кратчай. поле С.-ф. в. связано с внутр. эфф. полями антиферромагнетика. В случае простейшего легкоскопо антиферромагнетика $H_c = (2N_{\text{z}}N_A)^{1/2}$, где N_{z} — эфф. обменное поле, N_A — эфф. поле анизотропии.

Лит.: В о р о в и к - Р о м и н о в А. С., Антиферромагнетизм, в сб.: Итоги науки. Сер. Физ.-мат. науки, в. 4, М., 1962; В о н с о в с к и й С. В., Магнетизм, М., 1971; А. М. Иодковец, СПИН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие электронных и ядерных спинов атомов твердого тела с упругими колебаниями кристаллической решетки. Последним в квантовомеханич. представлении соответствует поле фононов. Колебания решетки, тепловые или вызванные внеш. упругой волной, периодически изменяют расстояния между атомами, что приводит к модуляции как внутрискристаллического поля, так и взаимодействия между спинами электронов и ядер, т. е. к спин-спиновому взаимодействию.

С.-ф. в. обуславливает релаксационные процессы, приводящие к установлению теплового равновесия между системой спинов и решеткой, т. н. спин-решеточную релаксацию (см. Релаксация магнитная). Оно также оказывает влияние на положение и ширину спиновых уровней, приводя к сдвигу фактора спектроскопич. расщепления и изменению констант тонкого и сверхтонкого спиновых расщеплений. С.-ф. в. ответственно за поглощение энергии акустич. колебаний при акустическом парамагнитном резонансе (АПР).

Известно неск. механизмов С.-ф. в. Для электронных спинов парамагнитных ионов в т. н. слабоконцентрированных парамагнетиках (напр., примесных парамагн. ионов в диамагн. матрице), где взаимодействием между парамагн. ионами можно пренебречь, наиболее существенным является электр. механизм,

обусловленный модуляцией внутрикристаллич. электр. поля упругими колебаниями решетки. Осциллирующее поле нарушает орбитальное движение электрона и посредством спин-орбитального взаимодействия вызывает перераспределение спинов парамагн. ионов. Этот процесс связан с т. н. ван-Влекковским парамагнетизмом, обусловленным деформацией электронной оболочки иона. Механизм Ван Флека характерен для примесных ионов группы Fe и редких земель в диэлектрич. и полупроводниковых кристаллах (напр., Fe^{2+} в Al_2O_3 и MgO ; Cr^{3+} в GaAs). С.-ф. в. возникает в результате модуляции зеемановской энергии или взаимодействия электронной намагниченности с магн. полем, обусловленным ядерным магнитным моментом (см. Сверхтонкое взаимодействие).

В концентрированных парамагнетиках С.-ф. в. может осуществляться за счет модуляции колебаниями решетки магнитного дипольного или обменного взаимодействия между спинами, поскольку они зависят от расстояний между ионами (механизм Вальера). В случае диэлектриков этот механизм может конкурировать с ванфлекковским только для ионов с большим магн. моментом.

В магнитоупорядоченных веществах основную роль в С.-ф. в. играет модуляция упругими колебаниями решетки обменного взаимодействия между спинами. В свою очередь, коллективные колебания спинов (спиновые волны), распространяясь по кристаллу, вызывают смещение ионов решетки, что приводит к возникновению связанных т. н. магнитоупругих колебаний. Их интенсивность возрастает при совпадении частот спиновой и упругой волн с одинаковым волновым вектором.

Для атомов, ядра к-рых обладают неадиабатическим моментом, существенно С.-ф. в., обусловленное связью переменных градиентов внутрикристаллич. поля с квадрупольными моментами ядер. Квадрупольный механизм С.-ф. в. присущ диэлектрикам, слаболегированным полупроводникам и ряду металлов.

В проводящих средах (металлах, сильнолегированных полупроводниках) с большой концентрацией электронов проводимости помимо электр. механизма С.-ф. в. существует т. н. механизм Ольфера — Рубина, связанный с возникновением дополнительного переменного магн. поля, обусловленного взаимодействием колебаний решетки с электронами проводимости. При этом переменное магн. поле модулирует дипольное взаимодействие между магнитными моментами ядер. В металлах для ядер с большим квадрупольным моментом преобладающую роль играет квадрупольный механизм С.-ф. в., а для ядер с малым квадрупольным моментом могут одновременно участвовать два механизма — квадрупольный и дипольный. С понижением темп-ры T от 300 К до 14 К из-за выморозивания носителей вклад дипольного механизма значительно уменьшается. При квадрупольном механизме возможны переходы между спиновыми уровнями с изменением магн. квантового числа на 2, а при дипольном механизме только на 1.

Интенсивность С.-ф. в. характеризуется элементарной тензора четвертого ранга, связывающими изменения энергии системы спинов с деформацией решетки. Значения элементов тензора С.-ф. в. зависят от конкретных механизмов С.-ф. в. и отражают локальную симметрию внутрикристаллич. поля ядра данного иона. Элементы тензора С.-ф. в. могут быть определены экспериментально по сдвигу линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и ядерного магнитного резонанса, а также под действием одноосного давления; по поглощению энергии при АПР; по акустическому насыщению линий ЭПР и ЯМР; по времени спин-решеточной релаксации. Экспериментальное определение констант С.-ф. в. и сопоставление их с теоретич. значениями, соответствующими тем или иным механизмам С.-ф. в., позволяют получать информацию о структуре и величине внутрикристаллич. полей и о динамике спин-решеточных взаимодействий.

Лит.: Альтшутер С. А., Ковырев В. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Кеосель А. Р., Ядерный акустический резонанс, М., 1969; Т. и Кер Д., Рэм и То В., Гиперузкая в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Магнитная квантовая акустика, под ред. С. А. Альтшутера, М., 1977. В. А. Голенищев-Кутузов.

СПИРАЛЬНАЯ АНТЕННА — проволочная антенна, обычно изготавливаемая из достаточно тонкого провода, свёрнутого в спираль. Подключается к приёмно-передающему тракту с торца или через разрыв в середине спирали. Торцевое подключение удобно для сопряжения с коаксиальными линиями, подключение через разрыв — для сопряжения с двухпроводными линиями передачи. Если размеры С. а. заметно меньше длины волны излучения λ , то характеристики антенны близки к характеристикам элементарного магн. диполя с магн. моментом, направленным вдоль оси спирали. Иногда для увеличения эффективности внутрь спирали вводят ферритовые сердечники, поэтому такие С. а. чаще наз. ферритовыми. Их применяют в приборах НЧ-диапазона, в т. ч. в бытовых радиоприёмниках. В диапазоне СВЧ используют С. а., размер витка к-рых соизмерим с λ . Такие С. а. являются неравномерными антеннами с поверхностными волнами: при работе на первой аксиально несимметричной моде их излучение прижато к оси и циркулярно поляризовано вдоль неё. С. в. применяют как широкополосные антенны осевого излучения (в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, элементов антенных решёток и т. п.).

Н. М. Цейтлин.

СПИРАЛЬНОСТЬ — квантовое число, равное проекции спина элементарной частицы на направление её импульса. С. (в отличие от проекции спина на произвольную ось (квантования) инвариантна относительно Лоренца преобразований, соответствующих скорости, направленной вдоль импульса частицы. Это одна из причин, почему классификация состояний по С. является удобной в релятивистских задачах. С. особенно удобна для классификации состояний безмассовых частиц. С. безмассовой частицы с прожвольным спином принимает только два значения, отвечающих макс. проекции спина по (или против) направлению импульса. Так, для фотона возможные значения С. равны ± 1 , для гравитона ± 2 .

Для электрона возможны С. $\pm 1/2$. При больших энергиях, в том случае, когда можно пренебречь массой частицы со спином $1/2$, знак её С. определяется киральностью состояния. Поскольку в квантовой гродинамике и теории электрослабого взаимодействия киральность фермиона сохраняется в элементарном акте испускания фотона, глюона или промежуточного векторного бозона, то указанная выше связь между киральностью и С. приводит при больших энергиях к полезным законам сохранения и отбора парциал по проекции спина.

М. В. Терентьев.

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ — галактики, в к-рых заметны спиральные ветви; наиб. многочисл. тип наблюдаемых галактик. К С. г. относятся, в частности, Галактика, ближайшими к нам С. г. являются М 31 (туманность Андромеды) и М 33 (туманность Треугольника).

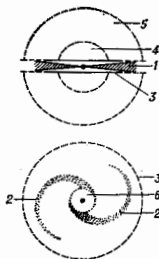
Структура и состав спиральных галактик. В состав С. г. входят звёзды с разл. возрастом и хим. составом, межзвёздный газ и межзвёздная пыль. Общая структура С. г. показана на рис. Плоская составляющая (1) включает молодые звёзды и газопылевую среду и образует слой толщиной неск. сотен парсек, расширяющийся на периферии. Спиральные ветви (2) также принадлежат плоской составляющей. Диск (3) содержит ось, массу звёзд С. г. Изменение сглаженной плотности $\rho(r, z)$ диска с радиусом r и координатой z , перпендикулярной его плоскости, на большом интервале $r_{\text{мин}} < r < r_{\text{макс}}$ обычно следует закону:

$$\rho(r, z) = \rho(0, 0) \exp(-r/r_0) \text{sech}^2(z/z_0).$$

здесь $\rho(0, 0)$ — плотность в центре диска, $r_0 \approx 2-5$ кпк — радиальная шкала (характерный размер) диска, $z_0 \approx 0,3-1$ кпк — полутолщина диска; z_0 зависит от дисперсии скоростей звёзд вдоль оси z . Закон $\text{sech}^2(z/z_0)$ описывает распределение плотности в изотермич. самогравитирующем диске. Величина z_0 слабо меняется вдоль r . В искр-ых С. г. на $r_{\text{макс}} \approx (4-6) r_0$ наблюдаются «обрывы» резкое падение яркости (плотности) диска. Балдж (4) — внутренняя выпуклая часть сферической (сфероидальной) составляющей С. г., содержащей старые звёзды с вытянутыми орбитами. Гало (5) — внеш. часть сферы, составляющей; разлучает звёздное гало, имеющие очень низкую яркость, с массой, значительно меньшей массы диска, и «тёмное» гало, масса к-рого в пределах оптич. границ может превышать суммарную массу др. компонент (см. Вращение галактик, Скрытая масса). Ядерная область (6) — выделяющаяся по яркости или структурным особенностям центр. часть С. г. (см. также Ядра галактик). Спектр обычно содержит эмиссионные линии. В ядерной области часто концентрируются молекулярный газ и связанные с ним области звездообразования. Ок. 1% С. г. обладают активными ядрами (сейфертовские галактики). Эти ядра имеют широкие эмиссионные линии, свидетельствующие о быстрых движениях газа, со скоростями в тысячи км/с, высокую светимость (обычно неск. % от интегральной светимости С. г.), шепелювый непрерывный спектр и переменность на разл. масштабах времени.

Содержание газа и звездообразование. Ось, масса межзвёздного газа в С. г. присутствует в двух формах: нейтрального газа (Н1) и молекулярного газа (H₂). В большинстве С. г. почти весь газ сосредоточен в пределах оптич. диаметра диска, однако имеется ряд примеров существования протяжённой газовой оболочки вокруг галактик (M81, M83). Масса газа по отношению к интегральной массе С. г. в ср. падает от галактик типа Sc к Sa. Под действием УФ-излучения горячих звёзд газ ионизуется, образуя протяжённые зоны HII, хорошо заметные на фотографиях С. г. Поскольку горячие звёзды высокой светимости являются короткоживущими, светимость С. г. в эмиссионных линиях служит критерием интенсивности звездообразования. Др. наиб. часто используемыми индикаторами интенсивности звездообразования являются показатели цвета (см. Астрофотометрия) С. г., исправленные за межзвёздное покраснение (см. Межзвёздное поглощение), светимость С. г. в УФ-области спектра или в далёкой ИК-области ($\lambda = 10-10^3$ мкм), где излучает пыль, нагреваемая молодыми звёздами. Количеств. оценки интенсивности звездообразования требуют модельных расчётов. Типичные значения массы рождающихся звёзд $\approx 0,01-10 M_{\odot}/\text{год}$ ($1 M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг). В расчёте на единицу массы интенсивность звездообразования уменьшается от галактик Sc к Sa — в соответствии с относит. содержанием газа в этих С. г. Области звездообразования образуют комплексы с характерным размером $\approx 0,5$ кпк. В оси. они сосредоточены в спиральных ветвях С. г.

Спиральные ветви. Наблюдаемые свойства. Спиральные ветви (СВ) представляют области концентрации молодых звёзд и звёздных комплексов, межзвёздного газа, пыли и связанных с газом магн. полей (магн. индукция $\approx 10^{-3}-10^{-4}$ Гс). На фоне звёздного диска СВ выделяются повышенной яркостью и более голубым цветом. Пыль часто образует длинные неровные прожилки, идущие вдоль внутр. кромок СВ, что интерпрети-



тируется как результат существования ударных фронтов в межзвёздной среде. За редким исключением СВ являются закручивающимися, т. е. их концы направлены в сторону, обратную вращению. СВ редко обладают правильной формой, часто они имеют иррегулярные очертания, изломы, ответвления, разрывы. В некоторых случаях СВ сливаются, образуя замкнутые кольца; такие С. г. наз. кольцевыми.

Различают СВ флокулентные и регулярные. Первые представляют собой совокупность отдельных многочисленных коротких дуг, не продолжающих одна другую. Вторые прослеживаются на большом протяжении, нередко более одного оборота. В этом случае чаще всего наблюдаются две ветви. Обычно ветви С. г. содержат в той или иной пропорции признаки обоих структурных типов.

Механизм образования и поддержания спиральных ветвей. В дифференциально вращающемся диске галактики спиральная структура может быть долгоживущей в двух случаях: когда СВ непрерывно возникают и разрушаются и тогда весь спиральный узор вращается с одинаковой угл. скоростью, в отличие от диска С. г., т. е. не связан с ним жёстко. Первый вариант пригоден для объяснения флокулентных СВ, к-рые образуются, если в галактиках непрерывно возникают локальные очаги звездообразования. Дифференциальное растягивает их в дуги, пока они не потеряют яркости и не исчезнут с прекращением образования массивных звёзд. Концентрация старых звёзд диска флокулентные СВ не меняют.

Регулярные СВ рассматриваются как волновые образования в диске [идея принадлежит Б. Линдбладу (В. Lindblad)]. В процессе движения вокруг центра С. г. звёзды и газ периодически проходят через гребни волн. При этом регулярно меняется как плотность, так и скорость их движения. Анализ поля скоростей газа С. г. (а для нашей Галактики — и звёзд) подтверждает волновой характер СВ. Наиб. высокую амплитуду изменения плотности имеет газ, поскольку дисперсия скорости газовых облаков (≈ 10 км/с) в неск. раз ниже, чем звёзд диска, а столкновения газовых масс сопровождаются потерей энергии. Повышение плотности газа в СВ является осн. причиной увеличения интенсивности звездообразования в них.

Разрабатывается неск. подходов к объяснению механизмов возбуждения и поддержания спиральных волн плотности (СВП) в С. г. Возможностью существования СВП как малых возмущений в гравитирующей бесстолкновит. (звёздном) диске впервые была показана в работе К. Лиана (С. Liu) и Ф. Шу (F. Shu). В наиб. простом случае в гидродинамич. приближении для линейных колебаний, описывающих туго закрученные СВ, дисперсионное соотношение имеет вид:

$$m^2(\Omega - \Omega_p)^2 = \kappa^2 - 2\kappa\sigma_0 k + \kappa^2 c_s^2.$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, m — мода колебаний (число спиралей), Ω и Ω_p — угл. скорости вращения диска и СВП соответственно, σ_0 — невозмущённая поверхностная плотность диска, c_s — скорость звука или дисперсия скоростей, $\kappa = \sqrt{2\Omega(2\Omega + r d\Omega/dr)}$ — эпиклинич. частота. Роль сил упругости в бесстолкновит. среде играют силы Кориолиса. Знак κ определяет направление вращения спиралей (закручивающиеся или раскручивающиеся СВ). Дисперсионное соотношение даёт два решения для k , соответствующих «коротким» и «длинным» волнам, к-рые отличаются помимо λ направлением распространения. Величина Ω_p для бесстолкновит. газа может иметь значения в интервале $\Omega - \kappa/m < \Omega_p < \Omega + \kappa/m$. Области диска, где реализуются верхние и нижние пределы, наз. соответственно внешним и внутренним лирич./блазовскими резонансами, а область $\Omega = \Omega_p$ — коротцадией. Короткие волны распространяются от коротцадии к резонансам, длинные — в обратном направлении. На резонансах проис-

ходит обмен энергией между волной и звёздным диском. Если внутри резонанса отсутствует волна отражается от центра, при этом может проявиться её усиление. Волновой макр. распространяется радиально со скоростью $\approx c_s$, проходит через диск за $\sim 10^4$ лет. Это обстоятельство, как и затухание СВП при появлении ударной волны в газе, заставляет искать механизмы усиления или возбуждения колебаний. В качестве генератора СВП предлагались вращающийся бар (перемычка), если он имеется в С. г., а также наличие внешнего возмущающего тела (ближнего спутника).

В альтернативном подходе, предложенном А. М. Фридманом, СВП имеют не гравитационную, а гидродинамич. природу и генерируются в результате гидродинамич. неустойчивости в газовом диске, к-рый возмущен в звёздный диск С. г. Колебания возбуждаются в узкой области диска, где велик градиент скорости вращения $\omega(r)$ (вблизи локального максимума кривой вращения). Возникающие при этом СВ имеют закручивающуюся форму, а их число определяется отношением $\Delta\omega/c_s$, где $\Delta\omega$ — перепад скорости. Наблюдения показывают, что локальный максимум на кривой вращения наблюдается в центр. части мл. галактик (напр., Галактика, М 31), хотя и не во всех. По-видимому, единого механизма генерации СВП не существует.

Лит.: Воронцов-Вельяминов В. А., Вигельманская астрономия, 2 изд., М., 1978; Рольфс К. Лекции по теории волн плотности, пер. с англ., М., 1980; K r u t i t s c h v a n d e r, S e a r l e L., Surface photometry of edge-on spiral galaxies, 3. Properties of the three dimensional distribution of light and mass in disk of spiral galaxies, «Astron. and Astrophys.», 1982, v. 119, p. 61; K e n n i c u t t H. C. Jr., The rate of star formation in normal disk galaxies, «Astrophys. J.», 1983, v. 272, p. 54; F r i d m a n A. M. и др., Centrifugal instability in rotating shallow water and the problem of the spiral structure in galaxies, «Phys. Lett.», 1985, v. 109, A, p. 239; Ф р е м о в Ю. Н. и др., Современные представления о природе спиральной структуры галактик, «УФН», 1989, т. 157, в. 4, с. 599. А. В. Засов.

СПЛАВЫ — макроскопически однородные многокомпонентные системы, в к-рых хотя бы один из компонентов обладает металлич. свойствами. В более широком смысле термин «С.» относят также к полупроводниковым, оксидным, солевым, органическим и др. многокомпонентным системам (см. *Гиббса право фаза*). Обычно С. находятся в кристаллич. состоянии, однако некие из них могут быть получены в аморфном состоянии (напр., *металлические стекла*).

С. подразделяются на одофазные (гомогенные) и многофазные (гетерогенные). Среди отд. *фаз* в С. различают: *твёрдые растворы*, в к-рых атомы или ионы компонентов, смешиваясь в произвольных соотношениях, образуют общую кристаллич. решётку, характерную для одного из компонентов; *интерметаллические соединения*, для к-рых характерно определ. соотношение между составляющими их элементами и кристаллич. решётки к-рых отличны от решёток образующих их элементов. Для нек-рых групп С. используют традиц. названия: чугуны и стали (Fe — С), латуни (Cu — Zn), бронзы (Cu — Sn).

Классификация. Кроме классификации С. по числу фаз, находящимся в равновесии, С. различают по характеру диаграмм состояния (твёрдые растворы, эвтектик. С., эвтектоидные С., перектикт. С. и др.; см. *Диаграмма состояния*), по осн. компоненту (ферросплавы, медные С. и т. п.) или по двум осн. компонентам (*железо-углеродистые С., медно-никелевые С. и т. п.*), а также по осн. свойству или названию (магн. С., сверхпроводящие С. и т. п.).

Наиб. последовательна классификация С. по степени упорядочения атомов: жидкий или аморфный С. (отсутствует и дальний и ближний порядок в расположении атомов разного сорта); неупорядоченные твёрдые растворы замещения; твёрдые растворы замещения с ближним порядком; твёрдые растворы внедрения; кристаллич. фаза с упорядоченным распределением атомов, когда атомы компонентов С. образуют неск. связанных друг в друга кристаллич. подрешёток.

Термодинамическое описание. В качестве независимых термодинамических переменных системы рассматривают обычно темп-р T и состав — кол-во молей компонентов (n_1, n_2, \dots, n_i) или их молярные доли $x_i = n_i/\Sigma n_i$. Введен давление p принимают постоянным и равным 1 атм $= 1,013 \cdot 10^5$ Па. Характеристич. ф-нциями служат *энタルпия* H , *энтропия* S и *Гиббса энергия* $G = U - TS - pV$ (У — внутр. энергия, V — объём). Для описания компонентов С. используют парциальные молярные величины, напр. *химический потенциал* $\mu_i = \partial G/\partial n_i$. Относительные парциальные молярные величины описывают различие между парциальной молярной величиной i -го компонента С. и молярной величиной для того же компонента в виде чистого вещества. Относительные парциальные молярные величины наз. *энталпийной H^M , энтропийной S^M и энергией Гиббса G^M смещения*, напр.:

$$H_i^M = \bar{H}_i - H_i^0, \quad (1)$$

где индекс «0» относится к чистому i -му компоненту.

В термодинамике С. особое значение имеют относительные интегральные молярные величины H^M, S^M, G^M , напр. относительная интегральная молярная энталпия (теплота смещения):

$$H^M = \sum_i x_i H_i^M. \quad (2)$$

Это теплота, к-рую необходимо затратить, напр., для образования одного моля сплава из x_i молей чистого вещества A и x_i молей чистого вещества B (т. е. величина, непосредственно измеряемая калориметрически). Условно образования С.: $H^M < 0$, что возможно, когда силы притяжения между атомами равного сорта преобладают над силами отталкивания (при $T = 0K$). Урния типа (2) для относительных интегральных молярных величин справедливы как для гомогенных, так и для гетерогенных С. Фазовый состав С. в зависимости от T и x описывается диаграммой состояния, число фаз С., сосуществующих в равновесии, определяется правилом фаз Гиббса.

Микроскопическое описание сплавов базируется на одноэлектронной модели твёрдого тела. Осн. задачи микроскопич. теорич — расчёт диаграмм состояния, термодинамич. ф-ций, кинетики, упорядочения и т. п. Расчёты из первых принципов, когда в качестве параметров входят только ат. номера и массы атомов, возможен лишь в немногих случаях. В феноменологич. теориях рассматривают ряд факторов, влияющих на структуру и свойства С.: различие размеров атомов и их валентностей, перераспределение заряда между атомами равного сорта, взаимодействие Ван-дер-Ваальса между ионными остовами (см. *Межатомное взаимодействие, Межмолекулярное взаимодействие*).

В эмпирич. правилах У. Юм-Розери (W. Hume-Rothery) сформулированы нек-рые закономерности, связывающие роль этих факторов с особенностями структуры С.: 1) если различие в атомных радиусах $\geq 15\%$, то взаимная растворимость компонентов ограничена; 2) равная валентность благоприятствует образованию интерметаллич. соединений и сужает область существования твёрдых растворов; 3) при нек-рых отношениях числа валентных электронов к числу атомов образуются т. н. электронные соединения с определ. типами кристаллич. решёток (фазы Юм-Розери).

Получение сплавов. Осн. метод — *кристаллизация* по расплаву. Перспективна направленная кристаллизация, при к-рой в кристаллизующемся С. искусственно создаётся градиент темп-р, что даёт возможность управлять микроструктурой С. (см. *Металлофизика*). Быстрая кристаллизация — охлаждение распла-

ва со скоростью порядка 10^6 K/с позволяет фиксировать метастабильные фазы в С. в частности *сферообразные состояния*. К аналогичным результатам приводят сверхбыстрая закалка и распыление, когда мелкие капли расплава С. охлаждаются на холодной поверхности или в потоке холодного инертного газа.

В металлургии. Этот метод обычно используют С. сплавят при $T < T_{пл}$. Этот метод обычно используют для получения С. из тугоплавких компонентов (W, Mo, Ta и др.). В т. н. методе горячего и з. с. г. а. т. и. ч. при с. с. в. а. и. я. порошки одновременно подвергают воздействию высоким давлений и темп-р. Для получения тонких плёнок и слоёв С. применяют методы конденсации из паровой фазы, электроосаждения из раствора, диффузионного насыщения и т. п.

Фазовые превращения. При изменении темп-р, давления или под действием магн. поля в С. могут происходить *фазовые переходы*, при к-рых имеет место изменение кристаллич. структуры, хим. состава и, как правило, физ. свойств (см., напр., *Алмаз и Углерод, Мартенситное превращение*). Изменение структуры, не сопровождающееся изменением состава, характерны для полиморфных превращений в С. (см. *Полиморфизм*) и упорядочения твёрдых растворов. Изменение хим. состава без изменения типа кристаллич. решётки имеет место при раслинии (с и в о д а л ь н о м р а с п а д е) твёрдых растворов. В большинстве случаев при фазовых превращениях одновременно меняются и структура и состав С.

Фазовые превращения в С. (в твёрдом состоянии) являются фазовыми переходами 1-го и 2-го рода. Мерой отклонения от термодинамич. равновесия, или термодинамич. движущей силой фазовых превращений, при постоянных темп-ре и давлении является уменьшение энергии Гиббса G ; изменение G в точке фазового перехода достигается либо путём появления в результате флуктуации малых областей (зародыши) новой фазы с заметным отличием её структуры и свойств от структуры и свойств исходной фазы (при фазовом переходе 1-го рода), либо путём бесконечно малых изменений структуры и свойств во всём объёме (при фазовом переходе 2-го рода). Большинство фазовых превращений в С. являются фазовыми переходами 1-го рода, в процессе к-рых возникает гетерогенное состояние. На *кинетику фазовых переходов* в С. существ. влияние оказывают *дислокации*, границы зёрен и др. *дефекты* кристаллич. структуры.

Свойства сплавов. Различают структурно-чувствительные свойства, зависящие только от состава и типа кристаллич. решётки, и структурно-чувствительные, к-рые, кроме того, зависят от реальной структуры С. (т. е. концентрации разл. дефектов). Механич. свойства (*пластичность, упругость*) гораздо сильнее зависят от реальной структуры, чем электронные (электрич., магн., оптич. и др. свойства, определяемые электронной системой). Как правило, структурно-чувствительные свойства гомогенных С. аддитивны, а структурно-чувствительные отклоняются от аддитивности.

Отличие кинетики свойств С. от свойств чистых металлов проявляется в виде примесных вкладов в электропроводность, теплопроводность и др. Для сопоставления С. справедливо *Маттиссена правило*: $\rho = \rho_r + \rho_{ст}$, где ρ_r обусловлено рассеянием электронов на фоновых (зависит от темп-ры T), $\rho_{ст}$ — остаточное сопротивление, зависящее от состава С. (рис. 1). Величина $\rho_{ст}$ растёт пропорционально квадрату функции валентностей ΔZ компонентов С. (рис. 2). Для разбавленных С. неметалл. металлов с переходными и редкоземельными металлами характерно появление минимума сопротивления при низких темп-рах (см. *Кондо эффект*).

В отличие от сверхпроводящих металлов, для к-рых характерно наличие одного критич. поля H_c (при $H = H_c$ магн. поток полностью проникает в ме-

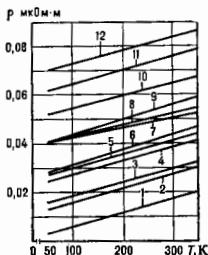


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления сплавов Cu типа твердых растворов: 1) чистый Cu; 2) Cu — In (1,03%); 3) Cu — Ni (1,12%); 4) Cu — Sb (0,4%); 5) Cu — Sn (0,80%); 6) Cu — Ni (2,18%); 7) Cu — Mn (1,2%); 8) Cu — Fe (0,61%); 9) Cu — Ni (3,32%); 10) Cu — Fe (0,87%); 11) Cu — Sb (1,13%); 12) Cu — As (1,01%).

талл), сверхпроводящие С. являются *сверхпроводниками второго рода*, т. е. имеют 2 критич. поля (при $H = H_{c1}$ начинается проникновение магн. поля в С., при $H = H_{c2} \gg H_{c1}$ С. полностью переходит в нормальное состояние). Критич. темп-ра T_c и критич. поля H_{c1} и H_{c2} не зависят от реальной структуры С., в то время как величина критич. плотности тока J_c сильно зависит от параметров реальной структуры.

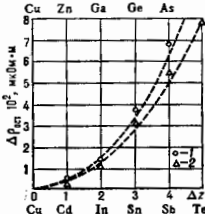


Рис. 2. Остаточное сопротивление $R_{ост}$ на 1% атомных концентраций примесей. Для верхней кривой $\Delta R_{ост} = 0,4(\Delta Z)$; для нижней кривой $\Delta R_{ост} = 0,32(\Delta Z)$.

Магн. свойства С. разнообразны. В некоторых С. реализуется ферромагн. состояние (см. *Ферромагнетизм*), другие являются неупорядоченными магнетиками — *спиновыми стеклами*. Мн. свойства ферромагнитных С. (*коэрцитивная сила*, остаточная индукция, *магнитная проницаемость* и др.) структурно-чувствительны и зависят от фазового состава С., размеров и формы кристаллов, *текстуры*, плотности дислокаций и др. дефектов.

Специфическими для С. процессами переноса являются диффузия (движение атомов в направлении, обратном градиенту концентрации) и электроперенос (направленное перемещение атомов под действием пост. электр. тока). Осн. механизм — обмен местами атомов и вакансий.

Особенности механич. свойств С. обусловлены различием упругих свойств образующих их фаз (изменение электронной структуры, образование межатомных связей для металлов кристаллич. решеток и т. д.), а также протеканием фазовых превращений под действием механич. напряжений и др. В С. наблюдаются эффекты упрочнения в результате закрепления *дислокаций* на примесных атомах и торможения их движения, выделения частиц 2-й фазы и т. д. В условиях деформации под действием пост. нагрузки (ползучесть) при движении дислокаций со скоростью, превращающей скорость диффузии примесных атомов, имеет место отрыв дислокаций от атмосферы примесей (атмосферы Коттрелла), при замедлении дислокаций они вновь захватываются атмосферой примесей (деформат. старение), что приводит к изменению пластичности и прочности. В зветкоидных С. при определенных температурно-скоростных условиях деформации наблюдается явление *сверхпла-*

стичности — резкое падение сопротивления деформации, возрастание пластичности, отсутствие упрочнения (см. *Металлические сплавы*).

Экспериментальные методы исследования сплавов разделяются на структурные, физические и механические. К структурным методам относятся оптич. микроскопия в рассеянном или поляризов. свете (металлография), электронная микроскопия, рентг. микроскопия, автономная микроскопия (см. *Ионный проектор*) и др. Для фазового анализа используют дифракц. методы (*рентгенография материалов, нейтронная дифракция, электронная дифракция*). Физ. методы необходимы для построения диаграмм состояния С., изучения фазовых превращений, процессов упорядочения и т. п. Наиб. распространены измерения сопротивления, *магнитной восприимчивости*, внутреннего трения и др. при высоких темп-рах. Для изучения диффузии служат в осн. радионуклиды. Для исследования электронной и магн. структуры С. применяют методы *рентгеновской спектроскопии, Мессбауэровской спектроскопии* и др.

Лит.: Progress in material science, т. 1—32; N. Y. — Oxi.: 1949—80; *Большая энциклопедия техники*, т. 8—9; Вагнер К., Термодинамика сплавов, пер. с англ., М., 1957; Делленгер У., Теоретическое металловедение, пер. с нем., М., 1960; Физическое металловедение, пер. с англ., 3 изд., т. 1—3, М., 1987; Пирсон С. У., Кристаллохимия и физика металлов и сплавов, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1977; Уманский Я. С., Сняков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Пасынков В. В., Сорочин В. С., Материалы электронной техники, 2 изд., М., 1985; Циммерман Р., Гровер К., Металлургия и материаловедение. Справочник, пер. с нем., М., 1982; Физическое материаловедение в СССР. История, современное состояние, перспективы развития, К., 1986, В. А. Физика.

СПЛОШНОЕ СПЕКТР (непрерывный спектр) — спектр эл.-магн. излучения, распределение энергии в к-ром характеризуется непрерывной ф-цией частоты ν излучения $f(\nu) = f(\lambda)$ — вид длины его волны λ — функцией $f(\lambda)$ (см. *Спектры оптические*). Для С. с-ция $f(\nu)$ [или $f(\lambda)$] слабо изменяется в достаточно широком диапазоне ν (или λ), в отличие от линейчатых и полосатых спектров, когда $f(\nu)$ имеет при дискретных значениях частоты $\nu = \nu_1, \nu_2, \dots$ выраженные максимумы, очень узкие для спектральных линий и более широкие для спектральных полос. В оптич. области при разложении света спектральными приборами С. с. получается в виде непрерывной полосы (при визуальном наблюдении или фоторегистрации) или плавной кривой (при фотоэлектрич. регистрации). С. с. наблюдаются как в испускании, так и в поглощении. Примером С. с., охватывающего весь диапазон частот и характеризующего спектральным распределением энергии, описываемым *Планком законом излучения*, служит спектр излучения абсолютно черного тела.

В нек-рых случаях возможны наложения линейчатого спектра на сплошной. Напр., в спектрах Солнца и звезд на С. с. испускания могут накладываться как дискретный спектр поглощения (*фраунгоферовы линии*), так и дискретный спектр испускания (в частности, спектральные линии испускания атома Н).

Согласно квантовой теории, С. с. возникает при *квантовых переходах* между двумя совокупностями уровней энергии, из к-рых по крайней мере одна принадлежит к непрерывной последовательности уровней. Примером может служить С. с. атома Н, получающийся при переходах между дискретными уровнями энергии с разл. значениями гл. *квантового числа n* и непрерывной совокупности уровней энергии, лежащих выше границ ионизации (свободно-связанные переходы); в поглощении С. с. соответствует ионизация атома Н (переходы электрона из связанного состояния в свободное), в испускании — рекомбинация электрона и протона (переходы электрона из свободного состояния в связанное). При переходах между равными парами уровней энергии, принадлежащими к непрерывной совокупности уровней (свободно-свободные переходы), также возникает С. с., соответствующий термодинамическому излучению при испускании и обрат-

му процессу при поглощении. Переходы же между равными парам дискретных уровней энергии складывают линейчатый спектр (связанно-связанные переходы).

С. с. многоатомных молекул могут получаться при переходах между совокупностями близких дискретных уровней энергии в результате наложения очень большого числа спектральных линий, имеющих конечную ширину. В таком случае при недостаточной разрешающей способности применяемых спектральных приборов линейчатые или полосатые спектры могут сливаться в С. с.

М. А. Ельшиевич.

СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР — разновидность радиоактивного распада тяжёлых ядер (С. с. *Радиоактивность*). Впервые обнаружена у ядер природного урана Г. Н. Флёровым и К. А. Петрижаком в 1940. С. д. я., подобно альфа-распаду, происходит путём туннельного перехода. Вероятность С. д. я. экспоненциально зависит от высоты барьера деления. Для изотопов U и соседних с ним элементов высота барьера деления ~ 6 МэВ. При небольших (~ 10 МэВ) вариациях высоты барьера период С. д. я. изменяется в 10^{30} раз (см. рис. 5 в ст. *Деление ядер*).

С. д. я. является доминирующим каналом распада сверхтяжёлых ядер, вследствие чего именно этим процессом определяется возможность существования ядер с большим массовым числом A , т. е. граница периодич. системы элементов (см. *Трансурановые элементы*). Для U и Pu характерно асимметричное (по массе осколков) деление; по мере роста A оно приближается к симметричному (Fm).

Лит. см. при ст. *Деление ядер*.

СПОНТАННОЕ ИСПУСКАНИЕ (спонтанное излучение) — процесс самопроизвольного испускания электромагн. излучения атомами и др. квантовыми системами, находящимися на возбуждённых уровнях энергии (см. *Квантовый переход*). В отличие от *вынужденного излучения*, С. и. не зависит от воздействия на квантовую систему внеш. излучения, и его закономерности определяются исключительно свойствами самой системы (подобно др. типам спонтанных процессов — радиоакт. распаду, превращению молекул при мономолекулярных реакциях и др.).

С. и. возникает при спонтанном квантовом переходе возбуждённой системы с более высокого уровня энергии \mathcal{E}_i на более низкий \mathcal{E}_k и характеризуется частотой ν_{ik} испускаемого фотона с энергией $h\nu_{ik} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k$ и вероятностью A_{ik} , равной ср. числу фотонов, испускаемых квантовой системой в единицу времени (см. *Эйнштейна коэффициенты*). Если *населённость уровня* N_i равна N_i , то мощность С. и. (энергия фотонов, испускаемых в 1 с) равна $N_i A_{ik} h\nu_{ik}$, она определяется интенсивностью С. и., к-рая остаётся постоянной при постоянстве N_i . Если задана нач. населённость i -го уровня N_{i0} , а дальнейшее возбуждение отсутствует, то вследствие С. и. N_i будет убывать со временем t по закону:

$$N_i = N_{i0} \exp(-A_i t), \quad \text{где } A_i = \sum_k A_{ik} - \text{полная ве-}$$

роятность С. и. при переходах системы с уровня энергии \mathcal{E}_i на все более низкие уровни энергии \mathcal{E}_k . Чем больше A_i , тем быстрее затухает со временем С. и. и тем меньше время жизни $\tau_i = 1/A_i$ на уровне \mathcal{E}_i .

Вероятность A_{ik} С. и., являющаяся важнейшей характеристикой квантового перехода, зависит от характеристики уровней, между к-рыми происходит переход. Для *дипольного излучения* A_{ik} пропорциональна кубу частоты перехода и квадрату дипольного момента перехода; в видимой области спектра она $\sim 10^8$ с $^{-1}$, что соответствует временам жизни возбуждённых уровней энергии $\sim 10^{-8}$ с. В спектроscopic часто пользуются вместо вероятностей A_{ik} безразмерными вероятностями $f_{ik} = A_{ik}/A_i$, т. е. *силами осцилляторов* (A_0 — вероятность, принятая за 1 и дающая такой же закон

затухания С. и., как и для дипольного излучения упруго связанного атома электрона согласно классич. теории).

Лит. см. при ст. *Излучение*. М. А. Ельшиевич.

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ — частичная или полная потеря системой имеющейся в ней симметрии, выражающаяся в том, что энергетически или термодинамически наиб. выгодные состояния системы обладают меньшей симметрией, чем у-ния, её описывающие, причём преобразования симметрии переводят эти состояния друг в друга. Примером системы со С. н. с. может служить изотропный ферромагнетик, состоящий из локализов. спинов. Такая система инвариантна относительно трёхмерных вращений, т. е. преобразования из группы $SU(3)$; вместе с тем её энергия становится минимальной, когда все спины выстраиваются в одном (произвольном) направлении. Если это происходит, то в системе появляется ненулевой маг. момент и остаётся инвариантность относительно вращений лишь в плоскости, ему ортогональной. Т. о., $SU(3)$ -симметрия системы нарушается до $SU(2)$ -симметрии.

Идея о возможности С. н. с. восходит к Л. Д. Ландау, к-рый отметил в качестве особой черты фазовых переходов 2-го рода возникновение в точке перехода нового типа симметрии (см. *Ландау теория*); эту идею можно сформулировать и в др. форме: при фазовом переходе спонтанно нарушается симметрия системы.

Известно большое число примеров С. н. с. В теории конденсированного состояния к ним можно отнести явления ферромагнетизма, сверхтекучести и сверхпроводимости, в теории элементарных частиц — модели *электрослабого взаимодействия*.

Математически корректный способ описания С. н. с., пригодный как для квантовой теории поля (КТП), так и для классич. и квантовой статистик, был предложен Н. Н. Боголюбовым в 1960 и носит назв. метода *квазисредних*. Идея метода заключается в следующем. Система подвергается воздействию внеш. поля, нарушающего её симметрию, после чего поле устремляется к нулю. Т. к. внеш. поле нарушает симметрию системы, в ней может возникнуть ненулевое среднее от величин, инвариантной относительно группы симметрии невозмущённой системы. Если при стремлении внеш. поля к нулю это среднее не обращается в нуль, то говорят, что в системе имеется спонтанное среднее (или конденсат), нарушающее симметрию. Т. о. симметрия системы понижалась и в системе возник *дальний и ближний порядки*, характеризующийся *параметром порядка* (как правило, совпадающий с отличным от нуля квазисредним).

В КТП, где все усреднения проводятся по осн. состоянию системы, или *вакууму*, эффект С. н. с. соответствует эффекту *вырождения вакуума*. Группой, до к-рой нарушается симметрия, является подгруппа группы симметрии, переводящая вакуум в себя, а все вакуумные теории параметризуются элементами фактор-пространства (дополнит. пространства) группы симметрии по подгруппе, до к-рой нарушается симметрия. Включение внеш. поля, нарушающего симметрию системы до группы инвариантности вакуума, полностью снимает вырождение, и усреднение проводится по единств. осн. состоянию, причём при стремлении внеш. поля к нулю это состояние стремится к одному из вакуумов невозмущённой теории. Т. о., применение метода квазисредних в КТП сводится к выбору осн. состояния, по к-рому проводится усреднение, а инвариантность ненулевых спонтанных средних (см. *Вакуумный конденсат*) относительно группы симметрии системы является следствием неинвариантности вакууму по отношению к этой группе.

В случае, когда нарушается непрерывная симметрия, в системе существуют флуктуации, представляющие собой колебания спонтанного среднего в направлениях, отвечающих его изменениям под действием группы симметрии. Те флуктуации, к-рые при стремлении их характерных размеров к бесконечности происходят без увели-

чения энергии, наз. *голдстоуновскими модами*. Кол-во гольдстоуновских мод равно размерности фактор-пространства группы высокой симметрии по подгруппе низкой (остаточной) симметрии. В КТП гольдстоуновским модам соответствуют элементарные возбуждения, или *квазичастицы* с бесцветным спектром — безмассовые гольдстоуновские частицы (*голдстоуновские бозоны, гольдстоуновские фермионы*). Утверждение о том, что в КТП со спонтанно нарушенной непрерывной симметрией имеются безмассовые частицы, наз. *Гольдстоуна теоремой* (в релятивистской теории многих тел это утверждение доказано Н. Н. Боголюбовым и наз. теоремой о $1/q^2$; см. *Боголюбова теорема*). При нарушении дискретной симметрии гольдстоуновские моды, естественно, не появляются.

Анализ возможности С. ч. с. часто начинают с нахождения классич. решений, минимизирующих гамилтониан. Если для таких решений имеется вырождение, то говорят о нарушении симметрии на классическом уровне. При этом может оказаться, что учёт флуктуаций приведёт к обращению спонтанных средних в нуль. Поскольку флуктуации уменьшаются с ростом числа степеней свободы, их роль возрастает в системах с низкой размерностью причём наиб. сильными являются длинноволновые гольдстоуновские флуктуации, т. е. они сопровождаются очень малым увеличением энергии. Всё это приводит к тому, что спонтанное нарушение непрерывной симметрии возможно лишь в системах размерности выше двух (см. *Мермина — Валкера теорема*). В одно- и двумерных системах спонтанное нарушение непрерывной симметрии на классич. уровне сопровождается бесконечно большими гольдстоуновскими флуктуациями и симметрия восстанавливается. При этом в двумерных системах дискретная симметрия может нарушаться, как это происходит, напр., в *Изинга модели*. В одномерных системах даже флуктуации с несмещающей в ДВ-пределе энергией становятся достаточно сильными для того, чтобы восстановить любую нарушенную симметрию. Механизм восстановления дискретной симметрии в одномерных системах состоит в том, что система становится термодинамически выгодно разбиться на участки малого размера (домены) со всевозможными допустимыми значениями спонтанного среднего, что приводит к восстановлению симметрии.

В случае, когда непрерывная симметрия в системе из-за взаимодействия с *калибровочным полем* становится локальной (т. е. допускает преобразования, зависящие от координат), её нарушение не сопровождается появлением гольдстоуновских мод, т. к. в данной ситуации гольдстоуновские моды являются чисто калибровочными, т. е. нефизическими. Однако соответствующие комбинации калибровочных полей могут приобретать массу и становятся наблюдаемыми, как, напр., промежуточные векторные бозоны в стандартной теории *электрослабого взаимодействия*. Этот эффект наз. *эффектом Хиггса*, а механизм, к нему приводящий, — *Хиггса механизмом*.

Отметим, что С. ч. с. в КТП не следует связывать с нарушением симметрии из-за возникновения *аномалий*: аномалии появляются вследствие невозможности инвариантной регуляризации классич. гамилтониана, и поэтому данное нарушение симметрии обусловлено лишь тем, что квантовый гамилтониан обладает более *низкой симметрией* по сравнению с классическим.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Квансредние в задачах статистической механики, 2 изд., Дубна, 1963; Пятаев в кн. С. и Я. А. З. Покровский в В. Л., Флуидная теория фазовых переходов, 2 тал., М., 1982; Коуди мен С., Тайная симметрия: введение в теорию спонтанного нарушения симметрии и калибровочные поля, в сб.: Квантовая теория калибровочных полей, пер. с англ., М., 1977; Восток в П. И. М. Спонтанное нарушение симметрии, калибровочные теории, механизм Хиггса и т. п., там же; Грэнб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Боролюбов Н. Н., Шарков Д. В., Квантовые поля, М., 1980; В. П. Шестер. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СУПЕРСИММЕТРИИ — осуществляется в ситуациях, когда гамилтониан

ан теории суперсимметричен, а основное (вакуумное) состояние (см. *Вакуум* в квантовой теории поля) не является скаларом относительно преобразований *суперсимметрии*. В теориях глобальной суперсимметрии необходимым и достаточным фаз. условием С. ч. с. является отличие от нуля и положит. значение энергии вакуума. Простым мате. критерием С. ч. с. является отличие от нуля *вакуумного среднего* от всемог. полей (F, D). Гольдстоуновским полем, сопровождающим С. ч. с., является безмассовое спиновое фермионное поле (см. *Гольдстоуновский фермион, Спонтанное нарушение симметрии*). Соответствующая безмассовая спиновая частица должна фигурировать в спектре фаз. состояний.

В теориях *супергравитации* С. ч. с. обязательно сопровождается отличием от нуля энергии вакуума. Гольдстоуновская частица в супергравитации смешивается с *гравитино*, что приводит к возникновению массивного поля гравитино и исчезновению безмассовой спиновой частицы из спектра состояний. М. В. Терентьев.

СПУСКОВАЯ СХЕМА — электр. устройство с двумя устойчивыми состояниями равновесия, к-рое под действием внешнего импульсного сигнала переходит из исходного состояния равновесия в другое и сохраняет это новое состояние равновесия после прекращения внеш. воздействия.

Обычно С. с. строятся на биполярных или полевых транзисторах (см. *Триггер, Полевой транзистор, Транзистор биполярный*). С. с. также может быть построена с помощью нелинейного элемента (рис. 1), вольт-ампер-

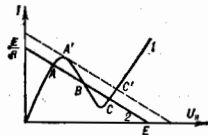
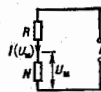


Рис. 1. Спусковые схемы на нелинейном элементе. $I(U)$ — активное сопротивление, N — нелинейный элемент с падающим участком вольт-амперной характеристики.

Рис. 2. I — вольт-амперная характеристика нелинейного элемента $I(U_0)$ с падающим участком. $E + U_0 = U_{00}/R$ при $U_0 = 0$.

ная характеристика k -рого содержит падающий участок. Ур-ние, определяющее состояние равновесия системы, имеет вид:

$$E + U_0 = RI(U_0) + U_0,$$

где U_0 — напряжение на нелинейном элементе, $I(U_0)$ — ток, протекающий в цепи, E — пост. напряжение питания, U_0 — внешнее управляющее напряжение. График. решение этого ур-ния показано на рис. 2. Параметры подобраны так, что в отсутствие управляющего напряжения ($U_0 = 0$) система имеет три состояния равновесия (A, B и C). Состояния на нарастающих участках характеристики (A и C) являются устойчивыми, а состояние на падающем участке (B) неустойчиво: под действием сколь угодно малых флуктуаций системы переходит из этого состояния в одно из устойчивых состояний.

Пусть исходным состоянием системы является состояние A . При появлении положительного нарастающего управляющего напряжения ($U_0 > 0$) напряжение U_0 и ток I нелинейного элемента возрастают до тех пор, пока не достигнут начала падающего участка характеристики (состояние A). Дальнейшее увеличение напряжения на нелинейном элементе вызывает уменьшение тока в цепи и, следовательно, уменьшение падения напряжения на резисторе R . Это приводит к ещё большему возрастанию напряжения U_0 , падению тока I и т. д. Т. о., в системе развивается лавинообразный

процесс, к-рый скачком переводит систему в состояние S на другом нарастающем участке характеристики. После уменьшения управляющего напряжения до нуля система остаётся в устойчивом состоянии S . Обратный переход системы в состояние A происходит аналогичным образом при воздействии отрицательного управляющего напряжения ($U < 0$). В реальных S . с. переход между устойчивыми состояниями происходит за конечное время, к-рое определяется бистабильностью нелинейного элемента и паразитными индуктивностями и ёмкостями схемы.

Нелинейным элементом в S . с. могут служить туннельные диоды, четырёхслойные полупроводниковые диоды и др. устройства, имеющие падающий участок вольт-амперной характеристики. S . с. применяются в устройствах автоматики, измерит. и вычислит. техники для запоминания и хранения информации. В совр. аппаратуре преим. используют триггеры на транзисторах и интегральные микросхемные триггеры (см. *Логические схемы*). S . с. также называют устройства, имеющие больше двух устойчивых состояний (напр., параметров) или одно устойчивое и одно метастабильное состояние (см. *Одновибратор*).

А. В. Степанов.

СРЕДНЕГО ПОЛЯ ПРИБЛИЖЕНИЕ (*молекулярное поле*, эффективное поле) — один из методов приближённого описания эффектов многочисленных взаимодействий в задачах многих тел в квантовой механике и квантовой статистике. С. п. п. применяется в тех случаях, когда точное решение задачи отсутствует, а учёт конечного числа членов ряда возмущений теории недостаточен (напр., если константа взаимодействия не мала или ряды теории возмущений обладают плохой сходимостью). С. п. п. состоит обычно из эфф. «линеаризации» гамма-функции взаимодействия мя. частиц, т. е. в замене его соответственно подобранным гамма-тоном одночастичного взаимодействия с нек-рым эфф. «полем»; параметры к-рого следует определить самосогласованным образом. Физически такая замена соответствует переходу от «взаимодействия» к «ядьдействию», т. е. к достояному (не зависящему от расстояния) многочастичному взаимодействию с формально бесконечным радиусом, а также пренебрежению коррелл. эффектами. Несмотря на такое упрощение решения задачи мя. тел S . п. п. в большинстве случаев качественно правильно описы-

вает физ. свойства очень широкого класса реальных систем мя. тел, в первую очередь сложных атомов, молекул, жидкостей и твёрдых тел (см. *Самосогласованное поле*, *Хартри* — *Фока метод*).

Особенно важное значение С. п. п. имеет для решения задач физики конденсиров. состояния, прежде всего для описания разл. подсистем в твёрдых телах (столбец 1 в табл.), испытывающих разнообразное *фазовое переходы* (структурные, ориентационные, магнитные, сверхпроводящие и т. п. — столбец 2 в табл.). В подобных системах среднее поле (СП) принимается обычно пропорциональным *параметру порядка* (столбец 3 в табл.), т. е. ср. значению оператора на упорядочен и я (оператор, описывающий динамическую переменную, испытывающую упорядочение). Физически это означает пренебрежение квантовыми флуктуациями этого оператора и построением на них высших *корреляционными функциями*. При этом СП оказывается зависящим от внем. полей, темп-ры и др. интенсивных термодинамич. параметров (для структурно упорядоченных систем СП может быть неоднородным, т. е. зависеть от координат). С. п. п. позволяет вычислить *статистическую сумму* и все термодинамич. ф-ции системы. Дальнейшая процедура самосогласования приводит обычно к достаточно простому ур-нию (в большинстве случаев — трансцендентному, иногда, как в случае сверхпроводника, — интегральному) для параметра порядка. Это ур-ние имеет нетривиальные (отличные от нуля) решения лишь если определ. темп-ры T_K , называемой *критической точкой* или *точкой фазового перехода 1-го или 2-го рода*. При этом значение энергии взаимодействия системы со СП в осн. состоянии при $T = 0$ составляет величину порядка kT_K .

Физ. смысл СП столь же разнообразен, сколь разнообразны виды систем и параметров порядка; как правило, СП определяется проведением параметра порядка на ср. энергию взаимодействия частиц системы. Так, в магнитоупорядоченных веществах (в т. ч. *спиновых стёклах*) и *сегнетоэлектриках* это — обменное взаимодействие, в сверхпроводниках — электрон-фононное взаимодействие, в *переходах металлов — диэлектриков* — внутратомное кулоновское отталкивание между электронами, в классич. газах и жидкостях — межмолекулярное притяжение и т. п. До возникновения микроскопич. описания С. п. п. вводилось

Физический объект	Фазовый переход	Параметр порядка	Автор, год открытия
1	2	3	4
1. Классический идеальный газ	Конденсация (газ—жидкость)	Однородная средняя плотность	И. Д. Ван-дер-Ваальс, 1873
2. Классическая жидкость	Кристаллизация (жидкость—твёрдое тело)	Неоднородная средняя плотность (фурье-компоненты)	Дж. Ленард-Джонс, А. Дежоншир, 1937
3. Жидкий кристалл	Ориентация осей молекул	Среднее значение $\langle \cos^2\theta - 1 \rangle$ θ — угол между осью молекулы и директором	Дж. Майер, А. Соуп, 1958
4. Ферромагнетики (диэлектрик, металл)	Парамагнетизм—ферромагнетизм	Спонтанная намагниченность. Равность чисел электронов с противоположно ориентированными спинами	Б. Л. Ролинг, 1892; П. Вейс, 1907; Э. Стовер, 1938
5. Антиферромагнетик, феррит	Парамагнетизм—антиферро- (или ферри-) магнетизм	Спонтанная намагниченность подрешетки	Л. Неель, 1932; Л. Д. Лавдау, 1933
6. Спиновое стекло	«Сморканизация» локальных маг. моментов	Параметр Эдвардса—Андерсона	Д. Лиерингтон, С. Кирпатрик, 1975
7. Сегнетоэлектрик	Пара—сегнетофаза	Спонтанная поляризация	В. Л. Гинзбург, 1945; А. Дежоншир, 1949
8. Бинарный сплав	Порядок—беспорядок	Равность чисел атомов одного типа в своих и чужих положениях	У. Брэгг, Е. Вильямс, 1934
9. Моттовский диэлектрик	Образование щели в спектре электронов	Снижч. числа электронов на уровне Ферми	Н. Мотт, 1956; Дж. Хаббард, 1959
10. Сверхпроводник	Нормальный металл—сверхпроводник	Энергетическая щель в центре электронов	Дж. Бардин, Л. Купер, Дж. Шриффер, 1959
11. Нормальный металл с примесью переходного (d-) металла	Формирование локализованного магн. момента	Число электронов в d-состоянии с преимущественной ориентацией спина	П. Андерсон, 1961

чисто феноменологически и лишь затем получало обоснование и истолкование через микроскопич. параметры; как видно из столбца 4 таблицы, С. п. п. фактически применяется уже более ста лет, т. е. задолго до возникновения квантовой теории.

Исторически первое целенаправленное введение СП (тогда — внутреннее, или молекулярное, поля) считается принадлежащим Б. Л. Розанну (1892) и П. Вейсу (P. Weiss, 1907), применившим его в теории ферромагнетизма для объяснения существования спонтанной намагниченности. Однако ещё задолго до этого И. Д. Ван-дер-Ваальс (J. D. Van der Waals, 1873) фактически использовало понятие СП для учёта межмолекулярного взаимодействия при выводе ур-ния состояния классич. неидеальной газа.

В дальнейшем (30-е гг. 20 в.) С. п. п. плодотворно применялось рядом авторов к широкому классу объектов (антиферромагнетики, ферриты, бинарные сплавы и т. п.), а позднее (40—50-е гг.) — к сегнетоэлектрикам, сверхпроводникам и др. С. п. п. успешно используется также в теории *неупорядоченных систем* (аморфные твёрдые тела, сплавные стёкла и т. п.). Практически все эти системы могут быть описаны с помощью эффективного *сплошного гамильтониана*. При этом оператор упорядочения является одна из компонент S^z оператора спина (квантиспина) S . В магнитоупорядоченных веществах таким оператором будет продольная (*Изинга модель*) или поперечная (*XУ-модель*; см. *Двуэнергетные решёточные модели*) компонента оператора спина. В сверхпроводниках оператором упорядочения является поперечная компонента оператора квантиспина (совпадающая с оператором рождения куперовской пары), в ферромагн. металлах — продольная компонента оператора квантиспина (разность операторов числа электронов с противоположными спинами). Процедура введения СП состоит в замене одного из операторов S^z его ср. значением ($\langle S^z \rangle$), что позволяет линеаризовать гамильтониан и получить точное решение в рамках данной модели.

С. п. п. фактически эквивалентно применению вариационного принципа Н. Н. Боголюбова для свободной энергии (напр., применительно к магн. диэлектрикам), а также методу Л. Д. Ландау (*Ландау теория*) разложения свободной энергии по степеням параметра порядка вблизи критич. точки и тауссовому приближению в методе континуального интегрирования для статистич. сумм. Ввиду своей физ. наглядности и матем. простоты С. п. п. является, как правило, необходимым первоначальным этапом решения задачи магн. тел практически для любой системы, особенно при наличии в ней дополнит. усложнений — сложной структуры кристаллич. или магн. элементарной ячейки, нарушения регулярной структуры кристалла, т. е. наличия примесей, вакансий и др. дефектов (см., напр., *Магнитный фазовый переход*). Однако в рамках С. п. п. невозможно описать динамич. свойства систем, прежде всего обстрел элементарных возбуждений, резонансные свойства и т. п.

Применение С. п. п. имеет определяя. ограничения. Прежде всего оно теряет пригодность в тех случаях, когда флуктуация параметра порядка играют существенную роль, напр. в непосредств. окрестности точек фазовых переходов, где С. п. п. даёт завышенные значения самых этих точек, а также не согласующиеся с экспериментом значения *критических показателей*. С. п. п. не чувствуете тонких различий между нек-рыми системами (напр., ферромагнетиками Инанга и Гейзенберга) и даёт значения критич. показателей, не зависящие ни от размеров решётки d , ни от размерности параметра порядка l . К системам с такой размерностью ($d = 1, 2$), для к-рых имеются точные решения модельных задач или общие теоремы квантовой статистич. механики указывают на отсутствие фазовых переходов, С. п. п. вообще неприменимо.

Одним из обобщений С. п. п. (используемых, в частности, для магн. и сегнетоэлектрич. систем) является разложение свободной энергии и корреляц. ф-ций по обратным степеням радиуса обменного взаимодействия. Широко применяется также метод *ренормализационной группы* и *ε-разложения*, приводящих к появлению «траекторий» на плоскости (l, d) для критич. показателей, значения к-рых близки к экспериментально наблюдаемым.

Другим важнейшим обобщением С. п. п. является т. н. приближение случаевных фаз (ПСФ), к-рое представляет собой развитие идеи усреднения соответствующих операторов упорядочения. При этом усреднение операторов осуществляется не в гамильтониане, а при записи квантового уравнения движения. Наиб. завершение эта идея получила в методе ф-ций Грина. В квантовой теории магнетизма ПСФ носит название приближения Тябликова, в теории сверхпроводимости — *Бардина — Купера — Шриффера модели*, в теории неупорядоченных систем — приближения когерентного потенциала. ПСФ соответствует учёту влияния на каждое одночастичное состояние не только ср. статич. поля, как в С. п. п., но и норменных (осциллирующих) добавок к нему, возникающих благодаря частичному учёту корреляции между движениями различных (квази) частиц.

С. п. п. соответствует учёту только дальнего порядка, однако существует ряд способов его улучшения с целью учёта также эффектов корреляции, проявляющихся в наличии ближнего порядка. Среди них наиб. известны т. н. кластерные приближения. При этом оператор упорядочения задаётся не для узла решётки, а для кластера, включающего, напр., первую координац. сферу.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 8, 7, 13, 14; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, ч. 2, М., 1978; Таусс Л. Д., *Квантовая механика систем многих частиц*, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Тябликов С. В., *Методы квантовой теории магнетизма*, 2 изд., М., 1975; Браут Р., *Фазовые переходы*, пер. с англ., М., 1967; Смита Л. К., *Эффективное поле в теории магнетизма*, пер. с англ., М., 1968; Стедди Г. Ф., *Фазовые переходы и критические явления*, пер. с англ., М., 1973; Исаев Ю. А., Касеев О. Г., Оглы Ф. А., Скриябин Э. П., *Последние методы в теории ферромагнетизма*, М., 1974; Жук А. Я., Яковлев Д., *Статистическая теория твердого тела*, пер. с англ., М., 1975; Ма Ш., *Современная теория критических явлений*, пер. с англ., М., 1960; Займа В. Д., *Модели беспорядка*, пер. с англ., М., 1982.

А. В. Вейс, Ю. Г. Рудой.

СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ — то же, что *математическое ожидание*.

СРЕДНИЕ ВОЛНЫ — электромагнитные волны ср. частоты (0,3—3 МГц), длины к-рых лежат в интервале 100—1000 м. Условия распространения волн этого диапазона и характер изменения этих условий ото дня к ночи примерно одинаковы для волн всего диапазона. В дневные часы С. в. распространяются, как правило, в виде *земной волны*, поскольку уровня ионизации ионосферного слоя D недостаточно для отражения от него С. в., а поглощение в слое D столь велико, что для этих волн они практически непрозрачны (см. *Ионосфера*). В ночные часы слой D исчезает, С. в. достигает слоя E и отражаются от него по законам геом. оптики. Условия распространения земной волны практически не зависят от времени суток и определяются состоянием подстилающей поверхности (см. *Распространение радиоволн*). Макс. дальность распространения земной волны при существующих мощностях излучателей не превышает над сушей 500 км. В ночные часы результирующее поле волны в точке приёма вследствие флуктуат. изменений отражающих свойств ионосферы подвержено случайным колебаниям и характеризуется *замрачками* сигналов. Наб. сильно замрачения С. в. проявляются на расстояниях, где результирующее поле является суперпозицией волн — земной и отражённой от слоя E. Характеристика С. в. отражённых от слоя E полностью, определяется свойствами слоя и слабо зависит от 11-летнего цикла солнечной активности и ионосфер-

ных возмущений. Влияние сезонных изменений отражающих свойств волноферы в диапазоне С. в. сводится в осн. к изменению уровня поглощения С. в. В частности, поглощение С. в. увеличивается в летнее время по сравнению с зимним. В диапазоне С. в. проявляются нелинейные свойства волноферы, заключающиеся в том, что сигнал менее мощной станции оказывается промодулированным сигналом более мощной станции, когда траектории радиоволн в волнофере проходят через одну и ту же область (см. *Люксембург — Горьковский эффект*). С. в. применяется для радиосвязи на расстояниях до 1000—1500 км, в радиовещании, радионавигации, системах и приводных радиомаяках, в радиопеленгации.

Лит.: Альперт Я. Л., Распространение электромагнитных волн и волнофера, 2 изд., М., 1972; Долоуханов М. П., Распространение радиоволн, М., 1972; Чернышова В. Е., Чернышова О. В., Распространение радиоволн, М., 1984; Чернышова В. Е., Распространение радиоволн, М., 1984; А. В. Рахлин.

СРОДСТВО К ЭЛЕКТРОНУ — свойство атомов или молекул образовывать прочную связь с электроном, т. е. отрицательный ион. Характеристикой такой связи является энергия сродства атомов или молекул к электрону — энергия связи электрона в соответствующем отриц. ионе, к-рая обычно обозначается EA (electron affinity). Эта энергия равна разности энергии нейтрального атома (молекулы) в основном состоянии и энергии осн. состояния образовавшегося отрицат.

Продолжение

№	Отрицательный ион	Структура верхней части электронной оболочки	Электронное состояние	EA, эВ	Класс точности
47	Ag	4d ¹⁰ 5s	¹ S _g	1,362	1
48	Ce	5p	—	нет	0
49	In	5p	² P _g	0,3	4
50	Sn	5p	³ S _g / _{1/2}	1,2	4
		5p	² D _g / _{3/2}	0,4	4
		5p	² P _g	0,37	3
51	Sb	5p	³ P _g	1,9708	0
52	Te	5p	¹ S _g	3,0591	0
53	I	5p	¹ S _g	нет	0
54	Xe	5d ¹⁰ 6s	¹ S _g	0,47163	0
55	Ba	6s	—	нет	0
56	Ba	5d	¹ S _g	0,5	4
57	La	5d ¹⁰ 6s	² F _g	—	—
58	Hf	5d ⁴ 6s	—	нет	3
59	Ta	5d ⁴ 6s	² D _g	0,815	1
74	Ta	5d ⁴ 6s	² F _g	0,15	4
75	Re	5d ⁴ 6s	¹ D _g	1,15	4
76	Os	5d ⁴ 6s	¹ F _g / _{1/2}	0,25	4
77	Ir	5d ⁴ 6s	² F _g	1,585	1
78	Pt	5d ⁴ 6s	¹ D _g / _{3/2}	2,128	0
79	Au	5d ¹⁰ 6s	¹ S _g	2,30863	0
80	Hg	6p	—	нет	4
81	Tl	6p	² P _g	0,364	2
82	Pb	6p	³ P _g	0,95	2
83	Bi	6p	³ P _g	1,9	4
84	Po	6p	³ F _g / ₄	2,8	3
85	At	6p	³ F _g	нет	0
86	Rn	7s	—	нет	4
87	Fr	7s	¹ S _g	0,5	4

№	Отрицательный ион	Структура верхней части электронной оболочки	Электронное состояние	EA, эВ	Класс точности
1	H	1s	¹ S _g	0,75421	0
2	He	1s2s2p	0,07	3	3
3	Li	2s	¹ S _g	0,618	1
4	Be	2s2p	—	нет	0
5	B	2p	¹ P _g	0,277	3
6	C	2p	³ S _g	1,269	1
		2p	¹ D	0,033	3
7	N	2p	—	нет	0
8	O	2p	¹ P _g / _{1/2}	1,48112	0
9	F	2p	³ S _g	3,399	1
10	Ne	3s	нет	—	—
11	Na	3s	¹ S _g	0,54793	0
12	Mg	3p	—	нет	0
13	Al	3p	³ P _g	0,441	2
		3p	¹ D	0,41	3
14	Si	3p	³ S _g / _{1/2}	1,385	1
		3p	¹ P	0,523	1
		3p	¹ D	0,029	4
15	P	3p	³ P _g	0,7485	1
16	S	3p	³ P _g / _{1/2}	2,07712	0
17	Cl	3p	³ S _g	3,817	0
18	K	4s	нет	—	—
19	K	4s	¹ S _g	0,30147	0
20	Ca	4s4p	¹ P	0,018	4
21	Sc	3d4s4p	¹ D	0,09	3
		3d4s	¹ F	0,14	4
22	Ti	3d4s4p	³ F	0,08	4
23	V	3d4s4p	³ D _g	0,52	3
24	Cr	3d4s4p	³ S _g / _{1/2}	0,666	2
25	Mn	3d4s4p	—	нет	0
26	Fe	3d4s4p	³ F _g / ₄	0,16	4
27	Co	3d4s4p	³ F _g	0,66	2
28	Ni	3d4s4p	³ D _g / _{3/2}	1,16	1
29	Cu	3d4s4p	¹ S _g	1,23	1
30	Zn	4p	—	нет	0
31	Ga	4p	³ P _g	0,3	4
32	Ge	4p	³ S _g / _{1/2}	1,2	4
		4p	¹ D	0,4	4
33	As	4p	³ P _g	0,8	4
34	Se	4p	³ P _g / _{1/2}	2,02069	0
35	Br	4p	¹ S _g	3,365	0
36	Kr	5s	—	нет	0
37	Rb	5s	¹ S _g	0,48592	0
38	Sr	4d5s5p	—	нет	0
39	Y	4d5s5p	¹ D	0,31	3
		4d5s5p	¹ D	0,16	4
40	Zr	4d5s5p	³ F _g	0,43	4
41	Nb	4d5s5p	³ D _g	0,89	2
42	Mo	4d5s5p	³ S _g / _{1/2}	0,75	2
43	Tc	4d5s5p	¹ D _g	0,55	4
44	Ru	4d5s5p	¹ F	1,0	4
45	Rh	4d5s5p	³ F _g	1,14	3
46	Pd	4d ¹⁰ 5s	¹ S _g	0,56	2
		4d ¹⁰ 5s	³ D _g / _{3/2}	0,42	2

нона. У большинства атомов С. к з. связано с тем, что их внеш. электронные оболочки не заполнены (см. *Атом*). В табл. приводятся значения энергии С. к з. атомов в осн. состоянии. Осн. и наиб. точная часть этой информации получена при исследовании фотосада отриц. ионов. В одном варианте этого метода отриц. ионы разрушаются под действием лазерного излучения данной длины волны, энергия связи электрона устанавливается по измерению энергии освободившихся электронов. В др. варианте данного метода для фоторушения отриц. ионов используется излучение перестраиваемого лазера, что позволяет определить положение порога фотосада отриц. иона, а по нему и энергию связи электрона. Фотоселективный и лазерный методы определения энергии связи электрона в отрицат. ионе являются главными и при исследовании молекулярных отриц. ионов. В табл. указан класс точности определения энергии С. к з.: 0 означает точность лучше 0,1%, 1 — лучше 1%; 2 — лучше 3%; 3 — выше 10%; 4 — хуже 10%. Отриц. ион Ne построен на метастабильном атоме Ne. Этот в табл. означен, что стабильный отрицат. ион данного элемента не образуется.

Величины EA молекул и радикалов колеблются в широких пределах. В ряде случаев они составляют от 1 до 3 эВ, но для NO, EA > 3 эВ, для OH EA ≈ 2 эВ, для CN EA > 3 эВ.

Лит.: Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кирикова, М., 1976; Рэддинг А. А., Смирнов Б. М., Параметры атомов и атомных ионов. Справочник, М., 1986.

СТАБИЛИЗАЦИЯ НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАЗМЫ, удерживаемой магнитным полем, — осуществление условий, при к-рых неустойчивости, опасные для удержания плазмы, не реализуются. Проблема С. в. п. возникла в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу. Крупномасштабные МГД-неустойчивости могут полностью разрушить равновесную конфигурацию высокотемпературной плазмы, как это происходит, напр., при возникновении неустойчивости сыра в токамаке. Вместе с условием равновесия они устанавливают верх. предел допустимого отношения ср. давления плазмы $\langle p \rangle$ к давлению внешнего удерживающего магн. поля: $\beta = 2\langle p \rangle / B^2$. Маломасштабные неустойчивости, не разрушающие равновесия, могут приводить к аномально большому потерям частиц и энергии из плазмы, к появлению уско-

реных электронов, к-рые могут повредить стенки вакуумной камеры, и т. д. Поэтому С. и. п. — одно из гл. условий создания *термоядерного реактора* с магн. удержанием.

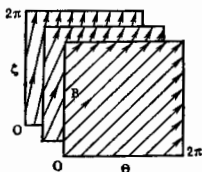
Важнейший метод С. и. п. — выбор такой конфигурации удерживающего магн. поля, чтобы самой его геом. формой сдерживать развитие неустойчивостей, стабилизировать их на нач. стадии развития; наоб. часто для этого используются шир (от англ. shear — сдвиг) и магнитная яма.

Стабилизация широм. Шир в тороидальных системах характеризует перекрещивание силовых линий, изменение ср. шага $h = L/\mu = Lq$ винтообразных магн. силовых линий при переходе в радиальном направлении от одной магн. поверхности к другой и определяется ф-лой

$$s = aq'(a)/q = -a\mu'(a)/\mu. \quad (1)$$

Здесь L — длина тора, равная для круговых систем $2\pi R$, R — радиус тора, a — ср. радиус сечения нек-рой магн. поверхности в торе, μ — вращательное преобразование в а. н. е., определяющее число оборотов магн. силовых линий по малому обходу тора, приходящемуся на один обход вдоль тора, $q = 1/\mu$ — безразмерный параметр, характеризующий шаг силовой линии. В потоковых координатах a, Θ (см. *Тороидальные системы*) магн. силовые линии являются прямыми и имеют разный наклон на поверхностях с широм $s \neq 0$ (рис. 1). Возникающая при развитии неустойчи-

Рис. 1. Магнитное поле с широм в тороидальных системах. Изображены три тороидальные магнитные поверхности $a = \text{const}$. В координатах Θ, ζ все они имеют форму квадрата со сторонами $2\pi \times 2\pi$. Изменение наклона магнитных силовых линий означает наличие шира, не равного нулю.



вости конвекция плазмы происходит вследствие высокой электропроводности плазмы пельми магн. трубками. Но они оказываются сцепленными (перекрещиваются) при $s \neq 0$, что и сдерживает развитие неустойчивости. В результате, напр., необходимое условие устойчивости плазмы в торе круглого сечения при $a^2/R^2 \ll q \ll 1$ (критерий Сайдема) имеет вид:

$$\frac{a^4}{4} + \frac{2\mu\mu'(a)}{B^2} \geq 0. \quad (2)$$

Шир не препятствует, однако, развитию медленных диссипативных неустойчивостей, для к-рых не существует топологии запрета, связанного с зацеплением магн. силовых линий. Более универсальным средством С. и. п. является магн. яма.

Стабилизация магнитной ямой. Неустойчивости, вызываемые градиентом давления, связаны с выпуклостью магн. силовых линий. В бестоковых системах (открытых лопухах, стеллараторах) это соответствует наличию магн. бугра (максимума B^2 на оси системы, рис. 2, а). Для стабилизации этих неустойчивостей в открытых магн. лопухах магн. поле можно создать нарастающим не к центру, а от центра во всех направлениях (абс. минимум B в центре) путём пропускания в продольных проводниках, окружающих лопуху (т. н. стержни Иоффе), токов чередующегося направления. В случае четырёх стержней (к-рые могут быть объединены с катушками продольного магн. поля в единственную бейсбольную обмотку; рис. 2, в) поперечное магн. поле создаст систему с вогнутыми магн. силовыми линиями, т. е. с магн. ямой.

Стабилизация плазмы возможна также с средним минимумом B , или средней магн. ямой,

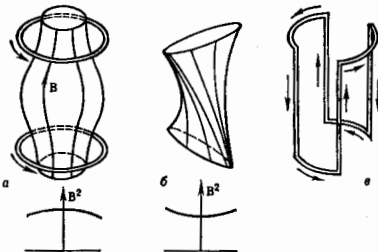


Рис. 2. Стабилизация магнитной ямой в открытых лопухах: а — выпуклые магнитные силовые линии и магнитные бугоры в осесимметричной лопухе с магнитными пробками; б — открытый магнитный лопух с вогнутыми магнитными силовыми линиями и магнитной ямой; в — схема обмотки для создания лопуха с магнитной ямой, в которой стержни Иоффе объединены в единую обмотку бейсбольного типа.

при знакопеременной кривизне магн. силовых линий, т. к. из-за высокой электропроводности плазмы стабилизирующее влияние вогнутых участков силовых линий распространяется на всю магн. трубку. Это позволяет сделать плазму устойчивой в осесимметричной открытой лопухе, а также и в тороидальных системах, используя вогнутость магн. силовых линий с большим шагом $h \sim L$ на внутр. стороне тора. Для создания ср. магн. ямы нужно сместить магн. ось с помощью поперечного магн. поля к внеш. обводу тора в область ослабленной напряжённости тороидального магн. поля (рис. 3). В томаке это происходит автоматически, в результате во втором слагаемом в критерии (2) появляется множитель $(1 - q^2)$. В нек-рых условиях для углубления магн. ямы в тороидальных системах достаточно смещения магн. оси из-за наличия градиента давления плазмы (эффект самостабилизации плазмы). При этом область устойчивости с новым давлением может быть отделена от области устойчивости с низким давлением плазмы (2-я и 1-я зоны устойчивости).

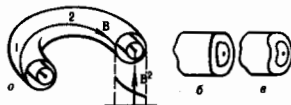


Рис. 3. Образование средней магнитной ямы в тороидальных системах с $q > 1$: на наружном обходе тора (а) магнитная силовая линия выпукла (участок 2), на внутреннем — вогнута (участок 2). Выпад вогнутого участка тем больше, чем больше магнитная ось смещена в внеш. стороне тора. Этому способствует создание D-образной (б) или боообразной (в) усреднённой формы поперечного сечения магнитной поверхности.

Кроме использования геом. свойств магн. поля для С. и. п. широко применяются активные методы воздействия на плазму. К ним относятся: 1) поддержание благоприятных для устойчивости плазмы профилей тока, темп-ры, давления с помощью локального подогрева плазмы, напр. при резонансном поглощении ВЧ-волн, путём локальной генерации тока СВЧ-методами, поддува газа на край плазмы, инжекции крилоносного вещества, на к-рого создается плазма, в центр плазменного шнура и т. п.; 2) подавление неустойчивостей системой автоматич. управления (метод обратных связей); 3) управление ф-цией распределения заряда, частиц по скоростям, напр. варьированием ВЧ-методов нагрева, при к-рых энергия вкладывается претод. в продольную или поперечную степень свободы частиц,

либо непрерывной инжекцией пучка ускоренных атомов, создающих после ионизации их в плазме популяции частиц с определ. распределением по скоростям. Такое воздействие на ф-цию распределения позволяет осуществлять контроль за нек-рыми кинетич. неустойчивостями.

При нек-рых условиях С. н. п. может осуществляться самопринудительно как переход в энергетически более выгодное состояние, когда вследствие развития неустойчивости происходит подстройка процессов переноса частиц и энергии таким образом, чтобы реализовались устойчивые распределения тока, темп-ры и т. д. Такая самоорганизация плазмы наиб. отчетливо проявляется в токовых системах — токамаках и пинчах с обращенным магн. полем.

Лит.: Аринкович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1978; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Гезлева, Р. Судана, т. 1, М., 1983; К а л о м и ц в Б. В., Коллективные явления в плазме, М., 1988. В. Д. Шобранов.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ — поддержание заданного значения напряжения (или тока) при изменении сопротивления нагрузки, напряжения питания и т. п. Для С. т. и в. обычно применяются электронные устройства. Напряжение (ток) нагрузки слабо зависит от её импеданса, если внутр. сопротивление источника напряжения (тока), подключаемого к нагрузке, намного меньше (больше) сопротивления этой нагрузки (рис. 1). Для этой цели в простейших

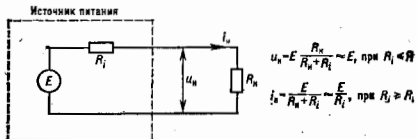


Рис. 1. R_1 — сопротивление нагрузки, R_1 , E — внутреннее сопротивление и напряжение источника питания; U_u , I_u — напряжение и ток нагрузки.

стабилизаторах напряжения (СН) служит эмиттерный повторитель напряжения, а в стабилизаторах тока (СТ) нагрузка включается в цепь коллектора транзистора биопольного или в цепь стока полевого транзистора. В более сложных стабилизаторах используются отрицат. обратная связь. Напряжение на нагрузке (или напряжение, пропорциональное току в нагрузке) сравнивается с заводом стабильным, т. н. опорным, напряжением, и усиленный сигнал рассогласования подается на элемент, непрерывно регулирующий напряжение (ток) нагрузки таким образом, чтобы уменьшить сигнал рассогласования до нуля (рис. 2). Точ-

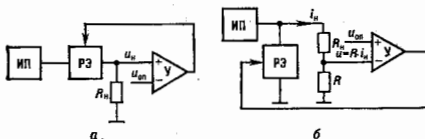


Рис. 2. Блок-схемы стабилизаторов напряжения и тока: а — последовательный тип; б — параллельный; РЭ — регулирующий элемент, У — сравнивающее устройство и усилитель сигнала рассогласования, ИП — источник питания.

ность, с к-рой поддерживается стабильность напряжения (тока), определяется глубиной обратной связи, стабильностью опорного напряжения и точностью сравнивающего устройства. Регулирующий элемент (обычно биопольный транзистор) включается параллельно (СН и СТ параллельного типа) или последовательно (СН и СТ последоват. типа) с нагрузкой. В ка-

честве сравнивающего устройства и усилителя сигнала рассогласования обычно служат *операционные усилители*. В устройствах стабилизации пост. напряжений и токов опорное напряжение обычно создается полупроводниковым или газоразрядным стабилизатором — прибором, напряжение на к-ром слабо зависит от протекающего по нему тока. Параллельное соединение стабилизатора и нагрузки широко используется в простейших маломощных стабилизаторах напряжения (т. н. параметрической СН).

СН и СТ с непрерывным управлением регулирующим элементом обладают сравнительно низким кд из-за пост. рассеяния мощности на регулирующем элементе. Для увеличения кд применяются импульсные, или ключевые, СН и СТ (рис. 3). Регулирующий эле-

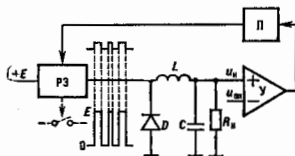


Рис. 3. Блок-схема импульсного стабилизатора напряжения. П — преобразователь сигнала рассогласования в импульсное напряжение управления РЭ.

мент, включенный последовательно с нагрузкой, работает как электронный ключ и быстро переключается между двумя состояниями: разомкнутым (сопротивление ключа очень большое, ток ключа равен нулю) и замкнутым (сопротивление ключа близко к нулю, напряжение на ключе — малое). В таком режиме работы регулирующий элемент рассеивает энергию преим. в моменты переключения. Выходное напряжение ключа имеет форму прямоуго. импульсов с амплитудой, равной напряжению источника питания E . Это напряжение сглаживается с помощью фильтра низких частот, состоящего из последовательно включенной катушки индуктивности L и конденсатора емкости C , подключаемого параллельно нагрузке. Пост. напряжение, к-рое получается на выходе фильтра, зависит от соотношения между временем замкнутого и временем разомкнутого состояний. Отношение времён изменяется в соответствии с сигналом рассогласования между напряжением (током) нагрузки и опорным напряжением. Тем самым стабилизируется напряжение (ток) нагрузки. С помощью диода D во время разомкнутого состояния ключа в нагрузку передается энергия, запасенная в катушку индуктивности. Кд импульсных СН и СТ достигает 80% и более. При стабилизации высоких напряжений СН обычно совмещают с преобразователем напряжения.

Лит.: Хоровиц П., Хилл У., Искусство схемотехники, пер. с англ., 3 изд., т. 1, М., 1986; Т и т. е. У., Шейн и К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982; Источники электричества радиоэлектронной аппаратуры. Справочник, под ред. Г. С. Найфельда, М., 1985. А. В. Степанов.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ — совокупность методов увеличения стабильности частоты. Различают: а) *защемление частоты* путем связи генератора колебаний с доплотит. колебат. системой, характеризуемой высокой добротностью; б) *защемление частоты* путем связи данного генератора колебаний с генератором, обладающим более стабильной частотой; в) параметрическую С. ч. — стабилизацию параметров приборов, генерирующих периодич. колебания.

Типичным примером С. ч. путем а т а г в а н и я является связь генератора радиочастотных колебаний с кварцевым резонатором. Эффект С. ч. возникает при этом за счет того, что частота генерируемых колебаний удерживается внутри резонансной кривой квар-

целого резонатора, на неск. порядков более узкой, чем ширина резонансной кривой резонансного контура генератора (см. *Генератор электромагнитных колебаний*). Кроме того, зависимость резонансной частоты кварцевого резонатора от температуры на неск. порядков меньше, чем у обычного резонансного контура. В результате частота колебаний слабо зависит от изменений параметров колебат. контура и удерживается вблизи верхним резонансной кривой кварцевого резонатора.

С. ч. путем за х в т в а н и я используют для С. ч. мощного генератора, воздействуя на него сигналом более стабильного малоомного генератора. При этом необходимо обеспечить малость обратного воздействия мощного генератора на малоомный. Этот метод применим, напр., для С. ч. *магнетрона*, воздействуя на него гармоникой кварцевого резонатора.

Наиб. гибким и эфф. методом является параметрич. С. ч. При этом выбирают спектральные (резонансные) системы, вещество и конструкция к-рых слабо реагируют на изменение веш. условий. Наиб. простая система, в к-рой используются параметрич. С. ч., — маятниковые часы. Стабильность их хода зависит от стабильности параметров маятника (его приведенной длины), от стабильности влияния на частоту колебаний маятника, поддерживающего его колебания. В результате стабилизации этих параметров погрешность хода астрономич. маятниковых часов составляет 10^{-8} , что на 2 порядка лучше, чем у обычных часов. Погрешность частоты кварцевого генератора может быть доведена до 10^{-11} .

К параметрич. методам С. ч. относится переход от макроскопич. резонансных систем к микросистемам, квантовая структура к-рых придает им резонансные свойства, проявляющиеся в их узких спектральных линиях. Первым из таких устройств был *молекулярный генератор*, в к-ром резонансный процесс сводится к инверсионным переходам между энергетич. уровнями молекул аммиака. Макроскопич. объёмный резонатор служит в этом приборе только для обеспечения *обратной связи*. Существенно более высокой стабильностью частоты обладает *водородный генератор*, обеспечивающий воспроизводимость частоты с погрешностью 10^{-13} при относит. стабильности $2 \cdot 10^{-14}$.

Совр. эталоны частоты опираются на спектральные линии атомов Св, наблюдаемые в атомных пучках (см. *Квантовые стандарты частоты*). По получаемой т. о. атомальной частоте производят автоматич. подстройку частоты вспомогат. кварцевого генератора, а по его сигналу при помощи синтезатора получают набор эталонных частот, служащих для калибровки вторичных стандартов (мер) частоты.

Дальнейшее уменьшение погрешности эталонов частоты может быть достигнуто путем сужения спектральных линий атомов, служащих реперами частоты, напр. охлаждением атомных пучков или наблюдением спектральных линий атомов, удерживаемых в эл.-магн. ловушках.

СТАБИЛИТРОН газоразрядный — цинковый прибор, предназначенный для поддержания на неизменном уровне (стабилизации) напряжения источников питания или узлов радиоэлектронной аппаратуры. С. представляет собой двухэлектродные устройства, к-рые в зависимости от вида элктрич. разряда, используемого в них, подразделяются на С. тлеющего разряда и С. коронного разряда.

Стабилизаторы тлеющего разряда имеют почти горизонтальную вольт-амперную характеристику (рис. 1). Стабилизирющее действие основано на незначительном изменении падения потенциала в тлеющем разряде и довольно большом диапазоне токов $I_{ст\ мин} - I_{ст\ макс}$ соответствующих нормально тлеющему разряду ($1 - 10$ мА). Такую характеристику имеет С. при условии небольших межэлектродных расстояний, когда полное падение потенциала между анодом и катодом равно катодному падению потенциала, величина к-рого

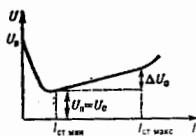


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика стабилизатора тлеющего разряда.

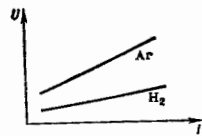


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда короны для H_2 и Ar.

остается практически неизменной. Конструктивно С. тлеющего разряда выполняются с цилиндрич. концентр. элктродами. Функции анода выполняет стержень или проволока; окружающий его цилиндр является катодом. Баллон вакуумируется и наполняется смесью инертных газов, вариации к-рых вместе с разл. технол. способами обработки катодов позволяют изменять диапазон стабилизации напряжения от 50 до 160 В; срок использования С. более 10 000 ч. Осн. параметры С. тлеющего разряда: U_0 — напряжение возникновения разряда; $U_{ст}$ — напряжение поддержания разряда, соответствующее напряжению стабилизации $U_{ст}$; $\Delta U_{ст}$ — изменение напряжения стабилизации при изменении тока в рабочем диапазоне; $I_{ст\ макс}$, $I_{ст\ мин}$ — макс. и мин. значения токов, между к-рыми осуществляется стабилизация напряжения; $R_{д}$ — дифференц. сопротивление С., характеризующее стабилизирующее действие прибора; ТКН — температурный коэф. напряжения стабилизации, характеризующий изменение напряжения С. при изменении температуры окружающей среды.

Стабилизаторы коронного разряда используются для стабилизации более высоких напряжений (до ≥ 30 кВ). В основе работы приборов этого типа также лежит почти независимость $U_{ст}$ от I ; вольт-амперная характеристика коронного разряда при опред. выборе геом. параметров и газового наполнения прибора близка к горизонтальной (рис. 2). В С. коронного разряда используется положит. корона (коронирующий электрод меньшего радиуса — анод) в водороде с давлением, превышающим атмосферное. Конструктивно эти приборы выполняются в металлокерамич. баллоне с бесполовым оформлением и выводами в разные стороны. Параметры С. коронного разряда такие же, как у С. тлеющего разряда, особенною лишь является отсутствие у С. коронного разряда различия между напряжением возникновения разряда и напряжением стабилизации при $U_{ст} > 4$ кВ.

Лит.: К о т л о в И. Л., Ионные приборы, М., 1972; см. также лит. при ст. Ионные приборы. А. С. Шчелоко. **СТАБИЛИТРОН** (от лат. stabilis — устойчивый, постоянный) полупроводниковый — прибор, предназначенный для стабилизации напряжения в элктрич. цепях (см. *Стабилизация тока и напряжения*). Представляет собой диод, работающий при обратном напряжении; вольт-амперная характеристика (ВАХ) С. (рис.) имеет участок с очень слабой зависимостью напряжения от тока (дифференц. сопротивление мало). Физ. механизмом, обуславливающим

Обратная вольт-амперная характеристика стабилизатора: С — точка стабилизации; $R_{д}$ — нагрузочная примка.

возникновение такого участка, является лавинный либо туннельный пробой $p-n$ -перехода. Конструктивно С. представляет собой $p^{+}n^{+}n^{-}$ -диод, в к-ром приняты меры по повышению однородности пробы: специальной конструкцией краевого контура $p-n$ -перехода уст-

равна возможность пробыя по поверхности, а полупроводниковый материал имеет повнми. однородность уд. сопротивления ρ . В области малых напряжений «студенка» тока определяется в осн. генерац. процессами в базовой области на расстояния диффузионной длины от p^+ — n -перехода («ток насыщения»). При больших напряжениях определяющей становится генерация в области *пространственного заряда* (ОПЗ) p — n -перехода, к-рая расширяется с ростом напряжения. В точке *A* напряженность поля ОПЗ в области максимума достигает величины, при к-рой рост обратного тока уже определяется ударной либо туннельной ионизацией, а в точке *B* при $U = U_{пр}$ происходит пробой и наклон характеристики резко меняется. Этот наклон зависит от мн. факторов: от вида пробыя, его однородности, величины уд. сопротивления материала и т. д. Для кремниевых p — n -переходов, напр., до напряжения $U_{пр} \lesssim 5$ В определяющим является туннельный, а при $U_{пр} \gtrsim 7$ В — лавинный пробой, дающий значительно более крутой наклон ВАХ. Однако лавинный пробой развзается, как правило, неоднородно по площади, а в локальных участках — в областях т. н. микроплазмы, где имеются значит. искажения поля в ОПЗ, происходящие из-за разл. рода дефектов, а также неоднородностей поля, связанных с неоднородностью легирования.

ВАХ С. после участка *AB* становится практически линейной, поскольку при большом напряжении практически все области микроплазмы находятся в стабильном проводящем состоянии и их линейные характеристики суммируются.

Осн. параметрами С. являются: динамич. сопротивление $R_d = dU/dI$ при $I = I_{ст}$; статич. сопротивление $R = U_{ст}/I_{ст}$; коэф. качества $Q = R_d/R$; температурный коэф. напряжения $TKN = dU_{ст}/dT$.

Напряжение стабилизации $U_{ст}$ связано с напряжением пробыя, но не равно ему, т. к. ВАХ имеет определ. крутизну. Для однозначного определения $U_{ст}$ задаются некоей определ. величиной тока $I = I_{ст}$ так, чтобы эта точка была на участке *AB*. Отклонение тока от этой величины будет приводить к изменению напряжения на диоде; динамич. сопротивление $R_d = dU/dI$ характеризует степень стабилизации. Статич. сопротивление R характеризует потери в диоде в заданной рабочей точке. Коэф. качества

$$Q = (I_{ст} U_{ст}) / dU/dI$$

представляет собой отношение относ. изменения напряжения на С. к относит. изменению тока. Качество С. тем выше, чем меньше Q . Очень важный параметр — температурный коэф. напряжения. В случае лавинного пробыя $U_{пр}$ с темп-рой возрастает; это происходит из-за уменьшения ср. длины свободного пробыя носителей вследствие возрастания рассеяния на фоновых рещётки. Поскольку с уменьшением длины свободного пробыя носителей заряда энергия, достаточная для ионизации рещётки, может быть набрана в более сильном поле, напряжение пробыя растёт с темп-рой, причём скорость роста довольно велика ($TKN \sim 0,1\%/K$). При туннельном пробые $U_{пр}$, наоборот, уменьшается с ростом темп-ры из-за уменьшения ширины запрещённой зоны; характерная величина $TKN \sim 0,03 \div 0,07\%/K$. Минимальный TKN имеют кремниевые С. с $U_{пр} = 5 \div 7$ В, когда туннельный и лавинный пробыя развзаются одновременно.

У выпускаемых промышленностью С. напряжение стабилизации лежит в диапазоне 2,2—200 В, ток стабилизации — от долей миллиампера до единиц ампер. Осн. полупроводниковым материалом для С. являются кремний, осн. технол. методы изготовления p^+ — n — n^+ -структуры — термодиффузия примесей, силважение, *эпитаксия*.

Лит.: Федотов Я. А., Основы физики полупроводниковых приборов, 2 явл., М., 1970; Грехов И. В., Серезневский И. Ю., Лавинный пробой p — n -перехода в полупроводниках, Л., 1980.

СТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТОТЫ — основная характеристика периодич. процессов, а также характеристика приборов и устройств, генерирующих периодич. колебания (см. *Автоколебания*). С. ч. характеризуется зависимостью частоты от времени. Измерение С. ч. сводится к сравнению частоты данного генератора с частотой более стабильного источника, напр. с образцовой мерой частоты или с эталонной частотой. Результат сравнения зависит от затраченного времени. Это значит, что С. ч. данного источника колебаний не является вполне определенной величиной. Различают кратковременную С. ч., отображающую влияние флукутаций, процессов, и долговременную С. ч., зависящую от изменений параметров генератора колебаний вследствие внеш. воздействий. Иногда говорят об абсолютной и относительной С. ч., имея в виду соответственно изменение значения частоты генератора при многократных включениях и выключениях и изменение значения частоты генератора при его непрерывной работе. Последняя может быть определена не только путём сравнения с эталоном, но и измерением автокорреляции частоты генерируемого колебания.

С. ч. называют естественной, если она ограничена флукутациями, возникающими внутри источника колебаний, напр. вследствие тепловых движений или флукутаций тока (см. *Дробовой шум*). С. ч., определяемую изменениями параметров генератора под влиянием внеш. воздействий, называют *технич.* С. ч. Исследования С. ч. показывают, что естеств. С. ч. связана с шириной спектральной линии генератора, а технич. С. ч. — с медленными или скачкообразными изменениями его параметров. Напр., С. ч. *старородного генератора* ограничивается медленным старением защитной плёнки, уменьшающей влияние поверхности стенки на удерживающие о неё атомы водорода.

М. Е. Жаботинский.

СТАНДАРТНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ — то же, что *квадратичное отклонение*.

СТАТИКА (от греч. *statiké* — учение о весе, равновесии) — раздел *механики*, посвященный изучению условий равновесия материальных тел под воздействием сил.

В зависимости от положенных в основу принципов С. разделяют на аналитическую и геометрическую. В основе аналитической С. лежит *возможных перемещений принцип*, дающий общие условия равновесия любой механич. системы. Геометрическая С. основывается на т. н. аксиомах С., выражающих свойства сил, действующих на материальную часть и абсолютно твёрдое тело, т. е. тело, расстояния между точками к-рого всегда остаются неизменными. Осн. аксиомы С.: 1) две силы, действующие на материальную часть, имеют равнодействующую, определяемую по правилу параллелограмма сил; 2) две силы, действующие на материальную часть (или абсолютно твёрдое тело), уравновешиваются только тогда, когда они одинаковы по величине и направлены вдоль одной прямой в противоположные стороны; 3) прибавление или вычитание уравновешенных сил не изменяет действия данной системы сил на твёрдое тело. При этом уравновешенными наз. силы, под действием к-рых свободное твёрдое тело может находиться в покое по отношению к *инерциальной системе отсчёта*.

Методами геометрической С. изучается С. твёрдого тела. При этом рассматриваются решения следующих двух типов задач: 1) приведение систем сил, действующих на твёрдое тело, к простейшему виду; 2) определение условий равновесия сил, действующих на твёрдое тело. Геометрическую С. можно также строить непосредственно исходя из *Ньютона законов механики* и вытекающих из этих законов общих теорем *динамики*.

Необходимые и достаточные условия равновесия упруго деформируемых тел, а также жидкостей и газов рассматриваются соответственно в *упругости теор.*, *гидростатике* и *аэростатике*.

К осн. понятиям S , относятся понятия о моменте силы относительно центра и относительно осн и о паре сил. Сложение сил и их моментов относительно центра производится по правилу сложения векторов. Величина R , равная геом. сумме всех сил F_k , действующих на данное тело, наз. гл. вектором этой системы сил, а величина M_0 , равная геом. сумме моментов $m_0(F_k)$ этих сил относительно центра O , наз. гл. моментом системы сил относительно указанного центра:

$$R = \sum_k F_k, \quad M_0 = \sum_k m_0(F_k). \quad (1)$$

Решение задачи приведения сил даёт следующий осн. результат: любая система сил, действующих на абсолютно твёрдое тело, эквивалентна одной силе, равной гл. вектору R системы и приложенной в произвольно выбранном центре O , и одной паре сил с моментом, равным гл. моменту M_0 системы относительно этого центра. Отсюда следует, что любую систему действующих на твёрдое тело сил можно задать еб гл. вектором и гл. моментом, — результат, к-рым широко пользуются на практике при задании, напр., аэродинамич. сил, действующих на самолёт или ракету, усилий в сечениях балки и др.

Простейший вид, к к-рому приводится данная система сил, зависит от значений R и M_0 . Если $R = 0$, $M_0 \neq 0$, то данная система сил заменяется одной парой с моментом M_0 . Если $R \neq 0$, $M_0 = 0$ или $M_0 \neq 0$, но векторы R и M_0 взаимно перпендикулярны (что, напр., всегда имеет место для параллельных сил или сил, лежащих в одной плоскости), то система приводится к одной равнодействующей, равной R . Наконец, когда $R \neq 0$, $M_0 \neq 0$ и эти векторы не взаимно перпендикулярны, система сил заменяется совокупным действием силы и пары сил (или двумя скрепляющимися силами) и равнодействующей не имеет.

Для равновесия любой системы сил, действующих на твёрдое тело, необходимо и достаточно обращение величин R и M_0 в нуль. Вытекающие отсюда ур-ния, к-рым должны удовлетворять действующие на тело силы при равновесии, см. в ст. *Равновесие механической системы* [ур-ния (1)]. Равновесие системы тел изучают, составив ур-ния равновесия для каждого тела в отдельности и учитывая закон равенства действия и противодействия. Если общее число реакций связей окажется больше числа ур-ний, содержащих эти реакции, то соответствующая система тел является статически неопределимой; для изучения её равновесия надо учесть деформации тел.

График. методы решения задач S , основываются на построении многоугольника сил и вербального многоугольника.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952; Дойчманьян Я. Г., Дурье А. И., Курс теоретической механики, т. 1, 8 изд., М., 1982; Тарг С. М., Краткий курс теоретической механики, 10 изд., М., 1986; см. также лит. при ст. *Механика*. С. М. Тарг.

СТАТИСТИКА ФОТООТСЧЕТОВ — вероятностное описание потока событий (отсчётов), происходящих в счётчике фотонов (фотодетекторе) под действием падающих на него световых квантов. Метод счёта фотонов используется при регистрации слабых световых потоков, когда фотодетектор успеваеt задержать предыдущий отсчёт к приходу последующего фотоотсчёта. Регистрация последовательности фотоотсчётов и их статистич. обработка предпринимаются для установления свойств света того или иного источника, а также свойств среды, воздействующей на проходивший через неё свет. В качестве счётчиков фотонов используют *фотоэлектронные умножители* и лавинные фотодиоды (чувствительные в видимом, УФ- и ближнем ИК-диапазонах спектра эл.-магн. излучения), фотоэлектронные умножители со сцинтилляторами (в УФ- и рентг. диапазонах); в более длинноволновом диапазоне могут использоваться атомные пучки. Выходные электроны,

импульсы в таких фотодетекторах, являющиеся откликом на фотон, имеют конечную длительность. Однако при анализе фотоотсчёты считают точечными событиями, т. е. происходящими мгновенно, ирравильный момент отсчёта, напр., к максимуму импульса. Такая идеализация позволяет рассматривать фотоотсчёты как поток точечных событий. Существенно вероятностный характер взаимодействия фотонов с атомами фотоувеличит. площадки фотодетектора приводит к тому, что момент отсчёта не детерминируется, и в результате поток фотоотсчётов имеет случайный характер.

Поток фотоотсчётов характеризуется следующими параметрами: числом отсчётов в заданном интервале времени; временным интервалом между соседними отсчётами; временем появления первого отсчёта после заданного момента времени; частотой совпадений отсчётов разных счётчиков, находящихся в одном потоке фотонов, и т. д. Многократные измерения этих характеристик с последующей статистич. обработкой позволяют установить такие свойства регистрируемого излучения, как распределения числа фотонов и интенсивности, корреляц. свойства и степень когерентности, временной ход интенсивности, а также не-р-ые другие.

Наиб. распространение получили измерения распределения числа отсчётов в заданном интервале времени от t до $t + T$: $P_m(t, T)$ — вероятность регистрации m отсчётов в интервале времени T . Связь распределения $P_m(t, T)$ с характеристиками света основывается на соотношениях *квантовой оптики*. Однако в классич. пределе, когда поток фотонов, выраженный их числом в объёме когерентности (см. *Когерентность света*), велик и излучение можно характеризовать классической (не операторной) величиной интенсивности $I(t, x, y)$ [Вт/см²] (где x, y — координаты фотоувеличит. площадки счётчика), связь $P_m(t, T)$ с характеристиками света устанавливается из простых соображений о независимости отсчётов друг от друга [4]. В этом случае распределение $P_m(t, T)$ определяется полной энергией излучения Q , улавливаемой на счётчик за время регистрации T , и квантовой эффективностью счётчика η :

$$P_m(t, T) = (m!)^{-1} (\eta Q / h\nu)^m \exp(-\eta Q / h\nu), \quad (1)$$

где

$$Q = \int_S \int_V^t \int_V^{t+T} I(t', x, y) dt' dx dy.$$

Энергия фотона $h\nu$, входящая в (1), не придаёт квантового характера этому соотношению, т. к. она появилась в (1) из определения квантовой эффективности счётчика: η есть вероятность отсчёта при падении на счётчик одного фотона, $0 < \eta \leq 1$. Если излучение освещает фотоувеличит. площадку S счётчика равномерно и с пост. интенсивностью I , то распределение числа фотоотсчётов не зависит от времени t и является пуассоновским:

$$P_m(T) = (m!)^{-1} (\eta ITS / h\nu)^m \exp(-\eta ITS / h\nu). \quad (2)$$

Величина $\eta ITS / h\nu$ определяет ср. число фотоотсчётов $\langle m \rangle = \eta ITS / h\nu$ и все высшие факториальные моменты распределения $P_m(T)$:

$$\begin{aligned} \langle m(m-1) \dots (m-k+1) \rangle &= \sum_{m \geq k} m(m-1) \dots (m-k+1) P_m(T) = \\ &= \langle m \rangle^k \equiv (\eta ITS / h\nu)^k. \end{aligned}$$

В частности, дисперсия пуассоновского распределения совпадает со ср. значением:

$$\langle \Delta m^2 \rangle \equiv \langle (m - \langle m \rangle)^2 \rangle = \langle m \rangle,$$

а относит. среднеквадратичное отклонение числа отсчётов обратно пропорционально квадратному корню из среднего:

$$\sqrt{\langle \Delta m^2 \rangle} / \langle m \rangle^2 = 1 / \sqrt{\langle m \rangle}.$$

Т. о., С. ф. детектора, равномерно освещаемого светом пост. интенсивности, совпадает со статистикой *дровового шума*.

Если интенсивность излучения флуктуирует во времени и пространстве (т. е. сама является случайным процессом), выражение для распределения фотоотсчетов включает в себя усреднение по этим флуктуациям с помощью распределения энергии излучения $P(Q)$:

$$P_m(t, T) = \int_0^{\infty} P(Q)(m!)^{-1} (\eta Q / \hbar \omega)^m \exp(-\eta Q / \hbar \omega) dQ. \quad (3)$$

Факториальные моменты распределения (3) определяются моментами распределения $P(Q)$:

$$\langle m(m-1) \dots (m-k+1) \rangle = (\eta / \hbar \omega)^k \langle Q^k \rangle \equiv \\ \equiv (\eta / \hbar \omega)^k \int_0^{\infty} P(Q) Q^k dQ,$$

и дисперсия числа отсчетов $\langle \Delta m^2 \rangle$ в этом случае больше ср. значения $\langle m \rangle$, т. е. распределение $P_m(t, T)$ в отличие от пуассоновского. Отличие распределения (3) от пуассоновского содержит информацию о характере распределения энергии света $P(Q)$ и поэтому представляет практич. ценность. Наиб. информативности достигают, когда приемная площадка счётчика меньше площади когерентности излучения, а время измерения T не превосходит времени когерентности. Тогда энергия Q практически совпадает (с точностью до множителя) с мгновенным значением интенсивности $Q \approx ITS$, и распределение фотоотсчетов содержит распределение интенсивности излучения $P(I)$:

$$P_m(T) = \int_0^{\infty} P(I)(m!)^{-1} (\eta ITS / \hbar \omega)^m \exp(-\eta ITS / \hbar \omega) dI. \quad (4)$$

Соотношение (4) используется на практике для анализа распределения интенсивности света $P(I)$ по данным о распределении фотоотсчетов. В частности, моменты распределения интенсивности рассчитываются по величинам факториальных моментов распределения отсчетов $P_m(T)$:

$$\langle I^k \rangle = \int_0^{\infty} P(I) I^k dI = \langle m(m-1) \dots (m-k+1) \rangle (\hbar \omega / \eta TS)^k.$$

Хотя полное восстановление распределения интенсивности света по данным о распределении фотоотсчетов проблематично из-за неизбежных погрешностей измерения $P_m(T)$, взаимосвязь (4) пригодна для проверки разл. статистич. гипотез о $P(I)$.

Если фотоотсчетов. площадка счётчика велика по сравнению с площадью когерентности излучения и (или) время измерения T больше времени когерентности, то это соответствует малым флуктуациям падающей энергии Q около своего ср. значения и С. ф. приближается к пуассоновской, независимо от свойств света.

Соотношения (1) — (4) связывают С. ф. $P_m(t, T)$ со свойствами излучения, если применимо классич. описание света и можно говорить об интенсивности излучения и его энергии вне связи с процессом фотодетектирования. В этом пределе С. ф. не может быть субпуассоновской, т. е. дисперсия $\langle \Delta m^2 \rangle$ не меньше ср. значения $\langle m \rangle$. Более общие квантовые соотношения, описывающие С. ф., снимают это ограничение. В квантовой оптике распределение фотоотсчетов связано с оператором плотности излучения $\hat{\rho}$ через операторы положительной \hat{E}_+ и отрицательной \hat{E}_- частотных частей эл. поля (см. *Когерентное состояние, Квантовая когерентность*) [5]:

$$P_m(t, T) = \text{Sp} \left\{ \hat{\rho} \hat{N}(m!)^{-1} \left[\eta \int_0^t \int_S \hat{E}_-(t', x, y) \hat{E}_+(t', x, y) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times dt' dx dy \right]^m \exp \left[-\eta \int_0^t \int_S \hat{E}_-(t', x, y) \hat{E}_+(t', x, y) dt' dx dy \right] \right\}, \quad (5)$$

Здесь Sp — след соответствующей матрицы, а оператор нормального упорядочения \hat{N} располагает операторы \hat{E}_- слева от оператора \hat{E}_+ . В наб. важном с практич. точки зрения случае, когда фотоотсчетов. площадка счётчика меньше площади когерентности излучения $S_{\text{ног}}$, а время T не превосходит времени когерентности $T_{\text{ног}}$, допустимо одномодовое описание светового поля в области счётчика и соотношение (5) принимает вид:

$$P_m(T) = \text{Sp} \left\{ \hat{\rho} \hat{N}(m!)^{-1} (\eta' \hat{a}^+ \hat{a}^-)^m \exp(-\eta' \hat{a}^+ \hat{a}^-) \right\} \equiv \\ \equiv \sum_{n \geq m} P_n [n! / m! (n-m)!] (\eta')^m (1 - \eta')^{n-m}, \quad (6)$$

где \hat{a}^+ и \hat{a}^- — операторы рождения и уничтожения фотонов в рассматриваемой моде, а оператор нормального упорядочения \hat{N} располагает \hat{a}^+ слева от \hat{a}^- . Выражение (6) связывает распределение фотоотсчетов $P_m(T)$ с квантовоопт. характеристикой излучения $P_n \equiv \text{Sp} \{ \hat{\rho} |n\rangle \langle n| \} \equiv \langle n | \hat{\rho} |n\rangle$ — распределение числа фотонов в объёме когерентности излучения $T_{\text{ног}} S_{\text{ног}}$. Эффективность детектирования η' в (6) отличается от физ. квантовой эффективности счётчика η множителем: $\eta' = \eta T / T_{\text{ног}} S_{\text{ног}}$. Переход от квантовых соотношений к классич. пределу осуществляется заменой $\hat{a}^+ \hat{a}^-$ на $ITS_{\text{ног}}$.

Когерентное излучение, наиб. близкое к классич. пределу, имеет пуассоновское распределение числа фотонов

$$P_n = \langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle} / n!$$

и распределение фотоотсчетов также пуассоновское:

$$P_m(T) = (\eta' \langle n \rangle)^m e^{-\eta' \langle n \rangle} / m!$$

со ср. числом отсчетов $\langle m \rangle = \eta' \langle n \rangle$.

Для света с заданным числом фотонов n_0 распределение явно не классическое: $P_n = \delta_{n, n_0}$ и распределение фотоотсчетов биномиальное:

$$P_m(T) = (\eta')^m (1 - \eta')^{n_0 - m} n_0! / (m! (n_0 - m)!), \quad m \leq n_0.$$

Такое распределение всегда субпуассоновское, поскольку его дисперсия $\langle \Delta m^2 \rangle = \eta' (1 - \eta') n_0$ меньше ср. числа отсчетов $\langle m \rangle = \eta' n_0$.

Для одномодового теплового поля вероятностное распределение задаётся степенным выражением (*Бозе — Эйнштейна статистика*):

$$P_n = \langle n \rangle^n / (1 + \langle n \rangle)^{n+1};$$

распределение фотоотсчетов также степенное:

$$P_m(T) = (\eta' \langle n \rangle)^m / (1 + \eta' \langle n \rangle)^{m+1}$$

со средним $\langle m \rangle = \eta' \langle n \rangle$.

Т. о., измерение распределения фотоотсчетов $P_m(T)$ позволяет восстанавливать распределение числа фотонов излучения P_n . Если квантовая эффективность счётчика высока $\eta \approx 1$, а $S \approx S_{\text{ног}}$ и $T \approx T_{\text{ног}}$, то распределения P_n и $P_m(T)$ мало отличаются друг от друга. Однако такие условия трудно реализовать из-за низких квантовых эффективностей счётчиков фотонов. В случае малых η восстановить P_n по распределению фотоотсчетов нетривиально вследствие ограниченной точности данных о $P_m(T)$, получаемых из измерений. Кроме того, задача усложняется др. погрешностями

счётчиков: случайными сбравываниями, не связанными с приходом фотонов (темновой ток), мёртвым временем счётчиков (несобственностью их к сбравыванию в течение некоего интервала времени после предыдущего отсчёта) и др.

С. ф. применяется в исследованиях затухания люминесценции вещества после её кратковрем. возбуждения (напр., коротким световым импульсом) методом «стартового» и «стопового» импульсов. Излучение люминесценции вещества направляется на счётчик фотонов, и в последовательности повторяющихся актов измерения регистрируется распределение интервалов времени между моментом возбуждения люминесценции («стартовый» импульс) и моментом первого отсчёта («стоповый» импульс). Взаимосвязь распределения указанных интервалов $p(T)$ с временным ходом люминесценции $I(t)$ основывается на выражении для вероятности нулевого числа фотоотсчётов (1), поскольку до первого отсчёта счётчик «молчит»:

$$P_0(0, T) = \exp\left[-\eta S \int_0^T I(t') dt'\right]. \quad (7)$$

В момент старта $t = 0$, а T — интервал времени до первого фотоотсчёта. Вероятность отсутствия фотоотсчётов (7) уменьшается с ростом T благодаря росту вероятности первого отсчёта, поэтому для распределения интервалов T по действительности справедливо:

$$p(T) \sim -\frac{\partial}{\partial T} P_0(0, T) = \\ = [\eta S I(T)/h\omega] \exp\left[-\eta S \int_0^T I(t') dt'/h\omega\right].$$

Измерения интервалов организованы так, чтобы вероятность отсчётов была мала:

$$\eta S \int_0^T I(t') dt'/h\omega \ll 1 \text{ и } \exp\left[-\eta S \int_0^T I(t') dt'/h\omega\right] \approx 1;$$

распределение интервалов $p(T)$ в этом случае просто повторяет ход затухания люминесценции: $p(T) \sim I(T)$. Метод «стартового» и «стопового» импульсов в исследованиях люминесценции веществ широко используется в связи с развитием техники лазерной генерации ультракоротких световых импульсов (длительностью $\lesssim 10^{-10}$ с), необходимых для кратковрем. возбуждения люминесценции.

Ещё одним примером использования С. ф. для изучения когерентных свойств света является опыт Брауна — Твисса (6), в к-ром анализируются совпадения фотоотсчётов двух счётчиков, расположенных в одном световом поле (см. *Интерферометр интенсивности*). В ряде случаев этот опыт позволяет измерить время когерентности излучения.

Лит.: 1) Л о у д о в а Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; 2) К л а н и о Д. Н., Физические основы квантовой электроники, М., 1986; 3) П е р и н а Я., Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений, пер. с англ., М., 1987; 4) М а н д е л Л., Fluctuations of photon beams and their correlations, «Proc. Phys. Soc.», 1958, т. 72, р. 1037; 5) то же, Fluctuations of photon beams. The Distribution of photoelectrons, «Proc. Phys. Soc.», 1959, в. 74, р. 233; 6) К е л л и Р. Л., К л е й н Е. Н., Theory of electromagnetic field measurement and photoelectron counting, «Phys. Rev.», 1964, т. А 138, р. 316; 7) Г р о в н Н. Р., Т w i s s Р. Q., Interferometry of the intensity fluctuations in light, I and II, «Proc. Roy Soc.», 1957, в. А 242, р. 300, 1958, в. А 243, р. 291.

А. В. Масолов.
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА — предположение о законе распределения изучаемых случайных величин или событий. Это понятие встречается в задаче анализа данных при статистической проверке гипотез. В теории статистич. проверки гипотез рассматриваются, как эксперим. данные могут быть использованы для выбора одной из альтернативных гипотез либо для того, чтобы подтвердить или опровергнуть теорию (гипоте-

зу). Решение принимается с помощью статистического критерия. Последний строится на анализе поведения проверочной статистики, являющейся функцией наблюдений и проверяемой гипотезы.

Лит.: М и т р о п о л с к и й А. К., Техника статистических вычислений, 2 изд., М., 1971; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

В. П. Якузов, С. В. Калмыков.
СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА — то же, что матрица плотности.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА — то же, что статистическая физика. Термин «С. м.» ввёл Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs). Иногда под С. м. в более узком смысле слова понимают те разделы статистич. физики, к-рые основаны на методе Гиббса, использующего для описания физ. систем представления о фазовом пространстве и статистических ансамблях.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — теория, описывающая свойства возбуждённых состояний ядер с помощью методов статистической физики. С. м. я. применима для достаточно больших энергий возбуждения \mathcal{E} , когда уровни составного ядра (компаунд-ядра) или перекрыты, или расположены достаточно густо, так что можно использовать понятия плотности уровней $\rho(\mathcal{E})$, ядерной темп-ры $T(\mathcal{E})$ и т. п. В случае перекрытых уровней С. м. я. применяется обычно при вычислениях характеристик, усреднённых по достаточно большому интервалу энергий возбуждения ($\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E}, \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$), в к-ром есть хотя бы нек. отдельные компаунд-ядерных состояний. Т. к. учёт взаимодействия между нуклонами не изменяет общего числа степеней свободы системы, то в качестве С. м. я. можно приближённо использовать модель ферми-газа. Для ядра с $N = Z = A/2$, где N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре, A — массовое число, в модели ферми-газа справедливы соотношения:

$$\rho(\mathcal{E}) = \frac{1}{12\pi^2} \sqrt{\frac{6}{\pi^2 \mathcal{E}}} \exp[2(\pi^2 g_F \mathcal{E}/6)^{1/2}]. \quad (1)$$

Темп-ра ядра равна обратной величине логарифмич. производной от ρ :

$$T(\mathcal{E}) = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \mathcal{E}}\right)^{-1} = \left\{ \left[(\pi^2 g_F \mathcal{E}/6)^{1/2} - 5/4 \right]^{-1} \right\}. \quad (2)$$

Здесь g_F — плотность одночастичных уровней на поверхности Ферми:

$$g_F \approx 1,5A \mathcal{E}_F, \quad (3)$$

где \mathcal{E}_F — энергия Ферми.

Условие применимости С. м. я. служит неравенство $\mathcal{E}_F A^{1/3} \ll \mathcal{E} \ll \mathcal{E}_F A^{-1}$. При этом из (2) следует: $\mathcal{E} \approx \pm 1,5 g_F T^2$. Модель ферми-газа позволяет вычислить плотность уровней ρ с фиксиров. угл. моментом I и чётностью $\pi(I^\pi)$:

$$\rho(\mathcal{E}, I^\pi) = \frac{\pi}{48\sqrt{6}} g_F (2I + 1) (g_F \hbar^2 \mathcal{E})^{1/2} [\mathcal{E} - \hbar^2 I(I+1)/2J]^{-1/2} \times \\ \times \exp\left\{2\left[\frac{\pi^2}{6} g_F \left(\mathcal{E} - \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1)\right)\right]^{1/2}\right\}. \quad (4)$$

Здесь J — твердотельный момент инерции ядра:

$$J = (2/3) \int n(r) r^2 dr, \quad (5)$$

где $n(r)$ — нуклонная плотность. Т. о., при усреднении по группе состояний с одним и тем же угл. моментом I проявляется свойство вращения, хотя каждое из них не было вращательным состоянием ядра (вращение нагретого ядра). Ядерная темп-ра определяет ширину размаха ферми-ступенек в распределении нуклонов по импульсам. Поэтому число возбуждённых нуклонов в модели ферми-газа, определяемое числом уровней в интервале $\sim T$, равно $n_{\text{возб}} \sim g_F T$. Для применимости С. м. я. необходимо условие $n_{\text{возб}} \gg 1$. Для средних и тяжёлых ядер $g_F \approx 5 - 10 \text{ МэВ}^{-1}$, так что

это условие выполняется при $T \geq 0,5-1$ Мэв, $\rho \geq 1-5$ Мэв. С. м. я. часто используют в области т. и. нейтронных резонансов $\rho \approx 8$ Мэв (см. *Нейтронная спектроскопия*).

Разл. поправки к модели ферми-газа обусловлены корреляциями нуклонов (NY -корреляции). Часто, оставляя для $\rho(\mathcal{E})$ вид (1), величину g_F считают феноменологич. параметром, отличным от значения, даваемого соотношением (3). Наиб. существ. поправки к функциональному виду (1) вызваны эффектами *сверхтекучести* и существенны для темп-р $T \Delta \approx 1$ Мэв, где Δ — энергетич. щель (см. *Сверхтекучесть атомных ядер*).

Более детальную картину статистич. свойств ядерных уровней даёт изучение корреляций между их разл. свойствами. Так, вероятность P_n того, что соседние уровни с одинаковыми l разделены интервалом s , для неважнодействующих нуклонов даётся *Пуассона распределением*:

$$P_n^0 = (1/D) \exp(-s/D), \quad (6)$$

а с учётом взаимодействия — распределением Вигнера:

$$P_n^w = (\pi s/2D^2) \exp(-\pi s^2/4D^2).$$

Здесь D — ср. расстояние между уровнями. Т. о., учёт взаимодействия приводит к «расталкиванию» уровней: $P_n^w = 0$, тогда как $P_n^0 = 1/D$.

С. м. я. широко применяются при описании *ядерных реакций*, в теории *деления ядер* и др.

Лит. см. при ст. *Ядро атомоэ.* Э. Е. Сергеевич. **СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОПТИКА** — раздел оптики, изучающий оптич. явления и процессы, для описания к-рых используются статистич. понятия и стохастич. методы анализа. С. о. включает большой круг проблем: изучение шумов и флуктуаций в источниках оптич. излучения, статистич. проблемы взаимодействия световых полей с веществом, исследование распространения оптич. волн в случайно неоднородных и турбулентных средах, статистич. проблемы приёма и обработки информации в оптич. диапазоне длин волн и т. п.

Историю развития С. о. можно условно разделить на три периода: долазерный, лазерный и постлазерный, или новейший. До создания лазеров источники света были по существу шумовыми, к-рые адекватно описываются гауссовой статистикой (см. *Белый свет*). Лазеры излучают свет, как правило, с значительно подавленными флуктуациями и во мн. случаях хорошо описываются моделью излучения с практически пост. амплитудой, но случайной фазой. Лазерные поля имеют существенно негауссовую статистику и могут быть описаны как квантовомеханически, так и полуклассически. В постлазерный период были созданы источники неклассич. световых полей; в 1977 — поля с антигруппировкой фотонов (см. *Квантовая оптика*), в 1985 — поля в квантовом сжатом состоянии (см. *Сжатое состояние света*). В зависимости от методов, применяемых для описания случайных оптич. процессов и явлений, различают волновую С. о. и квантовую С. о. Статистич. явления, связанные с регистрацией светового поля методом счётв отд. фотонов, относятся к *статистике фотоисчислений*.

Ниже рассмотрены осн. вопросы волновой С. о.; проблемы квантовой С. о. обсуждаются в ст. *Квантовая оптика, Квантовая когерентность*.

Теория когерентности. В теории когерентности статистич. свойства световых полей описываются пространственно-временными корреляц. ф-циями (ф-циями когерентности) разл. порядка (см. *Когерентность света*). Наиб. практич. интерес представляют корреляц. ф-ции 2-го порядка, к-рые непосредственно связаны с интерференционными схемами Юнга и Майкельсона,

используемыми для получения информации о пространственной и временной когерентности. Корреляц. ф-ция поля 2-го порядка исследуется амплитудной интерферометрией. Поляризац. свойства света описываются с помощью поляризац. матрицы, составленной из корреляц. ф-ций 2-го порядка между ортогональными компонентами поля. Вид корреляц. ф-ций 2-го порядка не зависит от статистики поля и определяется лишь угловым и частотным спектром излучения.

Корреляц. ф-ция поля 4-го и более высокого порядка, описывающие интерферометрию интенсивности (см. *Интерферометр интенсивности*), уже содержит информацию и о статистич. свойствах поля. Так, для полей с группировкой фотонов корреляц. ф-ция интенсивности 4-го порядка монотонно падает, а для полей с антигруппировкой фотонов эта ф-ция сначала нарастает, а затем падает. Амплитудная интерферометрия и интерферометрия интенсивности используются для спектроскопич. целей и получения информации об изображении.

Флуктуация и шумы в лазерах. Тепловые шумы оптич. резонатора и спонтанное излучение атомов (молекул) активной среды являются принципиально неустранимыми источниками шума в лазерах. Шумы приводят к естеств. флуктуациям амплитуды и фазы одночастотного и одномодового лазера, вследствие к-рых существуют предельные значения временных и пространственных статистич. характеристик лазерного излучения: естеств. ширина частотного спектра, определяемая ф-лой Шавлова — Таунса [ф-ла (8) в ст. *Лазер*]; естеств. угл. расходимость, предельная пространственная когерентность. В режиме генерации нескольких несинхронизованных (несвязанных) продольных и (или) поперечных мод статистика излучения существенно меняется: она становится практически гауссовой. Исследование флуктуаций в лазерах представляет интерес для анализа динамики его излучения; знание статистич. свойств лазерного излучения определяет возможности использования лазеров в разл. приложениях.

Нелинейная статистическая оптика. Статистич. задачи в волновой оптике могут быть связаны как со статистикой излучения (нелазерные источники, лазерное излучение с несинхронизов. модами и т. п.), так и со статистикой среды (собств. эл.-магн. флуктуации в среде, статистически неоднородные среды, кристаллич. порошки и т. п.). Случайная модуляция волн может существенно влиять на протекание нелинейных оптич. процессов, изменяя характер и эффективность взаимодействия. При наличии случайной временной модуляции существует т. н. когерентная длина, определяемая расстройкой групповых скоростей (см. *Групповая синхронизм*) и шириной спектра или временем корреляции шумовой волны, при превышении к-рого нелинейные когерентные взаимодействия становятся некогерентными. Это проявляется, напр., в темпе накопления нелинейного эффекта. В пространственных задачах когерентная длина определяется двулучепределением анизотропного нелинейного кристалла и радиусом корреляции случайной волны. При нелинейном взаимодействии случайных и шумовых волн интерес представляет реализация условий, при к-рых эффективность шумовой накачки может приближаться к эффективности монохроматич. накачки такой же ср. интенсивности или даже превышать её. Методами нелинейной оптики можно получить случайные пучки с фазой, комплексно сопряжённой с исходной (см. *Обращение еванового фронта*).

Изучение нелинейных оптич. процессов в статистически неоднородных средах позволяет определить влияние неоднородностей на эффективность процессов (генерация гармоник, параметрич. взаимодействия и т. д.) и оценить возможность подавления разл. вредных неустойчивостей (линейных и нелинейных). Последние приводят к флуктуациям коэф. нелинейной связи

волн. Флуктуация показателя преломления среды вызывают случайный сбой фазового соотношения (см. *Фазовой синхронизации*) между взаимодействующими полями и, следовательно, уменьшают эффективность нелинейной взаимодвижения.

Распространение — это световые волны в случайно неоднородных средах. Это направление С. о. обычно выделяется в самостоятельный раздел. Пространственная и временная когерентность лазерных пучков при распространении в случайно неоднородных и турбулентных средах ухудшается. Прошедшие через такие среды лазерные пучки содержат информацию о свойствах самой неоднородной среды. В связи с этим лазерное излучение широко применяется для зондирования турбулентных и рассеивающих сред. Разработаны спец. методы описания распространения лазерных пучков в таких средах. Изучение влияния турбулентной атмосферы на распространение световых пучков весьма важно также для *оптической связи и оптической локации*.

Статистика фотоотсчетов. Для регистрации слабых световых потоков применяется статистич. метод счёта фотонов. В этом методе, как и любым другим, неизбежно появление флуктуаций, обусловленных квантовой природой света. Процессы поглощения фотона атомом фотоувеличат. поверхности детектора и последующее испускание электрона, регистрируемого детектором, носят принципиально статистич. характер. При пост. интенсивности регистрируемого излучения статистика фотоотсчетов — пуассоновская; в случае флуктуирующей интенсивности распределение фотоотсчетов отличается от пуассоновского и зависит от статистич. интенсивности света. Зная распределение фотоотсчетов, можно решить обратную задачу и найти статистику регистрируемого поля (подробнее см. *Статистика фотоотсчетов*).

Лит.: А х м а н о в С. А., Ч и р к и н А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1974; Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов, под ред. Г. Камминса, Э. Пайкса, пер. с англ., М., 1978; Р ы т о в С. М., К р а в ч о в Ю. А., П л а т о н о в В. И., Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Случайные поля, М., 1978; К р о с и н с к и й В. Д., Д и о р т о П., В е р т о л о г т я М., Статистические свойства рассеянного света, пер. с англ., М., 1980; А х м а н о в С. А., П л а т о н о в В. И., Ч и р к и н А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Г у д ж и н Г. Д., Статистическая оптика, пер. с англ., М., 1988. А. С. Чиркин.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗ — задача анализа данных, в результате решения к-рой подтверждается или опровергается гипотеза. предположение (см. *Статистическая гипотеза*) о законе распределения случайной величины либо делается выбор одной из альтернативных гипотез. Решение этой задачи опирается на использование статистич. критерия, к-рый является функцией наблюдаемой случайной выборки и проверяемой гипотезы.

В. П. Жигуров, С. В. Калмыков.
СТАТИСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА — совокупность большого числа частиц (атомов, молекул и т. д.), изучаемых методами *статистической физики*. С. с. можно разделить на открытые и закрытые. Для закрытых С. с. ср. значения числа частиц, энергии, импульсы системы поддерживаются постоянными.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ СУММА — величина, обратная нормирующему множителю *канонического распределения Гиббса* в квантовой статистич. физике и равная сумме по квантовым состояниям:

$$Z = \sum_n \exp(-E_n/kT),$$

где E_n — энергия системы в квантовом состоянии n , T — абс. темп-ра. Суммирование производится по всем допустимым n (в т. ч. по состояниям с одинаковой энергией). С. с. позволяет вычислить все *потенциалы термодинамические*, в частности свободную энергию (Гельмгольца энергию) $F = -kT \ln Z$ как ф-цию темп-ры, объема и числа частиц в зависимости от потенциала взаимодействия частиц. Если известны гамма-д

тонная системы Π , то $Z = \text{Sp} \exp(-H/kT)$. Для идеального газа

$$Z = \sum_{(n_i)} \exp \left[- \sum_i n_i \epsilon_i / kT \right],$$

причём суммирование ведётся при дополнит. условии $\sum_i n_i = N$ (N — полное число частиц). Суммирование

в показателе экспоненты проводится по всем одночастичным квантовым состояниям ϵ_i с энергией ϵ_i ; $\{n_i\}$ — возможный набор значений n_i , по к-рым ведётся суммирование. Для *Бозе — Эйнштейна статистики* $n_i = 0, 1, 2, \dots$. Для *Ферми — Дирака статистики* n_i может быть 0 или 1. В классич. статистич. физике С. с. соответствует *статистической интерпретации*. Д. Н. Зубарев. **СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ** — то же, что *термодинамическая теория возмущений*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА (равновесная статистическая термодинамика) — раздел *статистической физики*, посвященный обоснованию законов *термодинамики* равновесных процессов (на основе статистич. механики Дж. У. Гиббса, J. W. Gibbs) и вычислением термодинамич. характеристик физ. систем (*потенциалы термодинамические* и др.), *уровня состояния* на основе законов взаимодействия составляющих эту системы частиц. Неравновесная С. т. даёт статистич. обоснование *термодинамики неравновесных процессов* (ур-ний переноса энергии, импульса, массы) и позволяет получить выражения для входящих в ур-ния переноса коэффициентов (кинетич. коэф.) на основе законов взаимодействия и движения частиц системы.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Статистическая физика, ч. 3, 2 изд., М., 1978; М а л е в с к и й Г. Г., Г е л е р т М. Я., Е р м. Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; З у б а р е в Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; см. также лит. при ст. *Статистическая физика*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА — раздел физики, задача к-рого — выразить свойства макроскопич. тел, т. е. системы, состоящих из очень большого числа одинаковых частиц (молекул, атомов, электронов и т. д.), через свойства этих частиц и взаимодействие между ними.

Т. о., в С. ф. используются сведения о «микроскопическом» строении тел, поэтому С. ф. является микроскопич. теорией. В этом её отличие от др. разделов физики, также изучающих макроскопич. тела: термодинамики, механики и электродинамики сплошных сред. При решении конкретных задач методами этих дисциплин и соответствующие ур-ния всегда входят неизвестные параметры или ф-ции, характеризующие данное тело. Все эти зависимости и параметры можно определить экспериментально, поэтому методы, о к-рых идёт речь, баз. феноменологическими. С. ф. позволяет, по крайней мере в принципе, а во мн. случаях и фактически, вычислить эти величины.

Если в какой-то момент времени заданы координаты и скорости всех частиц тела и известен закон их взаимодействия, то из ур-вий механики можно было бы найти координаты и скорости в любой последующий момент времени и тем самым полностью определить состояние тела. Такая же ситуация имеет место и в квантовой механике: зная начальною волновую ф-цию системы, можно, решая ур-ние Шрёдингера, найти волновую ф-цию, определяющую состояние системы во все будущие моменты времени.

Реально такой путь построения микроскопич. теории невозможен, т. к. число частиц в макроскопич. телах очень велико, а нач. координаты и скорости молекул неизвестны. Однако именно большое число частиц в макроскопич. телах приводит к появлению новых (статистич.) закономерностей в поведении таких тел. Эти закономерности выявляются после соот-

ветствующего ограничения задач теории. Характеризующие макроскопич. тела параметры испытывают с течением времени беспорядочные малые колебания (флуктуации) относительно нек-рых ср. значений. Задачей теории является вычисление этих ср. значений, а не точных значений параметров в данный момент времени. Наличие статистич. закономерностей выражается в том, что поведение ср. значений в широких пределах не зависит от конкретных нач. условий (от точных значений нач. координат и скоростей частиц). Важнейшее проявление этой закономерности — известный из опыта факт, что система, изолированная от внеш. воздействий, с течением времени приходит в нек-рое равновесное состояние (термодинамич. равновесие), свойства к-рого определяются только такими общими характеристиками нач. состояния, как число частиц, их суммарная энергия и т. н. (см. *Равновесие термодинамическое*). Процесс перехода системы в равновесное состояние наз. *релаксацией*, а характерное время этого процесса — *временем релаксации*.

Функция распределения. Рассмотрим систему, состоящую из N частиц, для простоты считая, что частицы не имеют внутр. степеней свободы. Такая система описывается заданием $6N$ переменных: $3N$ координат x_i и $3N$ импульсов p_i частиц, совокупности этих переменных сокращённо обозначим (p, x) .

Понятие *функции распределения* естественно возникает, если рассмотреть пространство $6N$ измерений, соответствующее значениям координат и импульсов частиц; оно наз. *фазовым пространством*. Каждому моменту времени t соответствуют определ. значения всех x и p , т. е. нек-рая точка в фазовом пространстве, изображающая состояние системы в данный момент. С течением времени значения x и p меняются, так что точка в фазовом пространстве движется.

Выясним ср. значение \bar{f} по заданному интервалу времени нек-рой ф-ции координат и импульсов $f(x, p)$. Для этого выберем на этом интервале s моментов времени t_s , разделённых равными промежутками, им соответств. s точек в фазовом пространстве. Разобьём всё фазовое пространство на элементы, размер к-рых мал по сравнению с характерными для системы значениями x и p , но ещё настолько велик, что в каждом из них находится много точек, изображающих состояние системы в моменты времени t_s . Тогда число таких точек в элементе объёма будет примерно пропорционально величине этого объёма $dx dp$. Если обозначить коэф. пропорциональности, т. е. плотность числа точек в пространстве, через $w(x, p)$, то число точек для элемента с центром в нек-рой точке (x, p) запишется в виде:

$$dv = sw(x, p) dx dp, \quad (1)$$

где $dx dp = dx_1 dp_1 dx_2 dp_2 \dots dx_{3N} dp_{3N}$ — объём выбранного элемента фазового пространства. Ср. значение \bar{f} , вычисленное по определению

$$\bar{f} = s^{-1} \sum_{\alpha=1}^s \int f(x(t_\alpha), p(t_\alpha)),$$

с учётом малости этих элементов объёма можно переписать как

$$\bar{f} = \int f(x, p) w(x, p) dx dp \quad (2)$$

(интегрирование по координатам производится по всему объёму системы, по импульсам — от $-\infty$ до ∞). Ф-ция $w(x, p)$ наз. *ф-цией распределения* по координатам и импульсам частиц. Поскольку полное число выбранных точек равно s , ф-ция w удовлетворяет условию нормировки:

$$\int w(x, p) dx dp = 1. \quad (3)$$

Из (2) и (3) видно, что $w dx dp$ можно рассматривать как вероятность того, что система находится в элементе $dx dp$ фазового пространства.

Если система не находится в состоянии термодинамич. равновесия, ф-ция распределения зависит, кроме x и p , от времени t . В этом случае следует считать, что интервал усреднения мал по сравнению со временем релаксации.

Введённый таким образом ф-ция распределения можно вл. и др. истолкование. Для этого рассмотрим одновременно большое число одинаковых систем и примем, что каждая точка в фазовом пространстве изображает состояние одной такой системы. Тогда усреднение по времени можно понимать как усреднение по совокупности этих систем, или, как говорят, по *статистическому ансамблю*.

Распределение Гиббса. Проведённые до сих пор рассуждения носили формальный характер, т. к. нахождение ф-ции распределения, согласно (1), требует знания всех x и p во все моменты времени, т. е. решения у-ний движения с соответствующими нач. условиями. Осн. положением С. ф. является утверждение о возможности из общих соображений определить эту ф-цию для системы, находящейся в состоянии термодинамич. равновесия. Прежде всего, исходя из сохранения числа частиц при движении, можно показать, что ф-ция распределения является интегралом движения системы (см. *Лиувилля теорема*).

При движении замкнутой системы её энергия не меняется, поэтому все точки в фазовом пространстве, изображающие состояние системы в разные моменты времени, должны лежать на нек-рой гиперповерхности, соответствующей нач. значению энергии E . У-ние этой поверхности имеет вид $H(x, p) = E$, где $H(x, p)$ — *Гамильтона функция* системы. Движение системы из мн. частиц носит крайне запутанный характер, поэтому с течением времени точки, описывающие состояние, распределяются по поверхности пост. энергии равномерно (см. также *Эргодическая гипотеза*). Такое равномерное распределение описывают ф-цией распределения

$$w(x, p) = \delta[H(x, p) - E], \quad (4)$$

где $\delta[H(x, p) - E]$ — дельта-функция, отличная от нуля только при $H = E$, A — постоянная, определяемая из условия нормировки (3). Ф-ция распределения (4), соответствующая *микромеханическому распределению Гиббса*, позволяет вычислять ср. значения всех физ. величин по ф-ле (2), не решая у-ний движения.

При выводе выражения (4) предполагалось, что единственная сохраняющаяся величина, от к-рой зависит w , — это энергия системы. Разумеется, сохраняются также импульс и момент импульса, но эти величины можно исключить, предположив, что рассматриваемое тело заключено в неподвижный ящик, к-рому частицы могут отдавать импульс и момент.

Фактически в С. ф. обычно рассматривают не замкнутые системы, а макроскопич. тела, являющиеся малыми макроскопич. частями, или подсистемами, к.-л. замкнутой системы. Ф-ция распределения для подсистемы отлична от (4), но не зависит от конкретного вида остальной части системы, т. н. термостата. Для определения ф-ции распределения подсистемы необходимо проинтегрировать ф-лу (4) по импульсам и координатам частиц термостата. Такое интегрирование можно произвести, учитывая малость энергии подсистемы по сравнению с энергией термостата. В результате для ф-ции распределения подсистемы получаются выражения

$$w(x, p) = \exp\{[F - H(x, p)]/kT\}, \quad (5)$$

величина T в этой ф-ле имеет смысл темп-ры. Нормировочный коэф. $\exp(F/kT)$ определяется из условия нормировки (3):

$$\exp(-F/kT) = Z = \int \exp[-H(x, p)/kT] dx dp. \quad (6)$$

Распределение (5) наз. *каноническим распределением Гиббса* или просто *канонич. распределением* (см. *Гиббса распределение*), а величина Z — статистич. интегралом. В отличие от микроканонич. распределения, в канонич. распределении энергия системы ее задана. Состояния системы сосредоточены в тонком слое конечной толщины вокруг энергетич. поверхности, соответствующей ср. значению энергии, что означает возможность обмена энергией с термостатом. В остальном в применении к определ. макроскопич. телу оба распределения приводят по существу к одним и тем же результатам. Различие состоит лишь в том, что при использовании микроканонич. распределения все ср. значения оказываются выраженными через энергию тела, а при использовании канонич. распределения — через темп-ру.

Если тело состоит из двух взаимодействующих частей 1 и 2 с ф-циями Гамильтона H_1 и H_2 , то для всего тела $H = H_1 + H_2$ и, согласно (5), ф-ция распределения тела разбивается на произведение ф-ций распределения для каждой из частей, так что эти части оказываются статистически независимыми. Это требование вместе с теоремой Лиувилля можно положить в основу вывода распределения Гиббса, не обращаясь к микроканонич. распределению.

До сих пор мы говорили о системах, описываемых классич. механикой. В квантовой механике роль ф-ции распределения играет *статистический оператор* (статистич. матрица) $\rho(x, x')$. Ср. значения физ. величин выражаются через него ф-лой, аналогичной ф-ле (2) классич. теории:

$$f = \int \hat{f} \rho(x, x') dx,$$

где \hat{f} — квантовомеханич. оператор величины f , действующий на координаты x . Характерной особенностью квантовой механики является дискретность энергетич. спектра системы конечного объема. Вероятности того, что подсистема находится в квантовом состоянии с энергией E_n , в термодинамич. равновесии определяются ф-лой, аналогичной (5):

$$w_n = \exp\{-(E_n - E_0)/kT\}, \quad (7)$$

причем условие нормировки $\sum_n w_n = 1$ можно переписать в виде:

$$\exp(-F/kT) = Z = \sum_n \exp(-E_n/kT). \quad (8)$$

Величина Z наз. *статистической суммой* системы; сумма в выражении (8) берется по всем состояниям системы. В операторном виде ф-лу (8) можно переписать как $Z = \text{Sp} \exp(-\hat{H}/kT)$, где \hat{H} — *гамильтониан* подсистемы.

Энергетич. спектр макроскопич. тела фактически является очень густым, поэтому целесообразно в ф-ле (8) перейти от суммирования к интегрированию, введя плотность числа состояний $g(E)$, так что $g(E)dE$ есть число состояний в интервале энергий dE , тогда

$$Z = \int_0^{\infty} g(E) \exp(-E/kT) dE.$$

Статистич. матрица в состоянии равновесия имеет вид:

$$\rho(x, x') = \sum_n w_n \Psi_n(x) \Psi_n^*(x'),$$

где $\Psi_n(x)$ — волновая ф-ция стационарного состояния подсистемы с энергией E_n .

Для системы, с достаточной точностью описываемой классич. механикой, в ф-ле (8) можно перейти от суммирования по состояниям к интегрированию по координатам и импульсам системы. При этом на каждое квантовое состояние приходится в фазовом пространстве «ячейка» объемом h^{3N} . Иными словами, суммирование по N сводится к интегрированию по $dx dp/h^{3N}$. Следует также учесть, что ввиду тождественности частиц в квантовой механике при их перестановке состояние системы не меняется. Поэтому, если интегрировать по всем x и p , необходимо поделить интеграл на число перестановок из N частиц, т. е. на $N!$. Окончательно классич. предел для статистич. суммы имеет следующий вид:

$$\exp(-F/kT) = Z = (N! h^{3N})^{-1} \int \exp[-H(x, p)/kT] dx dp, \quad (9)$$

отличающийся множителем от чисто классич. выражения (6), что приводит к дополнит. слагаемому в ф-ле для F .

Приведенные ф-лы относятся к случаю, когда число частиц в подсистеме задано. Если выбрать в качестве подсистемы определ. элемент объема всей системы, через поверхность k -рого частицы могут покидать подсистему и возвращаться в нее, то вероятность нахождения подсистемы в состоянии с энергией E_n и числом частиц N_n определяется большим каноническим распределением Гиббса:

$$w_n = \exp\{(\Omega - E_n - \mu N_n)/kT\},$$

в к-ром имеется дополнит. параметр μ — хим. потенциал, определяющий ср. число частиц в подсистеме, а величина Ω определяется из условия нормировки:

$$\exp(\Omega/kT) = \sum_n \exp[-(E_n - \mu N_n)/kT]. \quad (10)$$

Статистическое использование термодинамики. Важнейший результат С. ф. — установление статистич. смысла термодинамич. величин. Это даёт возможность вывести законы *термодинамики* из ав. представлений С. ф. и вычислять термодинамич. величины для конкретных систем. Прежде всего термодинамич. внутр. энергии отождествляется со ср. энергией системы. *Первое начало термодинамики* получает тогда использование как выражение закона сохранения энергии при движении составляющих тело частиц.

Далее, пусть гамильтониан \hat{H} системы зависит от нек-рого параметра λ (координаты стенки сосуда, в к-рый заключена система, внеш. поля и т. п.). Тогда производная $\partial \hat{H} / \partial \lambda$ является оператором *обобщенной силы*, соответствующей этому параметру, а величина $(\partial \hat{H} / \partial \lambda) d\lambda = \sum_n (\partial E_n / \partial \lambda) w_n d\lambda$ равна механич. работе,

совершаемой над системой при изменении этого параметра. Если продифференцировать выражение $\bar{E} = \sum_n E_n w_n$

для ср. энергии \bar{E} системы с учётом ф-лы (7) и условия нормировки и считать λ и T переменными, а величину F — ф-цией этих переменных, то получим тождество:

$$d\bar{E} = (\partial \hat{H} / \partial \lambda) d\lambda - T d(\partial F / \partial \lambda).$$

Как отмечено выше, первое слагаемое справа равно ср. работе dA , совершаемой над телом, тогда второе слагаемое представляет получаемую телом теплоту. Сравняв это выражение с соотношением

$$d\bar{E} = dA + T dS,$$

представляющим собой объединённую запись 1-го и 2-го начала термодинамики (см. *Второе начало термодинамики*) для обратимых процессов, находим, что

величина T в ф-ле (7) равна абс. темп-ре тела, а производная dF/dT — вытот с обратным знаком энтропии S . Следовательно, F — свободная энергия тела, что и выявляет её статистич. смысл. Аналогично условию нормировки (10) в большом канонич. распределении определяют термодинамич. потенциал Ω , связанный со свободной энергией соотношением: $\Omega = F - \mu N$.

Особое значение имеет статистич. использование энтропии, к-рое следует из ф-лы (8). Формально суммирование в этой ф-ле производится по всем состояниям с энергией E_n , но фактически существенно лишь относительно небольшое их число с энергией вблизи ср. энергии. Число Δn этих состояний поэтому естественно определить, ограничив суммирование в ф-ле (8) интервалом ΔE , заменив E_n на ср. энергию \bar{E} и вынося экспоненту из-под знака суммы. Тогда сумма даст Δn и ф-ла (8) примет вид: $\exp[-(F - \bar{E})/kT] = \Delta n$. С др. стороны, согласно термодинамике, $F = E - TS$, что даёт связь энтропии с числом микроскопич. состояний, иначе говоря, со *статистическим весом* макроскопич. состояния, пропорциональным его вероятности:

$$S = k \ln \Delta n. \quad (11)$$

При темп-ре абс. нуля любая система находится в определённом (основном) состоянии, так что $\Delta n = 1$, $S = 0$. Это утверждение выражает собой *третье начало термодинамики*. Здесь существенно, что для однозначного определения энтропии нужно пользоваться именно квантовой ф-лой (9); в чисто классической С. ф. энтропия определена только с точностью до произвольного слагаемого.

Смысл энтропии как меры вероятности состояния сохраняется и для неравновесных состояний. В этом случае ф-лу (11) следует рассматривать как общее определение энтропии состояния. Ясно, что в природе «самопроизвольно» (т. е. в замкнутой системе) могут идти лишь процессы, приводящие к увеличению вероятности состояния. Обратные процессы являются крайне маловероятными. [Энтропия системы пропорциональна числу частиц в ней, поэтому статистич. веса двух физических достаточно близких состояний, будучи пропорциональны $\exp(-S/k)$, различаются очень сильно.] Это даёт статистич. обоснование закону возрастания энтропии, согласно к-рому энтропия замкнутой системы может только увеличиваться. В состоянии равновесия энтропия имеет максимально возможное в данных внеш. условиях значение. Следовательно, равновесное состояние является состоянием с макс. статистич. весом, т. е. наиб. вероятным состоянием.

Из определения (11) следует, что энтропия аддитивна, т. е. энтропия тела, состоящего из слабовзаимодействующих частей, равна сумме энтропий этих частей. Это даёт возможность вычислить энтропию в важном случае, когда тело состоит из частей, к-рые находятся в равновесии сами по себе, но не друг с другом. Отметим, что ф-лы С. ф., будучи справедливы для систем из большого числа частиц, подразумевают переход к *термодинамическому пределу*, когда число частиц в теле N и объём V стремятся к бесконечности, а плотность N/V остаётся конечной. Именно в этом пределе термодинамич. потенциалы, определяемые распределением Гиббса, оказываются пропорциональными объёму.

Несмотря на ясность ф-л. основ С. ф., стремление дать ей строгое матем. обоснование поставило ряд важных и трудных матем. проблем. Напр., обоснование распределения (4) требует доказательства *эргодической гипотезы*. Методически интересен вопрос об устойчивости осн. состояния системы из большого числа частиц (электронов и ядер), взаимодействующих по закону Кулона. Процессы релаксации неравновесных состояний связаны с неустойчивостью фазаовых траекторий механ. систем, состоящей в том, что проходящие

через две близкие точки фазового пространства траектории экспоненциально расходятся по мере удаления от этих точек.

Внешние поля. Ф-ла (8), связывающая свободную энергию F со статистич. суммой, является основой для вычисления термодинамич. величин методами С. ф. Эту ф-лу используют, в частности, для построения статистич. теории электрич. и магн. свойств веществ. Напр., для вычисления магн. момента тела в магн. поле H следует вычислить статистич. сумму и свободную энергию. Магн. момент M тела выражается тогда ф-лой: $M = -dF/dH$.

При наличии слабого гравитац. поля требование максимильности энтропии приводит к след. условию равновесия:

$$\mu + m\phi = \text{const},$$

где ϕ — гравитац. потенциал, m — масса частицы. Это ур-ние описывает, напр., изменение плотности тела под действием гравитац. сил. Интересные явления должны наблюдаться в сильных гравитац. полях, когда существенны релятивистские эффекты. В таких полях, согласно общей теории относительности, в состоянии равновесия от координат зависит не только плотность, но и темп-ра тела. Известное изменение представлений С. ф. требуется, по-видимому, для последоват. описания чёрных дыр — тел, гравитац. поле к-рых настолько сильно, что световые лучи не могут выйти из их внутр. областей в окружающее пространство. Чёрная дыра испускает излучение, темп-ра к-рого однозначно связана с её радиусом. Суммарная площадь поверхности чёрных дыр может подобно энтропии только увеличиваться, чем устанавливается глубокая, но не вполне ясная связь тютюжения с законом возрастания энтропии.

Иерархия функций распределения. Кроме N -частичной ф-ции распределения w , определяемой ф-лой (1), можно ввести ф-ции более низкого порядка, получающиеся из w интегрированием по части переменных. Так, интегрируя по координатам и импульсам всех частиц, кроме одной, получаем одночастичную ф-цию $w^{(1)}(r, p, t)$, по переменным всех частиц, кроме двух, — двухчастичную ф-цию $w^{(2)}(r_1, r_2, p_1, p_2, t)$ и т. д. В состоянии равновесия, согласно ф-ле (5), зависимость w от импульсов очевидна и достаточно рассматривать лишь координатные зависимости, т. е. ф-цию $f^{(1)}(r)$, к-рая сводится для однородного тела и отсутствие внеш. поля к постоянной, $f^{(2)}(r_1, r_2)$, $f^{(3)}(r_1, r_2, r_3)$ и т. д. Все эти ф-ции стремятся при больших значениях аргументов к постоянной, к-рые можно выбрать равными 1. Существует цепочка ур-ний, связывающих ф-ции порядка i и $i+1$ (см. *Боголюбова уравнения*). Напр., для частиц, взаимодействие к-рых описывается парной потенциальной энергией $u(r)$, дифференцируя ф-лу (5) по r_2 и интегрируя по всем переменным, кроме r_1 и r_3 , получаем ур-ние

$$\frac{\partial f^{(2)}(r_1, r_2)}{\partial r_2} = -\frac{f^{(2)}(r_1, r_2)}{kT} \frac{\partial u(r_1 - r_2)}{\partial r_2} - \frac{N}{kT} \int \frac{\partial u(r_1 - r_3)}{\partial r_2} f^{(3)}(r_1, r_2, r_3) dr_3. \quad (12)$$

Если на основании допущен. соображений, связанных со спецификой конкретной проблемы, выразить $f^{(2)}$ через $f^{(1)}$, последнюю можно определить из (12). Статистич. сумма Z после этого определяется через $f^{(2)}$ простым интегрированием. В неравновесном случае аналогичные соотношения, содержащие производные по времени, можно получить для ф-ций $w^{(1)}$, $w^{(2)}$ и т. д.

Флуктуации. В основе С. ф. лежит тот факт, что физ. величинам, характеризующим макроскопич. тела, с большой точностью равны своим ср. значениям. Это равенство является всё же приближенным. В действительности все величины испытывают малые беспорядочные отклонения от ср. значений — *флуктуации*. Существо-

вание флуктуаций имеет принципиальное значение, т. к. доказывает статист. характер термодинамик. закономерностей. Кроме того, флуктуации играют роль шума, ограничивающего точность физ. измерений. Флуктуации нек-рой величины x около её ср. значения \bar{x} характеризуются ср. квадратом флуктуации $(\Delta x)^2 = (x - \bar{x})^2 = x^2 - (\bar{x})^2$. В подавляющем большинстве случаев величина x испытывает флуктуации порядка $(|\Delta x|)^{1/2}$; существенно большие флуктуации встречаются крайне редко. Знание ф-ции распределения системы позволяет вычислить ср. квадрат флуктуации точно так же, как и ср. значение любой физ. величины. Малые флуктуации термодинамик. величин можно вычислять, используя статистич. истолкование энтропии. Согласно ф-ле (11), вероятность неравновесного состояния системы с энтропией S пропорциональна $\exp(S/k)$. Это приводит к равенству

$$(\Delta x)^2 = \{(\partial^2 S / \partial x^2)_{x=\bar{x}}\}^{-1}.$$

Напр., для ср. квадратов флуктуаций объёма и темп-ры тела получим:

$$(\Delta V)^2 = -kT(\partial V / \partial P)_T, \quad \overline{\Delta T^2} = kT^2/c_V.$$

Из этих ф-л видно, что отност. флуктуации объёма и флуктуация темп-ры обратно пропорциональны $N^{1/2}$, где N — число частиц в теле. Это и обеспечивает малость флуктуаций для макроскопич. тел. Связь между флуктуациями разл. величин x_i, x_k характеризуется ф-цией $\Delta x_i \Delta x_k$. Если флуктуации величин x_i и x_k статистически независимы, то $\Delta x_i \Delta x_k = \overline{\Delta x_i} \overline{\Delta x_k} = 0$.

Под x_i и x_k можно понимать и значения одной и той же величины, напр. плотности, в разл. точках пространства. Т. о., приходим к пространственной корреляционной функции плотности:

$$\langle (n_1 - \bar{n})(n_2 - \bar{n}) \rangle = \bar{n}^2 [f^{(2)}(r_1 - r_2) - 1], \quad r_1 \neq r_2,$$

где n_1 и n_2 — значения плотности числа частиц в точках r_1 и r_2 , \bar{n} — ср. значение плотности, $f^{(2)}$ — введенная выше двухчастичная ф-ция распределения. С увеличением расстояния между точками корреляц. ф-ция стремится к нулю (обычно экспоненциально), т. к. флуктуации в дальних точках пространства происходят независимо. Расстояние, на к-ром эта ф-ция существенно убывает, наз. корреляц. радиусом.

Закон равнораспределения. Приложения С. ф. к изучению свойств конкретных систем сводятся к приближенному вычислению статист. сумм с учётом специфич. свойств системы. Во мн. случаях эта задача упрощается применением закона равнораспределения по степеням свободы, утверждающего, что теплёмкость c_V (при пост. объёме V) системы взаимодействующих частиц, совершающих гармонич. колебания, равна:

$$c_V = k(n + 1/2),$$

где l — общее число поступат. и вращат. степеней свободы, n — число колебат. степеней свободы. Доказательство закона основано на том, что ф-ция Гамильтона H такой системы имеет вид: $H = K(p_i) + u(x_m)$, где кинетич. энергия K — однородная квадратичная ф-ция от $l + 1$ импульсов p_i , а потенциальная энергия u — квадратичная ф-ция от l и потен. координат x_m . В статистич. интеграле (8) интегрирование по колебат. координатам ввиду быстрой сходимости интеграла можно распространить от $-\infty$ до $+\infty$. После этого легко показать, что внутр. энергия линейно зависит от темп-ры, откуда следует приведенное выражение для теплёмкости. Отметим, что закон равнораспределения верен только в классической С. ф.

Идеальный газ. Простейшим объектом исследования в С. ф. является идеальный газ, т. е. газ настолько разреженный, что можно пренебречь взаимодействием меж-

ду его молекулами. Энергия такого газа равна просто сумме энергий отд. молекул. В классической С. ф. это означает, что ф-ция распределения распадается на произведение ф-ций распределения для отд. молекул. В дальнейшем для простоты рассматривается одноатомный газ. Энергия атома во внеш. поле с потенциальной энергией $u(r)$ равна $p^2/2m + u(r)$. Интегрируя ф-лу (5) по координатам x_i и импульсам p_i всех атомов, кроме одного, находим число атомов, импульсы к-рых лежат в элементе объёма импульсного пространства dp , а координаты — в элементе объёма dx :

$$dN = C \exp[-(p^2/2m + u(r))/kT] dp dx. \quad (13)$$

Эту ф-лу называют распределением Максвелла — Больцмана (см. *Больцмана статистика*). Статистич. интеграл (9) идеального классич. газа также распадается на произведение членов, соответствующих отд. атомам. При этом, однако, нужно учесть, что осн. состояние атома может быть вырождено, т. е. г. состояний могут иметь одинаковую энергию. Это приводит к появлению дополнит. множителя g^N в статистич. сумме. Обобщательно свободная энергия N атомов газа равна:

$$F = -NkT \ln \{ (mkT/2\pi\hbar^2)^{3/2} eVg/N \},$$

здесь V — объём газа, g — осн. значение натуральных логарифмов. При высоких темп-рах $g = (2J + 1)(2L + 1)$, где J — величина спина, а L — орбитальный момента атома (в единицах \hbar). Из выражения для свободной энергии следует, что зависимость давления P идеального газа от плотности числа частиц (N/V) и темп-ры имеет вид: $PV = NkT$. Для внутр. энергии одноатомного газа, его теплёмкости при пост. объёме и хим. потенциала получим:

$$E = 3NkT/2, \quad c_V = 3k/2,$$

$$\mu = kT \ln \{ [2\pi\hbar^2/mkT]^{3/2} N/gV \}.$$

Характерно, что даже для невырожденного (т. е. с достаточной точностью подчиняющегося классич. механике) газа выражения для свободной энергии и хим. потенциала содержат постоянную Планка \hbar . Это обусловлено отмеченной ранее связью энтропии с количеством числа квантовых состояний.

В случае двухатомных и многоатомных газов вклад в термодинамик. ф-ции вносят также колебания и вращение молекул.

Неидеальный газ. Важное достижение С. ф. — вычисление поправок к термодинамик. величинам газа, связанных с взаимодействием между его частицами. С этой точки зрения *уравнение состояния* идеального газа является первым членом разложения давления реального газа по степеням плотности числа частиц, поскольку всякий газ при достаточно малой плотности ведёт себя как идеальный. С повышением плотности начинают играть роль поправки к ур-нию состояния, связанные с взаимодействием, так что давление описывается *виртуальным разложением*:

$$P = (NkT/V) [1 + B(T)N/V + C(T)(N/V)^2 + \dots]. \quad (14)$$

Для нахождения второго виртуального коэффициента $B(T)$ одноатомного газа достаточно считать, что в газе одновременно взаимодействуют только два атома. Задача сводится в таком случае к вычислению статистич. суммы двух атомов с энергией взаимодействия $u(r)$, в результате

$$B(T) = 2\pi \int_0^\infty [1 - \exp(-u(r)/kT)] r^2 dr. \quad (15)$$

По порядку величины B равен r_0^2 , где r_0 — характерный размер атома, или, точнее, радиус действия меж-

атомных сил. Это означает, что ряд (14) фактически представляет собой разложение по степеням безразмерного газового параметра $\eta = r_s^3 N/V$.

Плазма. Особый случай неидеального газа представляет собой плазма — частично или полностью ионизов. газ, в к-ром имеются свободные электроны и ионы. При вычислении поправок к термодинамич. ф-циям плазмы существенно, что электроны и ионы взаимодействуют электростатически (по закону Кулона). Кулоновские силы медленно убывают с расстоянием, поэтому интеграл во втором вириальном коэф. ф-лы (15) расходитс. на больших расстояниях r между частицами. В действительности под влиянием кулоновских сил распределение ионов и электронов в плазме изменяется т. о., что поле каждой частицы экранируется, т. е. быстро убывает на расстояния, называемое *дебиевским радиусом экранирования* и равном по порядку величин

$$r_D \sim (kTV/e^2N)^{1/2},$$

где N — число электронов, e — заряд электрона. Все частицы, находящиеся внутри сферы дебиевского радиуса, одновременно принимают участие во взаимодействии, поэтому первая поправка к давлению пропорциональна не $(N/V)^2$, как в обычном газе, а более низкой степени плотности $(N/V)^{3/2}$. Количеств. расчёт основан на том, что частицы распределены в поле выбранного электрона (или иона) согласно распределению Больцмана. В результате ур-ние состояния имеет вид:

$$P = 2NkT/V - (e^2/3)(\pi/kT)^{3/2}(2N/V)^{3/2},$$

если в плазме имеются только одновалентные ионы. Такого же рода поправки возникают и в термодинамич. ф-циях з л е к т р о л и т о в, в к-рых имеются свободные ионы растворённых веществ.

Жидкости. В отличие от газа, для жидкости связанные с взаимодействием члены в ур-нии состояния не малы. Поэтому свойства жидкости сильно зависят от конкретного характера взаимодействия между её молекулами. В теории жидкости вообще отсутствует малый параметр, к-рый можно было бы использовать для упрощения теории. Невозможно получить к-л. аналитич. ф-лы для термодинамич. величин жидкости. Одним из способов преодоления этой трудности является изучение системы, состоящей из сравнительно небольшого числа частиц (~кисл. тысяч). В этом случае, используя ЭВМ, можно провести прямое решение ур-ний движения частиц и определить таким способом ср. значения всех характеризующих систему величин без доп. предположений (см. *Молекулярной динамики метод*). Удаётся исследовать и процесс приближения такой системы к состоянию равновесия. Можно также найти статистич. интеграл для такой системы из небольшого числа частиц, вычислив на ЭВМ соответствующие интегралы (обычно при этом используют *Монте-Карло метод*). Полученные этими способами результаты имеют, однако, малую точность в приложении к реальным жидкостям из-за малого числа частиц в системе.

Ещё один способ построения теории жидкости основан на использовании ур-ния (12), связанного двух- и трёхчастичные ф-ции распределения. В теории жидкости это точное соотношение дополняют иск-рым приближёнными ф-лами, выражающими трёхчастичную ф-цию через двухчастичную. В результате получают ур-ние для двухчастичной ф-ции, к-рое решают численно. Дополнит. соотношения находят на основании правдоподобных физ. соображений, они носят интеграл. характер, так что основанные на них теории могут претендовать лишь на ограниченную точность. Тем не менее даже такое описание имеет важное значение, поскольку в нём проявляется общность законов С. ф. (см. также *Жидкость, Гиперцепное уравнение, Перкуса — Йосефа уравнение*).

Вырожденные газы. Если понижать темп-ру газа при пост. плотности, начинают проявляться квантосомаинч. эффекты, связанные со свойствами симметрии волновых ф-ций системы тождественных частиц, т. е. газ вырождается. Это вырождение наступает при темп-рах, когда длина волны де Бройля для частиц, движущихся с тепловой скоростью, становится порядка ср. расстояния между ними (см. *Квантовый газ*).

Для частиц с полужелым спином волновая ф-ция должна менять знак при перестановке любой пары частиц, поэтому в одном квантовом состоянии не может находиться больше одной частицы (*Паули принцип*). Кол-во частиц с целым спином в одном состоянии может быть любым, но требуемая в этом случае неизменность волновой ф-ции при перестановке частиц и здесь приводит к изменению статистич. свойств газа. Частицы с полужелым спином описываются *Ферми — Дирака статистикой*, их называют фермионами. К фермионам относятся, напр., электроны, протоны, нейтроны, атомы дейтерия, атомы ^3He . Частицы с целым спином (бозоны) описываются *Бозе — Эйнштейна статистикой*. К ним относятся, напр., атомы H , ^4He , кванты света — фотоны.

Пусть ср. число частиц газа в единице объёма с импульсами, лежащими в интервале dp , есть $n_p dp/dh^3$, так что n_p — число частиц в одной ячейке фазового пространства. Тогда из распределения Гиббса следует, что для идеальных газов фермионов (верхний знак) и бозонов (нижний знак)

$$n_p = \{\exp\{[-\mu - \epsilon_p]/kT\} \pm 1\}^{-1}. \quad (16)$$

В этой ф-ле $\epsilon = p^2/2m$ — энергия частицы с импульсом p , μ — хим. потенциал, определяемый из условия постоянства числа частиц N в системе:

$$h^{-3} \int n_p dp = N/V.$$

Ф-ла (16) переходит в ф-лу распределения Больцмана (13) при $T \gg (N/V)^{1/3} h^2/mk$; величина справа наз. темп-рой вырождения.

В случае фермионов, как и должно быть, $n_p \leq 1$, поэтому частицы ферми-газа и при $T = 0$ обладают отличными от нуля импульсами, поскольку в состоянии с нулевым импульсом может находиться только одна частица. Точнее, при $T = 0$ для ферми-газа $n_p = 1$ внутри *ферми-поверхности* — сферы в импульсном пространстве с радиусом $p_0 = \hbar(6\pi^2 N/V)^{1/3}$; вне этой сферы $n_p = 0$. При конечных, но низких темп-рах n_p меняется от 1 внутри сферы до нуля вне сферы постепенно, причём ширина переходной области $\sim mkT/p_0$. Величина n_p для ферми-газа как ф-ция от энергии ϵ изображена схематически на рис. 1 ($\epsilon_0 = p_0^2/2m$). При изменении

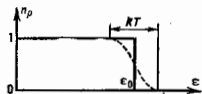


Рис. 1. Функция распределения Ферми — Дирака.

темп-ры газа меняется состояние частиц только в этом переходном слое, поэтому теплоёмкость ферми-газа при низких темп-рах пропорциональна T и равна: $c = (g\mu N/6V)^{1/3} mkT/k^2$.

В бозе-газе при $T = 0$ все частицы находятся в состоянии с нулевым импульсом. При достаточно низких темп-рах в состоянии $p = 0$ находится конечная доля всех частиц; эти частицы образуют т. н. бозе-эйнштейновский конденсат. Остальные частицы находятся в состоянии $p \neq 0$, причём их число определяется ф-лой (16) с $\mu = 0$. При темп-ре $T_c = (N/V)^{1/3} 3Z\pi^2/mk$ в бозе-газе происходит *фазовый переход*. Доля частиц с нулевым импульсом обращается в нуль, *Бозе — Эйнштейна конденсация* исчезает. Схематически ф-ции

распределения Максвелла, Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна (при $T > T_c$) изображены на рис. 2.

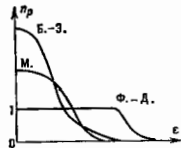


Рис. 2. Сравнение функций распределения: Максвелла (М.), Ферми — Дирака (Ф.—Д.), Бозе — Эйнштейна (Б.—Э.).

Особым случаем применения статистики Бозе — Эйнштейна является равновесное эл.-магн. излучение, к-рое можно рассматривать как газ, состоящий из фотонов. Энергия фотона связана с его импульсом соотношением $\epsilon = pc$, где c — скорость света в вакууме. Число фотонов не является заданной величиной, а само определяется из условия термодинамич. равновесия, поэтому их распределение по импульсам даётся ф-лой (16) с $\mu = 0$ (причём $\epsilon = pc$). Т. о. получается ф-ла Планка для спектра равновесного (чёрного) излучения (см. *Планка закон излучения*).

Кванзапчасти. Вблизи абс. нуля темп-ры гл. вклад в статист. сумму вносят слабообужденные квантовые состояния, близкие по энергии к основному. Вычисление энергии осн. состояния является чисто квантомеханич. задачей, предметом *квантовой теории многих частиц*. Тепловое движение в таких условиях можно описать как появление в системе слабо-взаимодействующих *кванзапчастиц* (элементарных возбудений), обладающих энергией ϵ и импульсом (в кристаллах — квазиимпульсом) p . Зная зависимость $\epsilon(p)$, можно вычислить зависящую от темп-ры часть термодинамич. ф-ций по ф-лам для идеального ферми-ида бозе-газа в зависимости от статистики кванзапчасти. Особенно важно, что бозевские кванзапчасти с малыми p можно рассматривать как кванты длинноволновых колебаний, описываемых макроскопич. ур-ниями. Так, в кристаллах (и бозе-жидкостях) существуют фононы (кванты звука), в магнетиках — магныны (кванты колебаний магн. момента).

Особые типы кванзапчастиц существуют в двумерных и одномерных системах. В плоской кристаллич. плёнке их роль играют дислокации, в плёнках Не — вихревые нити, в полимерных нитях — солитоны и доменные стенки. В трёхмерных телах эти объекты имеют большую энергию и не вносят вклада в термодинамич. ф-ции.

Неидеальные выроджденные газы. Исследование свойств таких газов при условии малости газового параметра η представляет осн. интерес. В фермионовском газе поправка к энергии осн. состояния оказывается $\sim \eta^{1/2}$. Спектр кванзапчасти в случае газа с отталкиваемым межд. частицами совпадает (с точностью до поправки $\sim \eta^{1/2}$) со спектром свободных частиц. В спектре газа с притяжением между частицами возникает экспоненциально малая (по параметру $\eta^{1/2}$) доля, что связано со *сверхтекучестью* (см. также *Сверхпроводимость*), и появляется фононная ветвь. Энергия осн. состояния, равная нулю у идеального бозе-газа, составляет $\sim (N/V)^{1/3} \eta^{1/2} N \eta^{1/2}$ для неидеального. Спектр кванзапчасти при малых η является фононным, а при больших η переходит в спектр свободных частиц (см. также *Квантовая жидкость*).

Кристаллическая решётка. Атомы в решётке совершают малые колебания около своих положений равновесия. Это означает, что их тепловое движение можно рассматривать как совокупность кванзапчастиц (фононов) при всех (а не только низких) темп-рах (см. *Колебания кристаллической решётки*). Распределение фононов, как и фотонов, даётся ф-лой (16) с $\mu = 0$. При низких темп-рах существуют лишь длинноволновые

фононы, к-рые представляют собой кванты звуковых волн, описываемых ур-ниями теории упругости. Зависимость $\epsilon(p)$ для них линейна, поэтому теплоёмкость кристаллич. решётки пропорциональна T^3 . При высоких темп-рах можно пользоваться законом равномерного распределения энергии по степеням свободы, так что теплоёмкость не зависит от темп-ры и равна $3Nk$, где N — число атомов в кристалле. Зависимость $\epsilon(p)$ при произвольных p можно определить из опытов по неупругому рассеянию нейтронов в кристалле или вычислить теоретически, задавая значения «силовых констант», определяющих взаимодействие атомов в решётках. Новые проблемы встали перед С. ф. в связи с открытием т. н. квазиупорядоч. кристаллов, молекулы к-рых расположены в пространстве неупорядоченно, но в нек-ром порядке (см. *Квазикристаллы*).

Металлы. В металлах вклад в термодинамич. ф-ции дают также электроны проводимости. Состояние электронов в металле характеризуется квазиимпульсом, и т. к. электроны подчиняются статистике Ферми — Дирака, их распределение по квазиимпульсам даётся ф-лой (16). Поэтому теплоёмкость электронного газа, а следовательно, и всего металла при достаточно низких темп-рах пропорциональна T . Отличие от ферми-газа свободных частиц состоит в том, что ферми-поверхности уже не является сферой, а представляет собой нек-рую сложную поверхность в пространстве квазиимпульсов. Форму поверхности Ферми, равно как и зависимость энергии от квазиимпульса вблизи этой поверхности, можно определять экспериментально, гл. обр. исследуя магн. свойства металлов, а также рассчитывая теоретически, используя т. н. модель псевдопотенциала. В сверхпроводниках возбуждённые состояния электрона отделены от ферми-поверхности щелью, что приводит к экспоненц. зависимости антиферромагн. теплоёмкости от темп-ры. В ферромагн. и антиферромагн. веществах вклад в термодинамич. ф-ции дают также колебания магн. моментов (спиновые волны).

В диэлектриках и полупроводниках при $T = 0$ свободные электроны отсутствуют. При конечных темп-рах в них появляются заряд. кванзапчасти: электроны с отриц. зарядом и «дырки» с положит. зарядом. Электрон и дырка могут образовать связанное состояние — кванзапчастицу, называемую *экситоном*. Др. тип экситона представляет собой возбуждённое состояние атома диэлектрика, перемещающееся в кристаллич. решётке.

Методы квантовой теории поля в статистической физике. При решении задач квантовой С. ф., прежде всего при исследовании свойств квантовых жидкостей, электронов в металлах и магнетиках, важное значение имеют методы квантовой теории поля, введённые в С. ф. сравнительно недавно. Осн. роль в этих методах играет *Грина функция* макроскопич. системы, аналогичная ф-ции Грина в квантовой теории поля. Она зависит от энергии ϵ и импульса p , закон дисперсии кванзапчасти $\epsilon(p)$ определяется из ур-ния $[(G, p)]^{-1} = 0$, т. к. энергия кванзапчасти является лоссом ф-ции Грина. Существует регулярный метод вычисления ф-ции Грина в виде ряда по степеням энергии взаимодействия между частицами. Каждый член этого ряда содержит многократные интегралы по энергиям и импульсам от ф-ции Грина независимых частиц и может быть изображён графически в виде диаграмм, аналогичных *Фейнман диаграммам* в квантовой электродинамике. Каждая из этих диаграмм имеет определ. физ. смысл, что позволяет отделить в бесконечном ряду члены, ответственные за интересное явление, и просуммировать их. Существует также диаграммная техника для вычисления температурных ф-ции Грина, позволяющая находить термодинамич. величины непосредственно, без введения кванзапчастиц. В этой технике гравископе ф-ции вычислят (вместо энергии) от нек-рых дискретных частот ω_n и интегралы по энергиям заменяются на сумму по этим частотам.

Фазовые переходы. При непрерывном изменении веш. параметров (напр., давления или темп-ры) свойства системы могут при нек-рых значениях параметров измениться скачкообразно, т. е. происходит фазовый переход. Фазовые переходы делятся на переходы 1-го рода, сопровождающиеся выделением скрытой теплоты перехода и скачкообразным изменением объема (напр., плавление), и переходы 2-го рода, в к-рых скрытая теплота и скачок объема отсутствуют, а имеется скачок теплоемкости (напр., переход в сверхпроводящее состояние). При переходе 2-го рода меняются симметрия тела. Это изменение количественно характеризуется *параметром порядка*, отличным от нуля в одной из фаз и обращающимся в нуль в точке перехода. Статистич. теория фазовых переходов составляет важную, но ещё далёкую от завершения область С. ф. Наиб. трудность для теоретич. исследования представляют при этом свойства вещества вблизи *критической точки* фазового перехода 1-го рода и в непосредств. близости линии фазового перехода 2-го рода. (На нек-ром расстоянии от этой линии переход 2-го рода описывается *Ландау теорией*.) Здесь аномально возрастают флуктуации, и рассмотренные выше приближённые методы С. ф. неприменимы. Поэтому важную роль играют *точно решаемые модели*, в к-рых есть переходы (см. *Двумерные решёточные модели*). Сущность продвижение в построении флуктуац. теории фазовых переходов достигнуто методом *эпсилон-разложения*. В нём переход исследуется в воображаемом пространстве с числом измерений $(4 - \epsilon)$, а результаты экстраполируются к $\epsilon = 1$, т. е. реальному пространству трёх измерений. В двумерных системах возможны своеобразные фазовые переходы, когда при нек-рой темп-ре появляются дислокации или вихревые пары. Параметр порядка в точке перехода обращается в нуль скачком, а теплоёмкость непрерывна.

Неупорядоченные системы. Своёобразное место в С. ф. занимают *стёкла* — твёрдые тела, атомы к-рых расположены беспорядочно даже при абс. нуле темп-р. Строго говоря, такое состояние является неравновесным, но с чрезвычайно большим временем релаксации, так что неравновесность фактически не проявляется. Теплоёмкость стёкол при низких темп-рах линейно зависит от T . Это следует из выражения для Z в виде (8). При $T \rightarrow 0$ зависимость от T определяется поведением $g(E)$ при малых E . Но для *неупорядоченных систем* значение $E = 0$ ничем не выделено, так что $g(0)$ конечно, $Z = A + g(0)T$ и $c \sim T$. Интересной особенностью стёкол является зависимость наблюдаемых значений теплоёмкости от времени измерения. Это объясняется тем, что уровни энергии с малыми E связаны с квантовым туннелированием атомов через высокий потенциальный барьер, требующий большого времени. Интересны свойства *спиновых стёкол* — систем беспорядочно расположенных атомов, имеющих магн. моменты.

Статистическая физика неравновесных процессов. Всё большее значение приобретает *кинетика физической* — раздел С. ф., в к-ром изучают процессы в системах, находящихся в неравновесных состояниях. Здесь возможны две постановки вопроса: можно рассмотреть систему в нек-ром неравновесном состоянии и следить за её переходом в состояние равновесия; можно рассматривать систему, неравновесное состояние к-рой поддерживается ввн. условиями, напр. тель, в к-ром задан градиент темп-ры, протекает электр. ток и т. п., или тела, находящиеся в перем. ввн. поле.

Если отклонение от равновесия мало, неравновесные свойства системы описываются т. н. *кинетическими коэффициентами*. Примерами таких коэф. являются коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии, электропроводности металлов и т. п. Эти величины удовлетворяют принципу симметрии кинетич. коэффициентов, выражающему симметрию ур-ний механики относительно изменения знака времени (см. *Онсагера теорема*).

Более общим понятием является *обобщённая восприимчивость*, описывающая изменение бж ср. значения нек-рой физ. величины x под действием малой обобщённой силы f , к-рая входит в гамильтониан системы в виде $-fx$, где \hat{x} — квантомеханич. оператор, соответствующий x . Если f зависит от времени как $\exp(-i\omega t)$, изменение бж можно записать в виде $\delta x = \alpha(\omega)f$. Комплексная величина $\alpha(\omega)$ и есть обобщённая восприимчивость, она описывает поведение системы по отношению к ввн. воздействию. С др. стороны, она определяет и релаксацион. свойства: при $t \rightarrow \infty$ величина α релаксирует к своему равновесному значению по закону $\exp(-\gamma t)$, где γ — расстояние от вещественной оси до ближайшей к ней особенности ф-ции $\alpha(\omega)$ в нижней полуплоскости комплексной переменной ω . К числу задач С. ф. неравновесных процессов относится и исследование зависимости флуктуаций от времени. Эта зависимость описывается временной коррел. ф-цией $\phi(t)$, в к-рой усредняются флуктуации величины x , взятые в разл. моменты времени t :

$$\phi(t_1 - t_2) = \overline{\Delta x(t_1) \Delta x(t_2)},$$

$\phi(t)$ является чётной ф-цией воего аргумента. В классической С. ф. существует связь между $\phi(t)$ и законом релаксации величины x . Если релаксация описывается нек-рым линейным дифференц. ур-нием для отклонения \bar{x} от равновесного значения, то тому же ур-нию удовлетворяет и $\phi(t)$ при $t > 0$.

Соотношение между $\phi(t)$ и $\alpha(\omega)$ устанавливает *флуктуационно-диссипативная теорема*. Теорема утверждает, что фурье-образ коррел. ф-ции

$$\Phi_{\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(t) \exp(i\omega t) dt$$

выражается через $\alpha(\omega)$ следующим образом:

$$\Phi_{\omega} = \hbar \operatorname{cth}(\hbar\omega/2kT) \operatorname{Im} \alpha(\omega). \quad (17)$$

Частным случаем (17) является *Найквиста формула*. Описание сильно неравновесных состояний, а также вычисление кинетич. коэф. производится с помощью *кинетического уравнения Больцмана*. Это ур-ние представляет собой интегрированный дифференц. ур-ние для одночастичной ф-ции распределения (в квантовом случае — для одночастичной матрицы плотности, или статистич. оператора). Оно содержит члены двух типов. Один описывает изменение ф-ции распределения при движении частиц во ввн. полях, другие — при столкновениях частиц. Именно столкновения приводят к возрастанию энтропии неравновесной системы, т. е. к релаксации. Замкнутое, т. е. не содержащее др. величин кинетич. ур-ние, невозможно получить в общем виде. При его выводе необходимо использовать малые параметры, имеющиеся в данной конкретной задаче. Важнейшим примером является кинетич. ур-ние, описывающее установление равновесия в газе за счёт столкновений между молекулами. Оно справедливо для достаточно разреженных газов, когда длина свободного пробега велика по сравнению с расстояниями между молекулами. Конкретный вид этого ур-ния зависит от эфф. сечения рассеяния молекул друг на друге. Если это сечение известно, ур-ние можно решать, разлагая искомую ф-цию по ортогональным полиномам. Таким способом можно вычислить кинетич. коэф. газа, исходя из известных законов взаимодействия между молекулами. Кинетич. ур-ние учитывает только парные столкновения между молекулами и описывает только первый вентчающий член разложения этих коэф. по плотности газа. Удалось найти и более точное ур-ние, учитывающее также тройные столкновения, что позволило вычислить следующий член разложения.

Общую проблему представляет вывод кинетич. ур-ния для плазмы. Из-за медленного убывания кулоновских сил с расстоянием даже при рассмотрении парных столкновений существенно акранирование этих сил остальными частицами. Неравновесные состояния твердых тел и квантовых жидкостей можно при близких темп-рах рассматривать как неравновесные состояния газа соответствующих квазичастиц. Поэтому кинетич. процессы в таких системах описываются кинетич. ур-ниями для квазичастиц, учитывающими столкновения между ними и процессы их взаимного превращения. Новые возможности открыло применение в физ. кинетике методов квантовой теории поля. Кинетич. коэф. системы можно выразить через её ф-цию Грина, для к-рой существует общий способ вычисления с помощью диаграмм. Это позволяет в ряде случаев получить кинетич. коэф. без явного использования кинетич. ур-ния и исследовать неравновесные свойства системы даже в тех случаях, когда не выполняются условия его применимости.

Основные вехи развития статистической физики. С. ф. целиком основана на представлениях об атомном строении материи. Повторю нач. период развития С. ф. совпадает с развитием атомистич. представлений. Развитие С. ф. как раздела теоретич. физики началось в сер. 19 в. В 1859 Дж. Максвелл (J. Maxwell) определил ф-цию распределения молекул газа по скоростям. В 1860–70 Р. Клаузиус (R. Clausius) ввел понятие длины свободного пробега и связал её с вязкостью и теплопроводностью газа. Примерно в то же время Л. Больцман (L. Boltzmann) обобщил распределение Максвелла на случай, когда газ находится во внеш. поле, доказал теорему о равномерном распределении энергии по степеням свободы, вывел кинетич. ур-ние, дал статистич. истолкование энтропии и показал, что закон её возрастания является следствием кинетич. ур-ния. Построение классической С. ф. было завершено к 1902 в работах Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs). Теория флукуативной была развита в 1905–06 в работах М. Смолуховского (M. Smoluchowski) и А. Эйнштейна (A. Einstein). В 1900 М. Планк (M. Planck) вывел закон распределения энергии в спектре излучения чёрного тела, положив начало развитию как квантовой механики, так и квантовой С. ф. В 1924 Ш. Боазе (Sh. Bose) нашёл распределение по импульсам световых квантов и связал его с распределением Планка. Эйнштейн обобщил распределение Боазе на газы с заданным числом частиц. Э. Ферми (E. Fermi) в 1925 получил ф-цию распределения частиц, подчиняющихся принципу Паули, а П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac) установил связь этого распределения и распределения Боазе — Эйнштейна с матем. аппаратом квантовой механики. Дальнейшее развитие С. ф. в 20 в. шло под знаком приложения её осн. принципов к исследованию коэрентных процессов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Майер Дж., Гепберт М. Яер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1940; Абрикосов А. А., Горюнов Л. П., Давыдов Ю. И. и И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Киртле Г. Я., Квантовая теория твердых тел, пер. с статистической физики, М., 1979; Гиббс Дж. У., Методы статистической физики, М., 1979; Вальеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избранные труды по статистической физике, М., 1979; Гиббс Дж. У., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Леонов О. Я. М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Вольфганг Л. П., Избранные труды, пер. с нем., франц., М., 1983.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНСАМБЛЬ — совокупность очень большого (в пределе бесконечного) числа одинаковых физ. систем мн. частиц («юнитов» данной системы), находящихся в одинаковых макроскопич. состояниях. При этом макроскопич. состояния систем, сос-

тавляющих С. а., могут различаться, но совокупности их должна отвечать заданным значениям макроскопич. параметров с точностью до пренебрежимо малых флукуатив. С. а. — одно из осн. понятий статистической физики, оно позволяет применять методы теории вероятностей для решения физ. задач, напр. для вычисления термодинамич. ф-ций. С. а. описывается функциями распределения частиц по координатам и импульсам в случае классич. механики или статистич. операторами (матрицами плотности) в случае квантовой механики.

Примеры С. а.: энергетически малопрованные системы частиц при заданной полной энергии (микроравновес. ансамбль), системы частиц в контакте с термостатом заданной темп-ры (канонич. ансамбль), системы частиц в контакте с термостатом и резервуаром частиц (большой канонич. ансамбль). Идея С. а. применима также к неравновесным системам. В этом случае макроскопич. состояние можно описывать пространственно неоднородными и зависящими от времени параметрами (см. Грина — Кубо формул.).

Д. Н. Зубарев

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ВЕС. 1) С. в. в квантовой механике — кратность вырождения уровня энергии. 2) С. в. в термодинамике и статистической физике — число способов, к-рыми может быть реализовано данное макроскопич. состояние системы. Термодинамически равновесное макроскопич. состояние системы характеризуется определ. значениями полной энергии E , полного числа частиц N и объёма системы. Микроскопич. состояние системы соответствует заданному распределению её частиц по возможным классич. или квантовым состояниям. С. в. Ω равен числу микроскопич. состояний, реализующих данное макроскопич. состояние, поэтому $\Omega \geq 1$. Иногда С. в. наз. термодинамической вероятностью.

В случае непрерывного спектра энергии, под С. в. понимают число квантовых состояний в данном интервале значений энергии. При переходе от канонической к классич. теории (квазиклассич. приближение), устанавливают связь между Ω и величиной фазового объёма системы, соответствующего данному интервалу энергии. С. в. наз. величиной фазового объёма в единицах h^3 , где h — число степеней свободы данной системы. Величине h^3 соответствует мнж. фазовый объём для системы с одной степенью свободы в квазиклассич. приближении. Аналитически С. в. можно найти лишь для модельных систем, для реальных систем его можно оценить по величине статистической суммы.

С. в. связан с энтропией S системы соотношением Больцмана $S = k \ln \Omega$. При фиксированных значениях E и N С. в. имеет макс. величину для равновесного состояния. При расчёте С. в. существенно, считаются ли одинаковые частицы различимыми или нет, поэтому в квантовой и классич. теориях получаются разл. значения С. в. Из условия максимума С. в. впервые были получены квантовые распределения Ферми — Дирака и Боазе — Эйнштейна.

Д. Н. Зубарев

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ИНТЕГРАЛ — величина, образная нормирующей множителем в каноническом распределении Гиббса в статистич. физике, классич. систем и равная интегралу по всем фазовым переменным p, q системы:

$$Z = (N! h^{3N})^{-1} \int dp dq \exp[-H(p, q)/kT],$$

где $H(p, q)$ — Гамильтона функция системы, N — число частиц, T — абс. темп-ра. Для системы N частиц (без внутр. степеней свободы), взаимодействующих с парным потенциалом $\Phi(|q_i - q_j|)$, ф-ция Гамильтона (полная энергия как ф-ция координат и импульсов всех частиц)

$$H(p, q) = \sum_{i=1}^N p_i^2 / 2m + \sum_{i < j} \Phi(|q_i - q_j|),$$

$d^3p_1 = dp_{1x} dp_{1y} dp_{1z}$ — элемент объема фазового пространства, множитель $1/N!$ связан с тождественностью частиц, множитель h^{-3N} связан с тем, что нам. размер ячейки в фазовом пространстве равен h , если рассмотреть С. и. как предел *статистической суммы* при переходе от квантовой механики к классической. С. и. на. также интегриралом состояний.

С. и. связан со свободной энергией системы (Гельмгольца энергии) соотношением $F = -kT \ln Z$, к-рое является одним из основных в статист. физике, т. к. позволяет вычислить F как ф-цию темп-ры, объема и числа частиц в зависимости от закона взаимодействия между частицами, а следовательно вычислить и др. потенциалы термодинамические.

Интегрирование по импульсам в С. и. легко выполняется, в результате С. и. сводится к конфигурационному интегралу по $3N$ координатам:

$$Z = (V^N / N! \Lambda^{3N}) \int d^3q \exp \left\{ - \sum_{\langle i, j \rangle} \Phi(|q_i - q_j|) / kT \right\},$$

где $\Lambda = h(2\pi mkT)^{-1/2}$ — длина волны де Бройля, соответствующая энергии kT . Для идеального газа $Z = V^N / N! \Lambda^{3N}$. В квантовой механике координаты и импульсы являются некоммутирующими операторами и подобное упрощение статист. суммы невозможно. Вычисление С. и. — одна из осн. задач статист. физики классич. систем (см., напр., *Виртуальное разложение*).

Лит.: Майер Дж., Гейсерт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 8; Хэял Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1980, гл. 5; Деонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983. Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ — определяющие правила, согласно к-рым по результатам наблюдений принимается решение в задаче *статистической проверки гипотез*. С. к. строится следующим образом. Выбирается проверочная статистика $X(x|H_0)$ — ф-ция данных наблюдений x и проверимой гипотезы H_0 . Пространство Ω всех возможных значений X разбивается на две области — критическую ω и допустимую ω_0 . Если реализовавшееся в эксперименте значение проверочной статистики X попадает в критич. область ω , то гипотеза H_0 отвергается, в противном случае гипотеза H_0 считается непротиворечивой результатом эксперимента и принимается. Размер критич. области ω выбирается таким, чтобы вероятность отвергнуть гипотезу, когда она верна, т. е. величина $\alpha = P(X \in \omega | H_0)$, была бы малой. Величину α наз. уровнем значимости данного критерия или ошибкой 1-го рода.

В тех случаях, когда есть только одна гипотеза H_0 , т. е. стоит задача подтверждения или опровержения H_0 , используемые критерии наз. критериями согласия. Для данных, сгруппированных в *гистограммы*, наиб. популярными являются следующие два критерия. χ^2 — критерий Пирсона. Как известно, ф-ция плотности вероятности *мультиномиального распределения*, к-рому подчиняются числа событий в бинах (каналах) гистограмм, в асимптотике по числу событий сходится к ф-ции плотности вероятности нормального распределения. Это позволяет показать, что статистика

$$X(x|H_0) = \sum_{i=1}^k (n_i - Np_i)^2 / Np_i, \quad (1)$$

где n_i — число событий в i -м бине гистограммы, k — число бинов, N — полное число событий, p_i — вероятность попадания события в i -й бин, согласно гипотезе H_0 , распределена по χ^2 -распределению с $k - 1$ степенями свободы. Выбирая (1) в качестве проверочной статистики и критич. область $X_c \leq X < \infty$, получаем χ^2 -критерий Пирсона с уровнем значимости

$$\alpha = \int_{X_c}^{\infty} dx P_x(x|X).$$

Критерий серий использует информацию о знаках разностей $n_i - Np_i$, и-рая теряется в χ^2 -критерии. Если гипотеза H_0 полностью определена (простая гипотеза), то критерий серий не зависит от χ^2 -критерия для той же самой гистограммы и нест. независимую дополнит. информацию. Назовем серийной последовательность отклонений $n_i - Np_i$ от нуля. Если гипотеза H_0 верна, то оба вида знаков отклонений равновероятны. Это позволяет вычислить распределение вероятности для числа серий R . Выбирая в качестве проверочной статистики величину R и в качестве критич. области $R \leq R_c$, при $P(R \leq R_c) = \alpha$, получим критерий серий с уровнем значимости α .

Болез офф. критериями проверки гипотез H_0 являются критерии, предложенные Н. В. Смирновым и А. Н. Колмогоровым. Они используются в качестве проверочных статистик разл. пространств между экспериментальной (выборочной) ф-цией распределения

$$F_N(x) = \begin{cases} 0, & x < x_1 \\ n/N, & x_1 \leq x < x_{n-1} \\ 1, & x \geq x_n \end{cases}$$

и ф-цией распределения $F_0(x)$, отвечающей гипотезе H_0 . Критерий Смирнова — Крамера — Мизеса в качестве проверочной статистики использует ф-цию

$$NW^2 = N \int dx [F_N(x) - F_0(x)]^2(x),$$

где $f(x)$ — плотность ф-ции распределения $F_0(x)$. Н. В. Смирновым вычислена плотность распределения вероятности величины NW^2 в асимптотич. пределе $N \rightarrow \infty$.

Критерий Колмогорова использует в качестве проверочной статистики ф-цию

$$\sqrt{N} D_N = \sqrt{N} \max |F_N(x) - F_0(x)|,$$

асимптотич. распределение к-рой было получено Колмогоровым. Численные значения ф-ций распределения NW^2 и $\sqrt{N} D_N$ можно найти в [1]. Др. критерии проверки гипотез H_0 можно найти в [1—3].

Пусть теперь кроме гипотезы H_0 есть альтернативная простая гипотеза H_1 и стоит задача выбора одной из них на основании вектора измерений x . В этом случае вводятся величина, называемая мощностью критерия, к-рая определяется как вероятность $1 - \beta$ попадания X в критич. область ω , когда верна гипотеза H_1 , т. е. $1 - \beta = P(X \in \omega | H_1)$. Мощность прямо связана с вероятностью принятия ложной гипотезы (ошибка 2-го рода): $\beta = P(X \in \omega_0 | H_1)$. Мощность позволяет сравнивать критерии между собой: наилучшим критерием для сравнения H_0 и H_1 с данным уровнем значимости α служит критерий с макс. мощностью. Задачу поиска наиб. мощного критерия можно свести к задаче нахождения наилучшей критич. области в X -пространстве. Решением последней задачи является критерий Неймана — Пирсона:

если $I_N(x|H_0, H_1) > C_\alpha$, то принимается H_1 ; если $I_N(x|H_0, H_1) \leq C_\alpha$, то принимается H_0 . Здесь $I_N(x|H_0, H_1) = f_N(x|H_1) / f_N(x|H_0)$ — отношение правдоподобия, $f_N(x|H_i)$ — ф-ция плотности вероятности x , если справедлива гипотеза H_i , а C_α выбрано таким образом, чтобы выполнялось условие $\int dx f_N(x|H_0) = \alpha$.

Область ω состоит из тех точек пространства Ω , в к-рых $I_N(x|H_0, H_1)$ принимает наиб. значения.

Критерий наз. состоятельным, если $\lim_{N \rightarrow \infty} P(x \in \omega | H_1) = 1$, т. е. если критерий с ростом числа наблюдений всё

лучше разделяет гипотезы. Критерий наз. несмещённым, если для любой альтернативной гипотезы H_1 критич. область выража та, что $P(x \in H_1) \geq \alpha$.

Если гипотеза H_0 или H_1 (или обе) не являются полностью определёнными (словные гипотезы), то не существует оптим. метода конструирования наилучшего критерия. На практике в качестве проверочной статистики обычно используется отношение максимуму правдоподобия [2].

Лит.: 1) Болдышев Л. Н., Смирнов Н. В., Таблицы математической статистики, 3 выд., М., 1983; 2) Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1978; 3) Кендалл М., Стьюарт А., Статистические выводы и связь, пер. с англ., М., 1973.

В. П. Жуков, С. В. Кашченко.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ОПЕРАТОР (матрица плотности) — оператор, с помощью которого можно вычислить ср. значение любой физ. величины в квантовой механике и квантовой статистич. физике. С. о. описывает состояние системы, не основанное на полном (в смысле квантовой механики) наборе данных о системе (смешанное состояние). Подробнее см. *Матрица плотности*.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОЦЕНИВАНИЕ — один из осн. разделов матем. статистики, посвящённый оцениванию параметров теоретич. моделей по косвенным измерениям или распределений случайной величины x по наблюдению её реализации. Если предполагается, что распределение является элементом параметр. семейства $p(x|a)$, то возникает задача параметрич. ског о оценки a в x . Когда вид распределения неизвестен, говорят о задаче не параметрич. ског о оценки a в x . При параметрич. оценивании различают два подхода: точечное оценивание и интервальное оценивание.

Точечное оценивание. Пусть распределение случайной величины x — заданная ф-ция $p(x|a)$ с неизвестными параметрами a , а $x = (x_1, x_2, \dots, x_N)$ — вектор возможных значений x . Точечное оценивание заключается в выборе ф-ции $\hat{a}_N = \hat{a}(x)$, значение k -рой при заданном x можно использовать вместо параметра a в качестве его приближённого значения. Ф-цию $\hat{a}(x)$ наз. оценкой a параметра a , принцип выбора ф-ции — методом оценивания. Очевидно, что можно предложить много оценок, поэтому необходимо изучить следующие осн. свойства оценок.

Состоятельность. При увеличении объёма N наблюдений (измерений) оценка должна приближаться к истинному значению параметра. Оценку \hat{a}_N называют состоятельной по вероятности, если для любых $\epsilon, \eta > 0$ существует такое N , что вероятность реализации неравенства $|\hat{a}_N - a| > \epsilon$ будет меньше η . Примером состоятельной оценки служит выборочное среднее $\hat{x} = (x_1 + x_2 + \dots + x_N)/N$, k -рое является оценкой ср. значения величины $x = \int dx x p(x)$, если ф-ция плотности вероятности $p(x)$ имеет конечную дисперсию.

Смещение. Под смещением оценки \hat{a}_N принято понимать отклонение её ср. значения $\hat{a}_N(x)$ от истинного значения a : $b_N(\hat{a}_N) = \hat{a}_N - a$. Оценку \hat{a}_N наз. несмещённой, если при любых N и a имеем $b_N(\hat{a}_N) = 0$, или $\hat{a}_N = a$. Несмещённая оценка обычно предпочтительнее смещённой, т. к. смещение является систематич. ошибкой в оценке, k -рая зависит от истинного значения параметра a и поэтому редко поддаётся вычислению. Выборочное среднее является несмещённой оценкой, тогда как выборочная дисперсия $\hat{s}^2 = \sum (x_n - \hat{x})^2/N$ является смещённой оценкой дисперсии s^2 .

Эффективность. Простейшей характеристи-

ной точности оценки является ср. значение квадрата её расстояния от истинного значения:

$$\hat{D}^2(\hat{a}_N) = M\{(\hat{a}_N - a)^2\} = D(\hat{a}_N) + b_N^2,$$

где $D(\hat{a}_N)$ — дисперсия оценки \hat{a}_N , равная

$$D(\hat{a}_N) = M\{[\hat{a}_N - M(\hat{a}_N)]^2\}.$$

Дисперсия характеризует «ширину» распределения, т. е. «шумовую» составляющую ошибки $\hat{a}_N(\hat{a}_N)$ оценки \hat{a}_N . Поэтому в классе оценок с данным смещением b_N предпочтительнее оценка с мин. дисперсией. Справедливо неравенство Крамера — Рао:

$$D(\hat{a}_N) \geq 1/db/d\hat{a}^2 / I_{\hat{a}_N}(a) \geq 1/db/d\hat{a}^2 / I_x(a), \quad (1)$$

k -рое и определяет максимально достижимую точность (в смысле $\hat{D}^2(\hat{a}_N)$) в классе оценок с данным смещением b_N по выборке x . Величину

$$I_{\hat{a}_N}(a) = M\left\{\left(\frac{\partial \ln q}{\partial a}\right)^2\right\} = -M\left\{\frac{\partial^2 \ln q}{\partial a^2}\right\},$$

где $q(\hat{a}_N|a)$ — ф-ция плотности распределения \hat{a}_N , называють количеством информации по Р. Фишеру (R. Fisher) о параметре a в оценке $\hat{a}_N(x)$. Величину

$$I_x(a) = M\left\{\left(\frac{\partial \ln L}{\partial a}\right)^2\right\} = -M\left\{\frac{\partial^2 \ln L}{\partial a^2}\right\}, \quad (2)$$

где $L(a|x) = \prod p(x_n|a)$ — ф-ция правдоподобия, а $p(x|a)$ — плотность ф-ции распределения x , называють количеством информации по Р. Фишеру о параметре в выборке x . В классе несмещённых оценок

$$D(\hat{a}_N) \geq 1/I_{\hat{a}_N}(a) \geq 1/I_x(a) \quad (3)$$

и информац. смысл величин $I_{\hat{a}_N}(a)$ и $I_x(a)$ становится очевидным: их значение определяет минимально достижимое расстояние $\hat{a}_N(x)$ от a . Первое неравенство в (1), (3) превращается в равенство лишь тогда, когда ф-ция плотности распределения оценки имеет экспоненц. форму:

$$q(\hat{a}|a) = \exp[A(\hat{a}) + B(\hat{a}) + C(a)]. \quad (4)$$

Если

$$I_{\hat{a}_N}(a) = I_x(a), \quad (5)$$

то и второе неравенство в (1), (3) превращается в равенство. Такую оценку называють эффективной в смысле Крамера — Рао. Оценку, для k -рой выполняется равенство (5), т. е. такую, в k -рой количество информации о параметре a такое же, как в самой выборке x , называють достаточной статистикой. Условием существования достаточной статистики $\hat{a}(x)$ является факторизация ф-ции правдоподобия: $L(a|x) = g(a, \hat{a})h(\hat{a}, x)$. Неравенство Крамера — Рао полезно тем, что позволяет ещё на стадии планирования эксперимента оценить максимально достижимую точность измерения параметров изучаемых распределений.

Требования (3) и (4) являются достаточно жёсткими, поэтому при конечных N эфф. оценки редки. В связи с этим рассматривають поведение $D(\hat{a}_N)$ при $N \rightarrow \infty$ и наз. оценку асимптотически эффективной, если при $N \rightarrow \infty$ $D(\hat{a}_N)I_x(a) \rightarrow 1$. Заметим, что асимптотич. несмещённость следует из состоятельности оценки. Рассмотрим наиб. общие и распространённые методы получения точечных оценок.

Метод максимума правдоподобия (подробнее см. *Максимального правдоподобия метод*).

В этом методе вероятности реализации вектора наблюдений x , $P(x|a) = \prod_{n,p} p(x_n|a)$, после подстановки в неё реализовавшихся значений x рассматривают как ф-цию параметров a и называют ф-цией правдоподобия: $L(a|x) = P(x|a)$. В качестве оценки в методе макс. правдоподобия для вектора параметров a берут то значение \hat{a} , к-рое соответствует макс. значению ф-ции правдоподобия. При нек-рых общих предположениях оценки в методе макс. правдоподобия состоятельны, асимптотически эффективны и асимптотически нормально распределены. При конечных N оценки в методе макс. правдоподобия имеют оптим. свойства только в том случае, когда существует достаточная статистика. Метод наименьших квадратов (подробнее см. *Наименьших квадратов метод*). В этом методе в качестве оценки вектора параметров a берут то значение \hat{a} , к-рое соответствует минимуму квадратичной формы.

$$\Phi = \sum_{n,m} [x_n - \bar{x}_n(a)] D_{nm}^{-1} [x_m - \bar{x}_m(a)],$$

где D — матрица ошибок измерений x_n . При нек-рых общих предположениях оценка в методе наим. квадратов состоятельна и асимптотически нормально распределена, но не является асимптотически эффективной. Если x_n — линейные ф-ции параметров a , то в классе линейных несмещённых оценок оценки \hat{a}_i в методе наим. квадратов имеют наим. дисперсию.

Метод моментов. Пусть m_i — выборочные моменты, $\mu_i(a) = \int x^i p(x|a)$ — моменты ф-ции плотности распределения, $\mu_i(a) = \int x^i p(x|a)$. В методе

моментов выбирают в качестве оценки параметров a решение $\hat{a}(x)$ системы ур-ний $\mu_i(a) = m_i$. Оценки в методе моментов состоятельны, асимптотически несмещёны, но не являются асимптотически эффективными.

χ^2 -метод. Если объект выборки x велик и данные x_n сгруппированы в *гистограмму*, то для оценки параметров a используют χ^2 -метод, являющийся частным случаем метода наим. квадратов. Пусть Y_i — число наблюдений, попавших в i -канал гистограммы, а $\bar{Y}_i(a)$ — их ожидаемое число:

$$\bar{Y}_i(a) = N \int_{x_i}^{x_{i+1}} dx p(x|a).$$

В качестве оценки параметров a берут значение $\hat{a}(Y)$, соответствующее минимуму квадратичной формы

$$\Phi = \sum_i [Y_i - \bar{Y}_i(a)]^2 / \bar{Y}_i(a),$$

либо модифицированный χ^2 -метод

$$\Phi = \sum_i [Y_i - \bar{Y}_i(a)]^2 / Y_i.$$

Оценки в χ^2 -методе и модифицированном χ^2 -методе состоятельны, асимптотически нормально распределены и асимптотически эффективны. Своё название эти методы получили по той причине, что при больших Y_i (приближение нормального распределения) $\Phi(a) = a$ распределено по χ^2 -распределению с числом степеней свободы $k = L - I - 1$, где L — число каналов гистограммы, I — число параметров.

Интервальное оценивание состоит в отыскании интервала $[a_1, a_2]$, к-рый с заданной вероятностью β содержит истинное значение параметра a . Др. словами, нужно найти такой интервал $[a_1, a_2]$ (как ф-цию вектора

наблюдений x), к-рый «накрывает» с вероятностью β истинное значение a при данном значении x . Это т. н. *доверительный интервал* с вероятностным содержанием β (или коэф. доверия β). Такое определение неоднозначно, его обычно доопределяют требованием минимальности длины среди всех интервалов с коэф. доверия β .

Пусть распределение $p(x|a)$ зависит от одного параметра a и $\hat{a}(x)$ — к.-л. точечная оценка a , ф-ция плотности вероятности к-рой равна $q(\hat{a}|a)$. Тогда центр доверит. интервала определяется как решение ур-ний

$$\int_{-\infty}^{\hat{a}(x)} d\hat{a} q(\hat{a}|a_1) = \frac{1-\beta}{2} = \int_{\hat{a}(x)}^{\infty} d\hat{a} q(\hat{a}|a_2).$$

Такой доверит. интервал может и не быть минимальным. Однако, если точечная оценка $\hat{a}(x)$ асимптотически эффективна, то при больших N этот интервал будет близок к минимальному.

Более общий подход к получению доверит. интервалов заключается в поиске такой ф-ции от оценки и параметра, распределение к-рой не зависит от искомого параметра. Напр., пусть вектор оценок \hat{a} распределён по многомерному Гауссу *распределению* со средним a и матрицей вторых моментов D . Тогда квадратичная форма $\Phi(\hat{a}, a) = (\hat{a} - a) D (\hat{a} - a)$ распределена по закону $\chi^2(I)$ (см. *Распределение*), к-рое не зависит от a . Задавая вероятность β того, что $\Phi(\hat{a}, a) \leq k_\beta$, находим k_β и доверит. область для a : $\Phi(\hat{a}, a) = k_\beta$, имеющую вид гиперэллипсоида с центром в точке a . Этот пример имеет практич. применение, т. к. асимптотически, при больших N , эти методы оценивания дают нормально распределённые оценки параметров.

Непараметрическое оценивание. В этом случае не делают к.-л. предположений о плотности ф-ции распределения. В качестве точечной оценки часто используют гистограмму. В этом методе оценивания числовую ось, на к-рой определены x_n , делят на ряд областей r_j ($j = 1, 2, \dots, k$), называемых *к* и *а* л *а* м в гистограмме. Тогда $\hat{P}_N(x)$ задают константами \hat{p}_j в каждой области r_j , причём $\hat{p}_j = C(N) \sum \delta_j(x_n)$. Здесь $C(N)$ — коэф.

нормировки, $\delta_j(x)$ — индикаторная ф-ция области r_j :

$$\delta_j(x) = \begin{cases} 1, & x \in r_j, \\ 0, & x \notin r_j. \end{cases}$$

Более формально оценки ф-ции плотности вероятности записывают в виде

$$\hat{P}_N(x) = N^{-1} \sum_{j=1}^k \sum_{n=1}^N \delta_j(x_n) \delta_j(x).$$

Гистограмма является простой в вычислит. плане, но смещённой и несостоятельной оценкой. Поэтому используют более сложные, но состоятельные оценки, напр. метод ближайших соседей (см. *Непараметрические методы статистики*). В качестве точечной оценки ф-ции распределения можно взять выборочную ф-цию распределения:

$$P_N(x) = \begin{cases} 0, & x < x_1, \\ n/N, & x_n < x \leq x_{n+1}, \\ 1, & x > x_N, \end{cases}$$

где подразумевается, что x_1, \dots, x_N расположены в порядке их возрастания. Эта оценка оказывается несмещённой и состоятельной. Ф-ция распределения $P(x)$ допускает и интервальную оценку. Рассмотрим статистику $D_N = \max |P_N(x) - P(x)|$, для к-рой асимптотич. распределением является $\lim F(N^{-1/2} D_N > z) =$

$= 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \exp(-2n^2 \pi^2 x)$. Т. к. это распределение не зависит от $P(x)$, можно вычислить $d\beta$ для k -рого вероятности $\max |P_N(x) - P(x)|$ равна β , и задать доверит. зону для $P(x)$:

$$P_N(x) - d\beta < P(x) < P_N(x) + d\beta.$$

Считается, что асимптотич. распределение справедливо при $N \geq 80$.

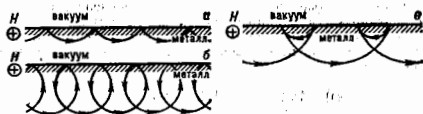
Лит.: Митропольский А. К. Теория статистических вычислений, 2 изд., М., 1971; Рао С. Р. Лекции статистических методов и их приложения, пер. с англ., М., 1968; Кендалл М. Стьюарт А. Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Статистические методы и экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

В. П. Жидков, С. В. Каменко.
СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ — см. Равновесие статистическое.

СТАТИЧЕСКИЙ СКИН-ЭФФЕКТ — концентрация токовых линий (постоянного тока) вблизи поверхности электронного проводника, помещенного в сильное магн. поле H . С. с.-э. наблюдается при низких темп-рах, когда осуществляется условие $\omega_c \tau \gg 1$, где ω_c — циклотронная частота электронов, а τ^{-1} — частота столкновений электронов в объёме проводника. Это означает, что время свободного пробега электрона во много раз больше периода обращения по орбите. При этом токовые линии концентрируются в слое толщиной порядка радиуса электронной орбиты в магн. поле $r_H = v_F / \omega_c$, где v_F — фермиевская скорость. В отличие от скин-эффекта в перем. поле, когда весь ток эконцентрирован в приповерхностном слое, при С. с.-э. плотность пост. тока I при удалении в глубь образца стремится не к нулю, а к значению, характерному для массового образца, когда можно не учитывать столкновения электронов с границами образца.

Причина С. с.-э. заключается в существовании вблизи границы проводника слоя (толщиной $\sim r_H$) с большей, чем в объёме, проводимостью. При $\omega_c \tau \gg 1$ поперечные (относительно H) компоненты тензора проводимости для металлов с замкнутыми ферми-поверхностями тем больше, чем чаще происходят столкновения электронов с границей. При этом величина компонент тензора проводимости в магн. поле значительно меньше проводимости при $H = 0$ (см. *Гальваномагнитные явления, Магнетосопромышление*). Электроны из приграничного слоя толщиной $\sim r_H$ обязательно (при каждом обороте вокруг магн. поля H) сталкиваются с границей, что и приводит к существованию хорошо проводящего слоя вблизи границы (рис., а, б).

Конкретное значение приповерхностной проводимости σ , зависит от состояния границы образца (атомно-гладкая или шероховатая), а также от структуры ферми-поверхности проводника. В частности, если ферми-поверхность имеет нек. плосостей, то при столкновении с границей образца электрон может «перескочить» с одной плоскости на другую (и наоборот) и в результате рассеян не; рис., в). Это существенно изменяет движение электрона под действием магн. поля по сравнению с его движением в объёме проводника и проявляется в величине приповерхностной проводимости. Макс. отличие приповерхностной проводимости от объёмной имеет место тогда, когда в объёме



Типы открытых траекторий, возникающих при отражении электрона от границы металл — вакуум: а, б — электрон оставлен на одной и той же плоскости поверхности Ферми; в — электрон поочередно «перескакивает» с электронной плоскости на другую.

проводника электроны движутся по замкнутым орбитам, а за счёт столкновения с границей — по открытым траекториям (рис.). Тогда проводимость вблизи границы σ порядка объёмной σ_0 при $H = 0$ и, естественно, значительно больше, чем в объёме.

При больших плотностях тока становится существенным влияние собств. магн. поля тока H_j на движение электронов. Т. к. в центре пластины (провода) $H_j = 0$, то роли H_j и H противоположны: внеш. магн. поле концентрирует токовые линии у поверхности, а собств. магн. поле тока — в центре (см. *Линч-эффект*).

Неоспоренное наблюдение С. с.-э. затруднительно. С. с.-э. проявляется по зависимости сопротивления образцов конечной толщины (пластин, проводов) от магн. поля (см. нижеприведенную табл., а также табл. в ст. *Размерные эффекты*).

Выражения для проводимости проводников конечных размеров, демонстрирующих статистич. скин-эффект (концентрация токовых линий):

Поверхность	Пластина толщиной d ; σ_0 — проводимость, усредненная по толщине	Проволока радиуса R ; σ_0 — проводимость, усредненная по сечению
Зеркальная	$\sigma = \sigma_0 (r_H/d)$, $d < r_H (\omega_c \tau)^2$	$\sigma = \sigma_0 (r_H/R)^2$, $R < v_F \tau$
Шероховатая	$\sigma = \sigma_0 (r_H/d) (\omega_c \tau)^{-1}$, $d < v_F \tau$	$\sigma = \sigma_0 (r_H/R) (\omega_c \tau)^{-1}$, $R < v_F \tau$

Для наблюдения С. с.-э. используют металлы, у которых объёмная проводимость в магн. поле при $\omega_c \tau \gg 1$ заметно меньше, чем при $H = 0$. В этом смысле особенно показательны образцы конечных размеров из композиц. металлов или собств. полупроводников (число электронов равно числу дырок), т. к. у них в магн. поле объёмная поперечная проводимость σ ($\omega_c \tau$)² меньше, чем при $H = 0$. При выборе размеров образца (толщины пластины d , радиуса проволоки R) необходимо, чтобы роль приповерхностного слоя была заметной и не перекрывалась проводимостью «средней», в к-рой электроном вовсе не сталкиваются с границей.

Если магн. поле H параллельно грани пластины из композиц. металла (либо собств. полупроводника), то $\sigma_{\parallel} = \sigma_0 / (1 + W \omega_c^2 \sin^2 \varphi)$, где W — параметр, определяющий степень зеркальности отражения электронов границами образца; φ — угол между J и H . С. с.-э. определяет проводимость образца, когда отражение зеркально ($W = 0$) при $d < r_H (\omega_c \tau)^2$. Когда отражение диффузно ($W = 1$) при $d < v_F \tau / \sin \varphi$.

Чувствительность С. с.-э., как и др. гальваномагн. явлений, к геометрии ферми-поверхности металлов, а также к характеру отражения электронов границей образца делает его источником информации не только об электронном энергетич. спектре проводников, но и о структуре его границ. Эффект, аналогичный С. с.-э., должен наблюдаться при наличии плоских дефектов внутри проводника (напр., границ кристаллитов), столкновения с к-рыми в сильном магн. поле ($\omega_c \tau \gg 1$) могут привести к концентрации токовых линий вблизи дефектов.

Лит.: Песчанский В. Г. Статистич. скин-эффект, в сб.: Электроны проводимости, под ред. М. И. Каганова, В. С. Зельмана, М., 1985.

М. И. Каганов, В. Г. Песчанский.

СТАЦИОНАРНОГО ДЕЙСТВИЯ ПРИНЦИП — см. Наименьшего действия принцип.

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ в термодинамике — состояние, в к-ром определяющие его термодинамич. параметры (напр., темп-ра, хим. потенциал компонент смеси, массовая скорость) не зависят от времени. С. с. могут быть как равновесными (см. *Рав-*

новое состояние), так и неравновесными в зависимости от граничных условий, накладываемых на систему. Неравновесие С. с. возможно лишь в том случае, когда термодинамич. система открыта в отношении процессов переноса и термодинамич. силы, а следовательно, и термодинамич. потоки на границах системы удерживаются постоянными (см. Термодинамика неравновесных процессов). В этом случае вся производимая в системе энтропия отводится из неё в окружающую среду (термостат). В том случае, когда кинетические коэффициенты можно считать постоянными, С. с. соответствует мин. производством энтропии (см. Пригожина теорема).

Лит.: Гроот С. де, Мавур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964. Д. Н. Зубарева.

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ квантового механической системы — состояние физ. систем, в к-ром её энергия имеет определённое, не меняющееся со временем значение. В С. с. ср. значения всех физ. величин, характеризующих систему, также не меняются с течением времени.

СТАЦИОНАРНЫЕ НЕРАВНОВЕСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ частиц или волн по импульсам (волновым числам) — распределения, обращаемые в нуль интеграл столкновений в кинетическом уравнении и полностью определяющиеся постоянными в пространстве импульсов (волновых чисел) потоком сохраняющихся величин, напр. энергии, импульса, числа частиц (или волнового действия для квазичастиц). С. н. р. называются также колмогоровскими спектрами (КС).

Впервые А. Н. Колмогоровым и А. М. Обуковым (1941) в теории турбулентности несжимаемой жидкости было построено в интервале масштабов, промежуточных между масштабами возмущаемых и эффективно затухающих движений, универсальное С. н. р. энергии по волновым числам k — $W(k)$ — известный КС гидродинамич. турбулентности:

$$W(k) = AP_1^{2/3} k^{-5/3}, \quad (1)$$

где A — константа, P_1 — интегральный поток энергии по спектру волновых чисел k .

При выводе ф-лы (1) использована гипотеза о локальности турбулентности, т. е. о том, что существенно взаимодействуют между собой только волновые движения с размерами одного порядка. Эта гипотеза для турбулентности в несжимаемой жидкости (сильная турбулентность) строго не доказана.

В физ. средах, в к-рых взаимодействие волн или частиц можно описать кинетич. ур-ниями для квазичастиц или частиц, нахождение С. н. р. сводится к решению кинетич. ур-ний. В этом случае локальность С. н. р. соответствует сходности интеграла столкновений.

Подобно термодинамически равновесным распределениям С. н. р. обращают в нуль интеграл столкновений, однако они существуют только при наличии потока к-л. сохраняющейся величины в импульсном пространстве, подерживаемом источником и стоком. Начиная со слаботурбулентных С. н. р. (КС) волн, полученных В. Е. Захаровым (1965), идея об эстафетной передаче по масштабам интегралов движения (сохраняющихся величин) была широко использована при рассмотрении турбулентности в плазме, твёрдом теле, жидкости; были получены изотропные и анизотропные С. н. р. (КС), соответствующие переносу постоянных в импульсном пространстве (или пространстве волновых чисел) потоков энергии, импульса, числа частиц, волнового действия.

Стационарные неравновесные распределения (колмогоровские спектры) волн с распадными законами дисперсии. Если дисперсия волн к-л. одного типа описывается распадными условиями $\omega(k) = \omega(k_1) + \omega(k_2)$, то интеграл столкновений I_{st} , получаемый усреднением дв-

намич. ур-ний, может быть записан следующим образом:

$$I_{st}[n(k)] = \int T(kk_1k_2) - R(kk_1k_2) - R(k_2kk_1) dk_1 dk_2, \\ R(kk_1k_2) = 2\pi \int V(kk_1k_2) \delta(k - k_1 - k_2) \delta(\omega(k) - \omega(k_1) - \omega(k_2)) \times [n(k_1)n(k_2) - n(k)n(k_1) - n(k)n(k_2)], \quad (2)$$

где $n(k_2)$ — плотность числа квазичастиц, $V(k, k_1, k_2)$ — матричный элемент трёхволнового взаимодействия, $\delta(x)$ — дельта-функция. В однородной и изотропной среде при масштабной инвариантности закона дисперсии и матричного элемента относительно своих аргументов, а именно

$$\omega(k) = \varepsilon \omega(k), \quad V(k, ek_1, ek_2) = \varepsilon^2 V(k, k_1, k_2), \quad (3)$$

С. н. р. числа квазичастиц по волновым числам $n(k)$, обращающие в нуль интеграл столкновений (2) и соответствующие пост. потоку энергии P_1 , имеет вид:

$$n(k) = AP_1^{1/d} k^{-d-2}. \quad (4)$$

В ур-ниях (3) и (4) $\varepsilon = \text{const}$, α и β — константы, характеризующие степень однородности закона дисперсии и матричного элемента, d — размерность волновых векторов.

Так, напр., для капиллярных волн на поверхности жидкости $d = 2$, $\beta = 1/4$ и локальное изотропное С. н. р. числа квазичастиц, соответствующее пост. потоку энергии P_1 , имеет вид:

$$n(k) = AP_1^{1/2} k^{-12/5}. \quad (5)$$

В среде, обладающей аксиальной симметрией относительно выделенного направления ξ , при определённой масштабной инвариантности закона дисперсии и матричного элемента трёхволнового взаимодействия, а именно

$$\omega(k, k_1) = k_1^a |k_1|^b, \quad V(k, ek_1, ek_2, \mu k_1, \mu k_2, \mu k_1) = \\ = \varepsilon^2 \mu^c V(k, k_1, k_2, \mu k_1, \mu k_2, \mu k_1), \quad (6)$$

анизотропное С. н. р. числа квазичастиц по волновым векторам, соответствующее пост. потоку импульса R в направлении ξ , имеет вид:

$$n(k) = A \mathcal{P}^{1/2} |k_1|^{-(1-a+2\alpha)n} |k_2|^{-(1-a+2\beta)n}, \quad (7)$$

где k_1, k_2 — компоненты волнового вектора, соответственно параллельная и перпендикулярная ξ . В частности, для ионно-звуковых колебаний в плазме, помещённой в направленное по оси x сильное магн. поле ($a = 1$, $b = 2$, $u = v_s$, $v = 0$), локальное анизотропное С. н. р. числа квазичастиц

$$n(k) = A \mathcal{P}^{1/2} |k_x|^{-2/3} |k_{\perp}|^{-2}, \quad (8)$$

где \mathcal{P} — поток импульса, направленный по оси x . Локальные анизотропные С. н. р. получены для бездиспергентных волн Россби, косых электронно-дрейфовых, ионно-дрейфовых, электронно-звуковых, магнитозвуковых, альфвеновских волн в плазме, волн плотности в гравитирующих астрофиз. объектах.

Стационарные неравновесные распределения волн с нераспадным законом дисперсии. В случае дисперсии волн, не описываемой распадными условиями, интеграл столкновений I_{st} может быть записан следующим образом:

$$I_{st}[n(k)] = 4\pi \int T(kk_1, k_2k_3) \delta(k + k_1 - k_2 - k_3) \times \\ \times \delta[\omega(k) + \omega(k_1) - \omega(k_2) - \omega(k_3)] [n(k_1)n(k_2)n(k_3) + \\ + n(k)n(k_1)n(k_2) - n(k)n(k_1)n(k_3) - n(k)n(k_2)n(k_3)] \times \\ \times dk_1 dk_2 dk_3, \quad (9)$$

где $T(kk_1, k_2k_3)$ — матричный элемент взаимодействия.

В однородной и изотропной среде при аналогичной выражению (3) масштабной инвариантности закона дисперсии и матричного элемента относительно своих аргументов С. н. р. числа квазичастиц по волновым числам, соответствующее пост. потоку энергии P_1 (или волнового действия P_0), имеет вид:

$$n^{(i)}(k) = A_i P^{1/3} k^{-v_i}, \quad (10)$$

где $v_i = [3d + 2\beta + \alpha(i-1)]/3$, A_i — константы, $i = 0, 1$ соответствует пост. потоку волнового действия, энергии. Так, напр., для гравитад. волн на поверхности глубокой жидкости ($\alpha = 1/2$, $\beta = 3$) имеются локальные С. н. р. числа квазичастиц, соответствующие пост. потоку энергии в область больших волновых чисел ($v_i = 4$), т. е. передаче энергии от больших масштабов к малым, и пост. потоку волнового действия в область малых волновых чисел ($v_0 = 23/6$), т. е. от малых масштабов к большим.

Стационарные неравновесные распределения частиц. Интеграл столкновений Больцмана I_{st} может быть записан следующим образом:

$$I_{st}((p)) = \int T(p p_1, p_2 p_3) \delta(p + p_1 - p_2 - p_3) \times \\ \times \delta(\mathcal{E} + \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3) / ((p_1)(p_2) - I(p_1)) dp_1 dp_2 dp_3, \quad (11)$$

где $T(p p_1, p_2 p_3)$ — матричный элемент взаимодействия частиц, $I(p_1)$ — ф-ция распределения частиц, \mathcal{E} , p — соответствующие энергия, импульс s -й частицы.

В однородной и изотропной среде при масштабной инвариантности зависимости энергии от импульса $\mathcal{E}(p)$ и матричного элемента относительно своих аргументов, а именно

$$\mathcal{E}(p) = \mu^s \mathcal{E}(p), \quad T(\mu p, \mu p_1, \mu p_2, \mu p_3) = \mu^s T(p p_1, p_2 p_3), \quad (12)$$

С. н. р. частиц по импульсу, соответствующее пост. потоку энергии $P_1 (i = 1)$ или пост. потоку частиц $P_0 (i = 0)$, имеет вид:

$$j^{(i)}(p) = A_i \mu^{1/2} p^{-v_i}, \quad (13)$$

где $v_i = [3d + 2\beta + \alpha(i-1)]/2$, $i = 0, 1$.

Так, для перелетявистых заряд. частиц, взаимодействующих по закону Кулона с учётом статической экранировки ($\alpha = 2$, $\beta = -2$), имеется локальное С. н. р. частиц, соответствующее пост. потоку энергии в импульсном пространстве ($v_i = +5/2$). Именно это С. н. р. обращает в нуль также интеграл столкновений в форме Ландау (см. *Кинетические уравнения для плазмы*).

Лит.: Захаров В. Е., Колмогоровские спектры в задачах слабой турбулентности, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; Кадомацев В. Е., Конторович В. М., Теория турбулентности в газодинамике и плазме, «Изв. вузов. Радиофизика», 1974, т. 17, с. 511; Кузнецов В. А., О турбулентности волнового звука и плазмы в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1972, т. 62, с. 584; Кац А. В. и др., Точные степенные решения кинетических уравнений для частиц, «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 178; Карась В. И., Моисеев С. С., Новиков В. Е., Неравновесные стационарные распределения частиц в твердотельной плазме, «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 1421. В. И. Карась.

СТАЦИОНАРНЫЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС — случайный процесс $\{\xi_t, t \in R^1\}$, определённый для всех моментов времени $-\infty < t < \infty$, стохастич. характеристики к-рого не зависят от выбора нач. момента отсчёта (т. е. не меняются при замене $t \rightarrow t + s, s \in R^1$). Более точно это означает, что для любого набора моментов времени t_1, \dots, t_n совместная ф-ция распределения вероятностей значений С. с. п. $\xi_{t_1}, \dots, \xi_{t_n}$ в эти моменты времени

$$F_{t_1, \dots, t_n}(x_1, \dots, x_n) = P\{\omega: \xi_{t_1}(\omega) \leq x_1, \dots, \xi_{t_n}(\omega) \leq x_n\}, \\ \omega \in \Omega$$

(Ω — вероятностное пространство, на к-ром определены все случайные величины ξ_t) совпадает с ф-цией

распределения $F_{t_1+\varepsilon, \dots, t_n+\varepsilon}$ для значений процесса в моменты $t_1 + \varepsilon, \dots, t_n + \varepsilon$ (стационарность в узком смысле). Иногда стационарность процесса $\{\xi_t, t \in R^1\}$ понимают более широко, а именно: процесс наз. стационарным в широком смысле, если его ср. значение $\langle \xi_t \rangle$ не зависит от t , а ковариация $\langle \xi_{t_1}, \xi_{t_2} \rangle$ имеет вид:

$$\langle \xi_{t_1}, \xi_{t_2} \rangle = \langle \xi_t, \xi_{t_1} \rangle - \langle \xi_t, t \rangle \cdot \langle \xi_{t_2}, t \rangle = B(t_1 - t_2),$$

где $B(\tau)$ — положительно определённая ф-ция. Гауссовский случайный процесс, стационарный в широком смысле, стационарен и в обычном (узком) смысле. Марковский случайный процесс $\{\xi_t, t \in R^1\}$ с переходной ф-цией

$$P_{t_1, t_2}(x_1, x_2) = P\{\xi_{t_2}(\omega) < x_2 / \xi_{t_1}(\omega) = x_1\}$$

(где $P(A/B)$ — условная вероятность события A при условии, что произошло событие B) является стационарным в том, и только в том случае, когда распределение F_t значений процесса ξ_t в моменты времени t одинаковы для всех t и для всех t_1 и t_2 переходная ф-ция

$$P_{t_1, t_2}(x_1, x_2) = P_{t_1 - t_2}(x_1, x_2),$$

т. е. зависит лишь от длительности промежутка времени между t_1 и t_2 .

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. Р. Л. Мильос. СТЕКЛА — твердотельные системы, не обладающие пространственным упорядочением (транслационным и ориентационным) в расположении атомов, их магн. моментов, электрич. дипольных моментов молекул и т. д. (в смысле дальнего порядка — см. *Дальний и ближний порядки*). С. характеризуются временным упорядочением: каждый элемент системы всё время остаётся в нек-рой конечной области конфигурац. пространства, т. е. корреляция между его положениями не убывает за большие промежутки времени, так что система не является эргодической (см. *Эргодичность*). Переход системы в состояние С. происходит при повышении темп-ры T , и это явл. в амерзании к-м (стеклования и е м). Осн. свойство С. — наличие большого (быстро растущего с размером системы) числа метастабильных (долгоживущих) макросостояний, приводящие к явлениям медленной релаксации и зависимости состояний системы от её предистории (характера изменения темп-ры, давления, магн. поля и т. д.).

С. естественно классифицировать по типу переменных, испытывающих замерзание. При этом каждому С. можно сопоставить пространственно упорядоченное (регулярное) состояние с переменными того же типа. Известны С.: позиционные, силовые, дипольные, электрические квадратичные, протонные, сверхпроводниковые и др. Среди структурных (позиционных) С. различаются металлические, ковалентные, полимерные. Все они характеризуются замерзанием движения атомов и молекул (см. *Стеклообразное состояние*). Регулярное состояние, соответствующее абс. минимуму энергии, — кристаллическое. Металлич. С. (напр., FeP, ZrCu) и ковалентные С. (SiO_2, Ge_2Se_7) являются метастабильными фазами, способными к кристаллизации (для SiO_2 время кристаллизации $\sim 10^8$ лет). Эти С. образуются при достаточно быстром охлаждении; при медленном охлаждении возникает кристаллич. состояние (см. *Металлические стёкла, Аморфные и стеклообразные полупроводники* [1]).

То же относится и к полимерным С., образованным полимерами с регулярной последовательностью мономеров (напр., полиэтилен). Полимеры с нерегулярными последовательностями мономеров (напр., полистирол, пропилен) и сетчатые (разветвлённые) полимеры образуют только стеклообразные твёрдые фазы; в этих случаях неупорядоченность твёрдой фазы вторична, она является следствием первичной (аморфной) нерегулярности молекулярной структуры.

Это же относится и к остальным типам С. {2}. Так, *слабое стекло* (регулярный аналог — антиферромагнетик) возникает в твердотельных системах с неупорядоченным расположением магн. атомов (первично беспорядок). В отношении трансляц. порядка система может быть как кристаллической (напр., $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$, $x < 1$), так и аморфной ($\alpha = \text{AlGd}$) [2,3,4].

Дипольные С. возникают в системах с неупорядоченно расположенными диполями (как магнитными, так и электрическими). В неупорядоченных *твёрдых растворах* с редко расположенными магн. атомами (напр., $\text{LiHo}_x\text{Y}_{1-x}\text{F}_4$ при $x < 1$) магнитное *обменное взаимодействие* мало и определяющим становится магн. дипольное взаимодействие. Его закономерный характер и случайность в пространственном расположении диполей приводит к образованию магн. дипольного С. В металл. твёрдых растворах с малой концентрацией магн. атомов переходных металлов (напр., $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$, $x < 1$) роль закономерного взаимодействия играет РККН-обменное взаимодействие (через электронную проводимость).

Аналогичная ситуация возникает в электрических дипольных С., напр. в соединениях типа $\text{K}(\text{Ta}_{1-x}\text{Zr}_x\text{O}_7)$, где $\text{Z} = \text{Nb, Li, Na}$; $x < 1$. В элементарной ячейке KTaO_3 есть неск. эквивалентных децентральных положений, в x -рых может оказаться примесь замещения Z , создавая при этом локальный дипольный момент. При низких темп-рах электрич. дипольное взаимодействие приводит к *замерзанию* диполей (атомов Z) в неупорядоченном состоянии. Если концентрация примеси в веществе (матрице) мала ($x \sim 0,05 - 0,1$), то определяющую роль играет короткодействующее знакоопостное взаимодействие между диполями (возникающее из-за большой поляризуемости матрицы). Оно приводит к переходу вещества в регулярную сегнетоэлектрич. фазу (см. *Сегнетоэлектрики*).

Соединение $(\text{KCN})_x(\text{KBr})_{1-x}$ при $x \sim 0,5$ представляет собой пример электрич. квадрульного (ориентационного) С. Определяющим здесь является взаимодействие случайно расположенных одноосных молекул CN через поле упругих напряжений в матрице, являющееся квадрульным (при более низких темп-рах возможно образование дипольного С. за счёт слабого дипольного взаимодействия молекул CN). Квадрульным С. является также твёрдый раствор орто- и параводорода при концентрации $x < 0,56$ ортомолекул H_2 , k -рые за счёт формы обладают электрич. квадрульным моментом; при больших x реализуется фаза с дальним порядком трансляц. и ориент. типов.

Протонным С. называется низкотемпературное состояние, возникающее в смешанных кристаллах $\text{Rb}_{1-x}(\text{NH}_4)_x\text{H}_2\text{PO}_4$. Чистые кристаллы RbH_2PO_4 (RDP) и $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP) являются членами т.н. семейства KDP (KH_2PO_4) и имеют одинаковые решётки с близкими параметрами, причём RDP при низких темп-рах является сегнетоэлектриком, а ADP — анти-сегнетоэлектриком. Смешанные кристаллы KDP $(1-x)$ (ADP) $_x$ в интервале $0,22 < x < 0,8$ обладают неупорядоченным состоянием, характеризующимся замораживанием движения протонов на водородных связях.

Сверхпроводниковое С. может образовываться в в. н. гранулах, сверхпроводниках, помещённых в магн. поле $H \geq \Phi_0/l^2$, где квант магн. потока $\Phi_0 = hc/4e$, а l — характерный масштаб неоднородности системы (порядка или больше ср. расстояния между центрами гранул). Такие сверхпроводники состоят из гранул сверхпроводящего вещества, помещённых в несверхпроводящую матрицу и связанных между собой туннельными (джозефсоновскими) контактами. Сверхпроводящие С. характеризуются замороженным неупорядоченным распределением джозефсоновских токов через межгранульные контакты; роль первичного беспорядка играет случайность в расположении гранул, приводящая к случайному распределению величин магн. потоков в пространстве между гранулами.

В слабом магн. поле $H \ll \Phi_0/l^2$ гранулоидн. системы ведут себя как обычные *сверхпроводники второго рода*. Регулярным аналогом является община сверхпроводящая фаза с *решёткой вихрей Абрикосова* [3].

Основным наблюдаемым признаком перехода системы в состояние С. является резкое замедление релаксации возмущений при понижении темп-ры (см. *Кооперативные явления*). Так, сдвиговая вязкость η позиционированного С. возрастает более чем на 12 порядков с приближением к точке замерзания, причём её поведение часто описывается эмпирич. законом Фегеля — Фулчера:

$$\eta \sim \alpha \rho(T_0 - T)^{-z}, \quad (1)$$

где ρ , T_0 — параметры, получаемые экспериментально. Условно точкой замерзания T_f считают темп-ру, при к-рой η достигает 10^{12} пуаз ($T_f > T_0$). Аналогично замедление магн. релаксации наблюдается в спиновых С., в к-рых макс. время релаксации

$$\tau_{\text{макс}} \sim (T - T_f)^{-\alpha},$$

где $\alpha \approx 7 - 9$.

В состоянии С. ($T < T_f$) релаксация возмущений происходит медленно и в широком интервале времён может быть описана как логарифмич. зависимость параметра порядка от времени. Др. важнейшим свойством С. является зависимость его характеристик от истории. Приведённые свойства С. свидетельствуют о наличии широкого спектра времён релаксации, граница к-рого $\tau_{\text{макс}}$ больше времени наблюдения. Для С., обладающих замороженным первичным беспорядком, вопрос о конечности или бесконечности τ связан с вопросом (не имеющим пока общего решения) о существовании фазового перехода в состоянии С. Фазовый переход экспериментально наблюдается для большинства спиновых С. При этом вблизи точки замерзания T_f имеет особенность не только температурная зависимость времени релаксации $\chi(T)$, но и (при воздействии внеш. поля) обобщённая восприимчивость $\chi(T)$. В пост. поле функция $\chi(T)$ имеет, как правило, излом в точке $T = T_f$. В перем. поле частоты ω особенность имеет $\text{Re } \chi(\omega)$ и $\text{Im } \chi(\omega)$. Кроме того, T_f зависит от ω . В области низких частот особенности $\chi(\omega)$ связаны с наличием в С. шума со спектром $1/\omega$.

Ключевая теория С. пока не построена. Одной из качественных концепций является понятие *фрустрации* [2—3]. Статистич. система наз. фрустрированной, если взаимодействия между её разл. элементами конкурируют, т. е. предьявляют несовместимые требования к локальной структуре, соответствующей минимуму свободной энергии. Простейшие примеры фрустрированной системы — квадратная ячейка спинов с одним положительным обменным интегралом $J > 0$ и тремя отрицат. интегралами $J < 0$ или треугольная ячейка спинов со всеми $J < 0$. В результате компромисса возникает принципиально новое состояние, к-рое при наличии первичного беспорядка оказывается С. Пример позиционных С. показывает, что наличие первичного беспорядка не является обязательным, его роль может сыграть флуктуационно возникшая неоднородность, замороженная при быстром охлаждении. Фрустрация в случае металлич. С. обеспечивается тем, что локальная энергетически выгодная конфигурация атомов имеет икосаэдрич. симметрию, к-рая не может быть реализована в трёхмерной периодич. решётке. Иногда это приводит к образованию *квазикристаллов*, обладающих дальним ориентат. порядком при отсутствии трансляционного, в др. случаях возникает С. В магн. и электрич. С. осн. источником фрустрации является конкуренция ферро- и антиферромагн. взаимодействий; кроме того, фрустрация может возникнуть и при часто антиферромагнитном взаимодействии, напр. в треугольной или кубической граицентриров. кристаллич. решётках. Неупорядоченная спиновая система, не обладающая фрустрацией, обычно является не С., а, напр., простым ферромагнетиком.

Ряд низкотемпературных свойств С. (теплоёмкость, теплопроводность и т. п.) хорошо описывается представлением о двухуровневых туннельных системах (группы атомов, спинового кластерах) с широким распределением энергетич. параметров [4].

Лит.: J. A. K. J. J., Models of the glass transition, «Rep. Progr. Phys.», 1986, в. 49, p. 171; B. Lindet K., U. O. и G. A. P., Spin glasses. Experimental facts, theoretical concepts, and open questions, «Rev. Mod. Phys.», 1986, в. 58, p. 801; В. Я. и Ю. В. М., и др., Система дисороскопических ионов как модель спинового стекла, «ФЗЖТФ», т. 29, с. 343; А. Р. и I. 119 W. A., 2-Level states in glasses, «Rep. Progr. Phys.», 1987, в. 50, p. 1657. М. В. Фейсальман.

СТЕКЛОБРАЗНОЕ СОСТОЯНИЕ (структуры стекла) — аморфное состояние вещества, формирующееся при затвердевании переохлаждённого расплава. Обратимость перехода на С. с. в расплав и из расплава в С. с. (стеклование) является особенностью, к-рая отличает С. с. от др. аморфных состояний. Постепенное возрастание вязкости расплава препятствует кристаллизации вещества, т. е. переходу к термодинамически более устойчивому кристаллич. состоянию с меньшей свободной энергией. Процесс стеклования характеризуется температурным интервалом. Переход вещества из С. с. в кристаллическое является *фазовым переходом* 1-го рода.

В С. с. может находиться значит. число простых веществ (S, Be, As, P), оксидов (B_2O_3 , SiO_2 ; GeO_2 , As_2O_3 , SnO_2 , FeO , P_2O_5), водных растворов (H_2O , H_2SO_4 , H_2PO_4 , HClO_4 , H_2SeO_4 , H_2CO_3 , NH_4OH , KOH , HCl , LiCl), халькогенидов ряда элементов (As, Ge, P), нек-рых галогенидов и карбонатов. Многие из этих веществ составляют основу более сложных по составу стёкол. Среди однокомпонентных стёкол наиб. практич. значение имеет оксид SiO_2 , отличающийся непрозрачностью, хим. устойчивостью, стойкостью к перепадам темп-ры. Однако технология его изготовления сложна и необходимая темп-ра высока. Чтобы снизить её и придать стеклу нужные свойства, к SiO_2 добавляют др. оксиды, прежде всего щелочные и щелочноземельные. При этом темп-ра нагрева снижается на 200—300 °C. Роль таких добавок (модификаторов) в том, что они «разрыхляют» сетку хим. связей в SiO_2 .

Вещество в С. с. представляет собой твердотельную систему атомов и атомных групп, прени. с ковалентной связью между ними. Дифракц. методы исследования (рентгеновской структурный анализ, электрография, нейтроннография структурная) позволяют определить упорядоченность в расположении соседних атомов (ближний порядок; см. *Дальний и ближний порядок*). По углу зависимости интенсивности рассеяния строят кривые радиальной распределения атомов. Расстояния между максимумами этой кривой соответствуют меж. атомным расстояниям, а площадь, ограниченная максимумами, даёт информацию о ср. числе атомов, находящихся на соответствующем расстоянии от данного.

Стёкла, как правило, вязкотопы, хрупки, имеют раковинистый излом при сколе. По оптич. свойствам обычно прозрачны (для видимых, ИК-УФ-, рентгеновского и γ-излучения). Локальные механич. напряжения и неоднородность структуры стекла часто обуславливают *двойное лучепреломление*. Практически все стёкла слабо люминесцируют. Для усиления этого эффекта в них добавляют активаторы — редкоземельные элементы, уран и др. Используя вспомогат. возбуждения большой мощности (лазачку) и подобранные активаторы, получают активную среду для генерации мощного когерентного излучения (см. *Необходимый лазер*). Стёкла, как правило, диамантиты, примеси окислов редкоземельных металлов делают их парамагнитными. Из иск-рых стёкол спец. состава получают с и г а д м (материалы, состоящие из одной или нек. кристаллич. фаз, равномерно распределённых в стеклообразной фазе). По электр. свойствам большинство стёкол — диэлектрики (силикатные стёкла), но есть и полупроводники (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*)

и металлы (см. *Аморфные металлы, Металлические стекла*).

Поватие С. с. обобщается на конденсиров. системы, в к-рых отсутствует пространственное упорядочение в расположении атомов, а в ориентации спинов и спиновой плотности (*спиновые стёкла*), в ориентации и распределении электрич. дипольных и квадрупольных моментов и т. п. (см. *Стёкла*).

Лит.: А. П. и А. А. Химики стёкла, 2 изд., Л., 1974; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; А. Я. и В. Н. С., Магнитизм в стёклах, П. О. и К. С., и др. В. А., Физика линзирования в стёклах, Л., 1974; Ш. У. и М. М., О природе стекла, «Природа», 1986, № 9.

СТЕЛЛАТОР (от англ. stellar — звёздный) — замкнутая *магнитная ловушка*, в к-рой необходима для удержания плазмы конфигурация магн. поля создаётся токами, текущими вне плазменного объёма. С. представляет собой одну из разновидностей *тороидальных систем*, магн. поле к-рых характеризуется валичием тороидальных (в топологич. смысле) магн. поверхностей с вращат. преобразованием (сдвигом, поворотом) силовых линий. Впервые на возможность существования в магн. поле таких поверхностей указал И. Е. Тамм (1928) на примере кольца с током, помещённого в продольное тороидальное магн. поле. В этом случае силовые магн. линии представляют собой тороидальные спирали, навивающиеся вокруг осевой линии кольцевого тока и совершающие в ср. т оборотов по малому азимуту при л оборотах вдоль тора. Важной характеристикой С. является вращательное преобразование — величина, определяющая число оборотов по малому азимуту при одном обороте вдоль тора: $\mu = \pi/l$. Если μ есть число иррациональное, то магн. силовая линия не замыкается сама на себя, образуя при бегекомом движении вдоль тора некую магн. поверхность. В случае рациональных μ происходит вырождение магн. поверхностей — они состоят из множества силовых линий, замыкающих на себя после л оборотов вокруг тора. Вся магн. конфигурация представляет собой семейство вложенных друг в друга магн. поверхностей с осью, совпадающей с центром кольцевого тока.

Подобные магн. конфигурации получили практич. использование в связи с развитием работ по управляемому термоядерному синтезу с магн. удержанием плазмы. Идею плазменной ловушки с токовыми ядровыми магн., расположенными снаружи замкнутой магн. поверхностью, выдвинул Л. Спитцер (L. Spitzer); он же предложил название для таких систем — С. Т. е. тор в звёздного вещества.

Вращат. преобразование силовых линий приводит к компенсации тороидального дрейфа заряд. частиц, обеспечивая равновесие плазмы. Дрейфовые траектории большинства частиц плазмы (т. е. продольных) оказываются близкими к магн. поверхности и смещены на величину порядка $1/\mu$ (μ — ларморовский радиус частицы). Переход с одной дрейфовой траектории на другую происходит лишь в результате столкновения с др. частицами. Исключением составляют частицы с малыми продольными скоростями, захваченные в локальных минимумах винтового и тороидального полей. Отклонение этих траекторий от магн. поверхности существенно больше и именно этими частицами в случае редких столкновений в горячей плазме определяются коэф. диффузии и теплопроводности (неоклассич. теории переноса; см. *Перенос процессы*).

В классич. С. и тороидальному магн. полю добавляется магн. поле 2l винтовых оборотов с чередующимся направлением токов. Магн. поле внутри винтовых проводников не очень крупного тора описывается потенциалом

$$U = B_0^2 + \frac{1}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \epsilon_k / k(k\pi r) \sin k(\varphi - \alpha),$$

где B_T — тороидальное магн. поле, $e_k = B_{Lk}/B_T$ — относит. амплитуда винтовых гармоник, $\alpha = 2\pi/L$ (L — шаг винтовой обмотки) и r, φ, s — пространственные координаты, $I_k(z)$ — модифициров. ф-ция Бесселя. Внутри данного объема возникают два вида силовых

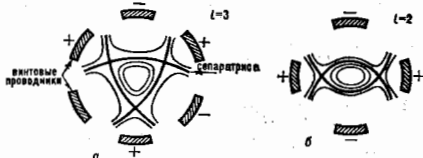


Рис. 1. Поперечное сечение магнитных поверхностей для стелларатора с $i=3$ (а), с $i=2$ (б).

вых линий: силовые линии, охватывающие винтовые проводники, и внутр. линии, образующие магн. поверхности. Поверхность, разделяющая обе эти

Рис. 2. Поперечная проекция силовой линии: $r_{\text{мин}}$ и $r_{\text{макс}}$ — минимальный и максимальный радиусы магнитных поверхностей.



области, наз. сепаратрисой. В пренебрежении тороидальности и вкладом более высоких гармоник она представляет собой l -угольную винтовую поверхность с шагом, равным шагу винтовой обмотки, и ребрами, расположенными напротив проводников с направлением

тока, противоположным направлению продольного поля B_z при правом винтовом обходе, и наоборот — при левом. Схематич. изображение поперечного сечения магн. поверхностей для C с $l=3$ и $l=2$ приведено на рис. 1. Силовые линии замкнутых магн. поверхностей отстают от вращения ребер сепаратрисы. Совершенная радиальные и азимутальные колебания, силовые линии дрейфуют по малому азимуту, обеспечивая ср. угол преобразования поворота. На рис. 2 изображена поперечная проекция силовой линии на нек-рой магн. поверхности.

Преобразование поворота в C возникает в результате усреднения вдоль тороидальной системы несмотря на то, что среднее полоидальное магн. поле $\langle B_{\theta} \rangle$ внутри винтовых проводников равно нулю, $\oint B d\ell = 0$. Подлоидальный магн. поток через продольную перегородку dS между бликами магн. поверхностей $d\Phi = \int B dS$ не равен нулю и соответственно вращает преобразованные μ численно равно $d\Phi/d\Phi$, где $d\Phi$ — продольный магн. поток, охватываемый данными поверхностями.

Др. характеристической магн. поля C является величина радиальной производной вращат. преобразования $d\theta/dr$, или т. н. впр $\theta = \mu' r/\mu$ (r — усредненный радиус сечения магн. поверхности), характеризующий степень перекрещенности силовых линий при переходе с одной поверхности на другую. Создание достаточной величины μ необходимо для обеспечения устойчивости плазмы в системе. Величина μ и θ характеризуют также степень топологич. устойчивости магн. структуры C . Для обеспечения заданной структуры поля необходимы высокая точность изготовления магн. обмоток C . Неизбежные неточности изготовления установки могут приводить к заметной деформации магн. поверхности. Особую опасность для удержания плазмы представляют резонансные возмущения рациональных магн. поверхностей с низкими значениями m и n , приводящие к образованию т. н. магн. островов (см. *Пересоединение магн. полей*), что равносильно уменьшению эффективного поперечного размера системы. Устойчивость плазмы в C может быть также обеспечена при низких значениях магн. шира при наличии ср. магн. ямы (см. *Стабилизация неустойчивостей плазмы*).

Магн. поле C может быть создано разл. способами. Система, где тороидальное и винтовое поля создаются винтовыми обмотками с одинаково направленными токами, наз. торсатроном. Гелиотрон — установка, в к-рой наряду с торсатронными обмотками используются катушки, создающие часть тороидального магн. потока. Магн. поле C может быть создано и без винтовых обмоток — с помощью специально

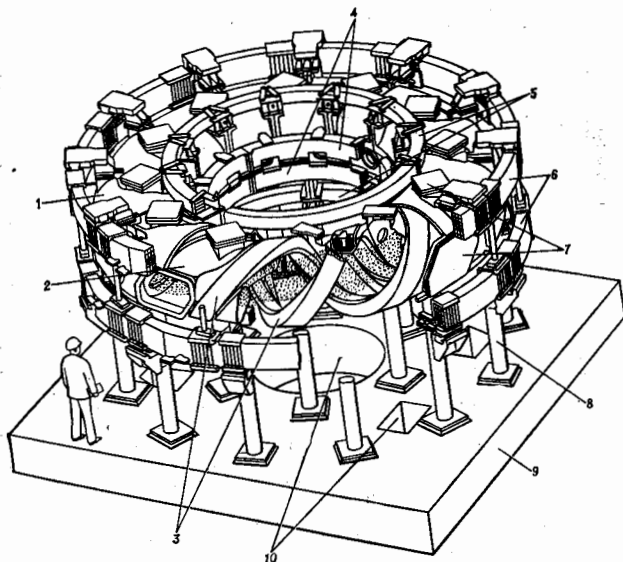


Рис. 3. Схема конструкции стелларатора — торсатрона АТР: 1 — вакуумная камера; 2 — винтовые обмотки; 3 — внутренние обмотки; 4 — внутренние обмотки поперечного поля; 5 — средние обмотки поперечного поля; 6 — внешние обмотки поперечного поля; 7 — фланец вакуумной камеры; 8 — опоры установки; 9 — основание; 10 — место для исследовательской аппаратуры.

профилированных катушек. Разрабатываются и более сложные системы с пространственной магн. осью.

Первые эксперим. исследования на С. (США, 1950—60-е гг.) были неудачны: на всех установках наблюдалась повышенная *Бома диффузия* плазмы. Причины неудач — относительно низкие значения поперечных магн. полей и отсутствие контроля за качеством магн. поверхностей. Успехи в СССР на установках типа *токамак* привели к закрытию амер. stellaratorной программы и переклону усилий на исследования на токамаках. В 1980-х гг. исследования по С. переместились в СССР, ФРГ, Великобританию и Японию. На С. Л-1 (ФИАН) впервые был разработан метод измерения структуры магн. поверхностей и показано, что диффузия плазмы, созданной внеш. инжекцией, примерно на порядок медленнее бомбовой. На С. «Вандельштейн-1» (ФРГ) было показано, что холодная ($T \approx 0,2$ эВ) деиевая плазма удерживается в С. классически. Исследования, проведенные во мн. лабораториях мира на небольших установках с относительно холодной и непотной плазмой, показали удовлетворит. удержание плазмы в С. В нач. 70-х гг. на установке «Ураган» (Харьков) был успешно проведен инновационный *нагрев плазмы* и показано, что потери энергии по новому каналу близки к неоклассическим. В сер. 70-х гг. были введены в строй С. 2-го поколения: Л-2 (СССР), «Вандельштейн-VIIA» (ФРГ) и «Клео» (Великобритания), на к-рых при омч. нагреве была получена плазма плотностью $n_e = 10^{13}$ см $^{-3}$ и температурой $T_e \approx 0,5$ кэВ, достигаемая ранее только на токамаках. На С. «Вандельштейн-VIIA» была создана бестоковая плазма в режиме инжекции пучков нейтральных атомов; проводится исследование бестоковой плазмы, создаваемой методом электронного циклотронного резонанса и инжекции нейтральных пучков. В 80-х гг. были сооружены крупные установки «Гелиотрон-Е» (Япония), «Вандельштейн-VIIAS» (ФРГ), АТФ (США), на к-рых были достигнуты более высокие параметры плазмы: $T_e \leq 3$ кэВ (нагрев при электронном циклотронном резонансе), $n_e \leq 10^{14}$ см $^{-3}$ и $\beta_{\text{макс}} \approx 2-3\%$ (нейтральная инжекция). Гл. преимущество С. — возможность стационарной работы. В 1991 на С. АТФ было продемонстрировано удержание горячей плазмы в течение 20 с; проектируются С. «Вандельштейн-VIIX» и «LHD» со сверхпроводящими магн. обмотками, работающими в стационарном режиме.

Лит.: Рабинович М. С. Экспериментальные исследования на stellaratorax, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981, с. 6; Шафранов В. Д. Термоядерные системы для управления термоядерного синтеза, там же, т. 8, М., 1988, с. 131; Вольков Е. Д., Супруненко В. А., Шиншикин А. А., Стелларатор, К., 1983.

СТЕПАНОВА УНИВЕРСАЛЬНОЕ СООТНОШЕНИЕ — соотношение между спектрами поглощения и люминесценции сложных молекул, обобщающее разл. спектрально-энергетич. закономерности — правила Стокса и Вавилова — Ломмеля, принцип зеркальной симметрии и т. д. С. у. с. является аналогом *Кирхгофа закона излучения* и отражает свойства, общие для *теплового излучения и люминесценции*.

С. у. с. выполняется при условии равновесного распределения системы по колебат. подуровням возбужденного электронного уровня энергии сложной молекулы. Такое распределение устанавливается за времена $\sim 10^{-11} - 10^{-13}$ с, т. е. значительно меньше, чем времена жизни возбужденных состояний (не менее 10^{-9} с), и, следовательно, оно предшествует возникновению излучат. квантовых переходов. При выполнении всех необходимых условий мощность люминесценции ω , на данной частоте ν однозначно связана с коэф. поглощения света K_ν той же частоты:

$$\frac{\omega_\nu}{K_\nu} = \frac{8\pi h \nu^4}{c^2} \frac{n_1}{n} \exp(h\nu/kT) C(T),$$

где n_1 — число возбужденных молекул, n — общее число молекул системы, $h\nu$ — энергия кванта, соот-

ветствующего чисто электронному переходу, kT — тепловая энергия, а $C(T)$ — нормировочный множитель, учитывающий различие *статистических весов* основного и возбужденного уровней.

С. у. с. справедливо для всех систем, в к-рых распределение по колебат. подуровням возбужденного электронного уровня не зависит от способа возбуждения (в т. ч. и от частоты возбуждающего света). В системе, кроме того, должны отсутствовать примеси, поглощающие энергию возбуждения, но не люминесцирующие. С. у. с. экспериментально подтверждено для мн. сложных молекул в растворах и парах, а также для атомов, взаимодействие к-рых со средой отражается на форме контуров их линий поглощения и испускания. При этом положение максимума линии (или полосы) люминесценции никогда строго не совпадает с положением максимума линии (или полосы) поглощения, всегда несколько смещено от него в ДВ-область и имеет широкую форму.

Лит.: Степанов Б. И., Грябковски Я. В. П., Введение в теорию люминесценции, Минск, 1983. Ю. П. Тимофеев.

СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ ЧИСЛО в механике — число не зависящих между собой *возможных переменных* механич. системы. С. с. ч. зависит от числа материальных точек, образующих систему, и от числа и характера валентных на систему *связей механических*. Для свободной материальной точки С. с. ч. равно 3, для свободного твердого тела — 6, для тела, имеющего неподвижную ось вращения, С. с. ч. равно 1 и т. д. Для любой *гомономной системы* (системы с геом. и интегрируемыми дифференц. связями) С. с. ч. равно числу s независимых между собой координат, определяющих положение системы, и дается равенством $s = 3n - k$, где n — число точек системы, k — число геом. связей. Для *негомономной системы* (системы, на к-рую, кроме голономных, наложены ещё неголономные, т. е. *неинтегрируемые дифференц. связи*) С. с. ч. меньше числа координат, определяющих положение системы, на число неголономных связей. От С. с. ч. зависит число дифференц. ур-ний движения как условий равновесия механич. системы. С. М. Тарз.

СТЕПЕНИ СВОБОДЫ — независимые возможные изменения состояния (в частности, положения) физ. системы, обусловленные вариациями её параметров. В механике С. с. соответствуют независимым переменным механич. системы, число к-рых определяется числом образующих систему частиц и наложенных на неё механич. связей (см. *Степеней свободой число* в механике).

В *статистической физике* С. с. соответствуют независимым обобщенным координатам, определяющим полную энергию или *Гамильтона функция* системы. Число С. с. позволяет оценить *теплоемкость* многоатомных газов и твердых тел при высоких темп-рах, когда применима классич. статист. механика и энергия равномерно распределена на С. с. (*равнораспределенный закон*). Однако при обычных (комнатных) темп-рах не все С. с. вносят вклад в теплоемкость многоатомного газа, некоторые из них выключены («заморожены»), т. к. могут возбуждаться лишь при достаточно высоких темп-рах.

В *квантовой механике* С. с. соответствуют независимым координатам, к-рые определяют *гамильтоновы* системы. Непрерывные поля нельзя охарактеризовать конечным числом С. с.

В *термодинамике* С. с. — независимые термодинамич. параметры, определяющие состояние термодинамич. равновесия системы. Число С. с. f равновесия термодинамич. системы определяется *Гиббса правилом* $f = n - r + 2 \geq 0$, где n — число компонентов, r — число фаз. Д. Н. Зубарев.

СТЕРАДИАН (от греч. stereós — телесный, объёмный и radian) (ср, Sr) — единица телесного угла; 1 ср равен телесному углу с вершиной в центре сферы, вырезающему на ней поверхность, площадь к-рой равна площади квадрата со стороной, равной величине радиусу

сферы. $1 \text{ ср} = 7,96 \cdot 10^{-10}$ полного телесного угла $\omega = 3,28 \times 10^9$ квадратного градуса.

СТЕРЕОБАЗИС (от греч. stereos — телесный, объемный и basis — основание) — расстояние между двумя точками, одновременное наблюдение из к-рых одного и того же объекта даёт *стереоскопическое изображение* этого объекта. Для человеческого зрения С. — расстояние между передними узловыми точками глаз (колеблется от 58 до 72 мм).

Для повышения остроты бинокулярного зрения при рассматривании, напр., удалённых предметов, или *стереопар*, применяются оптич. приборы (призмённые или зеркальные), искусственно увеличивающие главную С. (см. *Стереотруба*, *Стереоскоп*). С увеличением С. уменьшается глубина резко воспринимаемого пространства, но увеличивается острота зрения, поэтому С. выбирается с учётом оптич. сечения этих критериев.

Л. А. Рыжков.

СТЕРЕОПАРА — сочетание двух плоских частичных изображений одного и того же объекта, полученных с двух разных точек зрения или в двух цветах (см. *Анаглиф метод*). При рассматривании С. так, чтобы каждый глаз видел только одно из этих изображений, возникает объёмная (стереоскопич.) картина, воспроизводящая глубину реального объекта, — *стереоскопическое изображение*. С. используют для создания пространственных изображений объектов в стереокино, стереофотографии, при стереофотограмметрич. съёмке.

Л. А. Рыжков.

СТЕРЕОСКОП — бивокулярный оптич. прибор для раздельного наблюдения правым и левым глазом соответственно своего частичного изображения стереопары, обеспечивающий оптич. совмещение этих изображений для получения единого зрительного образа, обладающего стереоскопичностью (см. *Стереоскопическое изображение*). В зависимости от конструкции различают С. пеллеве, литваэне, зеркальные и комбинированные.

СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЕ ЗРЕНИЕ — пространственное (объёмное) зрение, обуславливающее возникновение трёхмерного зрительного образа наблюдаемого объекта за счёт параллакса, отглядывания объекта с равных сторон в предметном пространстве. При бинокулярном наблюдении в предметном пространстве к-л. точки А (рис. 1) её изображения в правом

рующих точках сетчаток, к-рые соответственно в правом и левом глазу находятся на одинаковых расстояниях от центр. ямок (напр., дуга A_1B_1 равна дуге A_2B_2 и $A_1C_1 = A_2C_2$). Идентичные изображения, получаемые на корреспондирующих точках, всегда сливаются в единый образ. Изображения точек, расположенных ближе или дальше горизонтра, получаются на несоответственных точках сетчаток глаз, что является сигналом мозгу для ощущения разнородности этих точек предмета от глаз. В естеств. условиях при неровное взгляда на разнородные предметы горизонтра непрерывно перестраивается. Несовпадение (диспаратность) изображений разнородных точек предмета на сетчатках глаз тем больше, чем больше значение угл. параллакса фиксируемой точки А и одновременно наблюдаемых точек B' , C' и т. д. Значения разностей этих параллакса $\alpha - \beta$ или $\alpha - \gamma$ наз. дифференциальными угловыми параллаксами $\Delta\alpha$. Мин. диспаратность, к-рую человек способен ощутить, определяет величину предельного угла дифференц. параллакса $\Delta\alpha_0$ (остроту зрения). Эта величина является порогом стереосприятия, к-рый у разных лиц различен, но обычно не превосходит $30''$. От него зависит разрешающая способность восприятия изображения по глубине. Наим. величина Δr различия разнородности точек предмета определяется след. отношением:

$$\Delta r = \frac{r}{g} \Delta\alpha_0 (b_0 \pm r_0 \Delta\alpha_0),$$

где r_0 — удалённость от зрителя фиксируемой точки; b_0 — межзрачковый стереобазис у наблюдателя (≈ 65 мм); знак плюс в знаменателе относится к точкам, расположенным ближе фиксируемой, знак минус — к точкам, дальше фиксируемой.

На произвольном расстоянии r разрешающая сила S з. а. равна:

$$W(r) = 1/\Delta r \approx b_0/r^2 \Delta\alpha_0.$$

Если b_0 и r выражены в м, а $\Delta\alpha_0$ — в радианах, то $W(r)$ имеет размерность м^{-3} и определяет кол-во раздельно различимых планов на глубине пространства в 1 м, удалённого от наблюдателя на расстояние r . Так, при $\Delta\alpha_0 = 30''$ ($0,000145$ рад) и $b_0 = 65$ мм:

$$W(r) = 450/r^2 (\text{м}^{-3}).$$

Из этого выражения следует, что на расстоянии $r = 10$ м можно различить 4,5 глубинного плана на протяжённости 1 м, т. е. глубинное разрешение составляет 22 см, а на расстоянии $r = 2$ м разрешающая сила С. з. равна 112,5 планам/м и, следовательно, глубинное разрешение уже не превышает 0,9 см.

Объём информации, даваемой С. з., можно оценить кол-вом различных планов N на глубине рассматриваемого пространства на расстоянии от r_1 до r_2 , к-рый определяется как

$$|N|_{r_1}^{r_2} = \sum_{r_1}^{r_2} b_0 \Delta r / \Delta\alpha_0 r^2. \quad (1)$$

Заменив суммирование интегрированием, имеем

$$|N|_{r_1}^{r_2} = (b_0/\Delta\alpha_0)(1/r_1 - 1/r_2). \quad (2)$$

При наблюдении объекта через бинокулярные зрительные приборы или проекц. системы разрешающая сила С. з. растёт пропорционально действующему стереобазису B и эфф. увеличению оптическому прибору G :

$$W^*(r) = BG/\Delta\alpha_0 r^2.$$

Предельное расстояние, начиная с к-рого уже нельзя в естеств. условиях стереоскопически различить

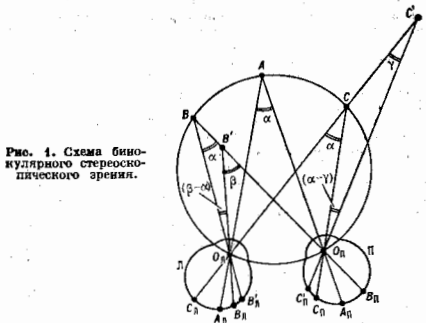


Рис. 1. Схема бинокулярного стереоскопического зрения.

удаленности объектов, наз. радиусом стереовидения, равным

$$r_{\infty} = b_0 / \Delta\alpha_0. \quad (3)$$

Для лиц, обладающих острой зрения в $30''$, $r_{\infty} \sim 450$ м.

Однако при наблюдении *стереоскопического изображения* зритель постоянно фиксирует взглядом плоскость совмещённой стереопары изображений (на экране), к-рая в этом случае представляется частью стационарного (неперестраиваемого) горютера, в связи с этим r_{∞} ограничивается расстоянием:

$$r_{\infty}^* = b_0 (\omega_0 + d / r_0),$$

где ω_0 — предельный угол разрешения глаза, d — действующий диаметр зрачка глаза.

В этом случае глубинная протяжённость стереоскопически наблюдаемого образа ограничивается максимально допустимым углом, в пределах к-рого возможно сливание (фузии) наблюдаемых изображений стереопары. Этот угол ϕ наз. фузионным, его величина составляет $1,6^\circ - 2,0^\circ$. Границы глубины пространства, в к-ром может существовать слитый пространственный образ, зависят от расстояния рассматривания и удалены от экрана на расстояния $\Delta r_1 = \phi_0^* / (b_0 + \phi_0)$ перед экраном и $\Delta r_2 = \phi_0^* / (b_0 - \phi_0)$ за экраном (рис. 2). Из графика видно, что на более удалённых экранах

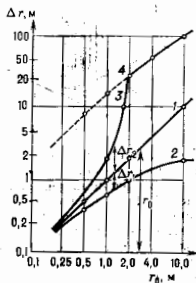


Рис. 2. Диапазон глубины стереоскопически реализуемого пространства относительно экрана и зависимости от расстояния наблюдателя до экрана: 1 — плоскость экрана; 2 — граница стереопрозрачности перед экраном; 3 — граница стереопрозрачности за экраном; 4 — радиус действия стереоскопа.

возможно реализовать более широкие по глубине зоны стереоскопич. видения. Так, на экране, удалённом от зрителя на 10 м, можно наблюдать протяжённость пространственного изображения в зоне от 1,8 до 90 м; при рассматривании стереофотографий с расстояния 25 см восприимчивое пространство ограничено лишь глубиной зоны ~ 6 м. Однако это не означает, что кол-во различимых по глубине планов на более удалённых экранах будет больше. Кол-во различных планов в данном случае может быть определено по соотношениям (1) и (2), в к-рых величина $\Delta\alpha_0$ должна быть заменена величиной ϵ , представляющей отношение величины разрешения зрачка к расстоянию его от зрителя.

При наблюдении пространства предметов движущимся наблюдателем (напр., из окна вагона) возникает динамический стереоэффект, обусловленный параллаксированием этого пространства. Динамич. стереоэффект проявляется и при монокулярном зрении; он основан на инерционности зрения: сливание при стереоскопич. изображении в зрительном аппарате человека возможно и при одновременном их возникновении через интервалы Δt , не превышающие время инерции зрения. Если, напр., наблюдатель движется слева направо, фиксируя взором предмет А, удалённый на расстояние r_A , и скорость его движения v , то за интервал времени Δt , равный времени инерции зрения, точ-

ка наблюдения переместится на величину базиса $B = v \Delta t$. Прямую, параллельную дуге следования наблюдателя и проходящую через точку А, можно наз. динамическим монокулярным горютером — по аналогии с горютером бикулярного зрения. При слиянии за точкой А глаз поворачивается таким образом, что изображение точки А всё время находится на центр. ямке сетчатки. На своих местах сетчаткой остаются и все изображения предметов, расположенные на горютере. Однако изображения предметов, находящихся ближе и дальше горютера, перемещаются по сетчатке. Благодаря этому наблюдателю кажется, что более близкие предметы перемещаются назад относительно точки А, а более удалённые предметы обгоняют точку А в направлении его движения. И вся видимая наблюдателем панорама представляется как бы вращающейся вокруг фиксируемой точки А по часовой стрелке (для направления движения наблюдателя слева направо). Пороговые величины различия глубины пространства в данном случае зависят от скорости перемещения наблюдателя и определяются соотношением,

$$\Delta r^{**} = r_A^2 (v \Delta t \pm r_A \Delta \alpha_0),$$

где знак плюс используется для порога глубины в сторону от точки А к наблюдателю, знак минус — в сторону за неё.

Радиус действия динамич. стереоэффекта r_{∞}^{**} аналогично (3) может быть определён величиной:

$$r_{\infty}^{**} = v \Delta t \alpha_0.$$

При больших скоростях движения наблюдателя, напр. при $v = 10$ м/с (36 км/ч), $\Delta t = 0,1$ с; $r_A = 0,0003$ (1 угл. мин), величина r_{∞}^{**} составляет 3300 м, намного превышая радиус бикулярного стереовосприятия.

Динамич. стереоэффект важен и для различения глубины пространства на близких расстояниях при малых скоростях перемещения точек зрения наблюдателя относительно объекта. (Примером этого является вращение иголки в ушко, иголки; боковое оглаживание иголки то одним, то другим глазом позволяет облегчить пространственное совмещение ушка с концом иголки.)

Лит.: Крайков С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М., Д., 1950; Вальс Н. А., Стереоскопия, М., 1962; его же, Стерео-фотография, кино, телевидение, М., 1966; Логвинкин И. А. Д., Зрительное восприятие пространства, М., 1981.

СТЕРЕОКОПИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ (пространственное изображение) — изображение предмета, к-рое представляется наблюдателю объёмным (трёхмерным), передающим форму изображаемых объектов, характер их поверхности, взаимное расположение в пространстве и др. внеш. признаки. Возникает С. и в сознании человека в результате слияния в единый зрительный образ двух плоских изображений *стереопары*, рассматриваемых раздельно каждым глазом.

Каждое из двух изображений стереопары представляет собой центр. проекцию объекта (полученную, напр., фотографированием) с правой и левой точек зрения, разнесённых по горизонтали на нек-рое расстояние, называемое *стереобазисом*. Изображение объекта, полученное с правой точки, должно рассматриваться правым глазом, а изображение, полученное с левой точки, — левым глазом. Простейшим прибором для такого рассматривания является *стереоскоп*. Т. к. правое и левое изображения стереопары представляют собой разные ракурсы объекта, то при оптич. наложении друг на друга они совмещаются не полностью, изображения равноудалённых точек объекта оказываются смещёнными вправо или влево относительно друг друга, образуя горизонтальный линейный параллакс. Величина параллакса зависит от удалённости наблюдаемой точки изображения. Если точка правого изображения в плоскости совмещения оказывается правее

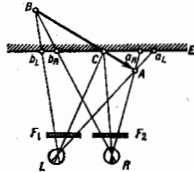
левого изображения этой точки, то параллакс считается положительным и пространственное положение слитного образа этой точки в С. и. будет представлять расположенным за плоскостью совмещения; если точка правого изображения расположена левее точки левого изображения, то параллакс считается отрицательным и слитное изображение точки оказывается перед плоскостью совмещения; при параллаксе, равном нулю, слитный образ формируется в плоскости совмещения.

Оптич. наложение правого и левого изображений стереопары друг на друга осуществляется селективной проекцией или печатью этих изображений, позволяющих в то же время посредством спец. фильтров выделять каждое изображение из их «смеси» для предъявления его предназначенному глазу. В зависимости от способов фильтрации изображений различают следующие способы воссоздания С. и.: очковые — анаглифический, поляризационный, аклисный; безочковые (растровые) — одностереопарные и микрорастровые.

Очковые методы наблюдения стереоскопического изображения

В анаглифическом методе воспроизведения С. и. (рис. 1) используются спектральная сепарация изображений стереопары. В этом случае одно из изображений стереопары, напр. правое $a_R b_R$, печатается

Рис. 1. Анаглифическая система синхронизация пространственного образа AB при рассмотрении на экране E изображений стереопары $a_R b_R$ и $a_L b_L$, соответственно правым R и левым L глазом через сепарирующие очки с цветными фильтрами F_1, F_2 .



на экран E красной краской, а левое изображение $a_L b_L$, наоборот, на красное, печатается зелёной краской. Тогда, рассматривая изображения через цветные очки, левым глазом L через красный светофильтр F_1 увидим тёмный силуэт зелёного изображения $a_L b_L$, а правым глазом R через зелёный светофильтр увидим тёмный силуэт только красного изображения $a_R b_R$. Слитный образ точек a_R и a_L , соответственно фиксируемых правым R и левым L глазом, будет виден на пересечении линий их визирувания в точке A перед экраном E . Аналогично визуальное слияние точек b_R и b_L , видимых правым и левым глазом, создаст образ точки B , лежащей за экраном E . Т. е., точки A и B окажутся пространственно разнесены. Этот метод легко реализуется и широко используется для получения С. и. в полиграфии, кино, телевидении, однако он не позволяет воспроизводить цветные объёмные изображения (см. также Анаглиф метод).

Поляризационный метод может быть использован для проекц. воспроизведения цветных С. и. Левое и правое изображения стереопары проецируются на экран лучами поляризов. света с плоскостями поляризации, ориентированными взаимно перпендикулярно для правого и для левого изображений. В качестве экрана служат целлоляризующие свет металлизированные поверхности или матированные прозрачные листы. Рассматривают изображения на экране через очки с поляризац. светофильтрами, при этом плоскости поляризации светофильтров, находящихся перед правым и левым глазом, ориентируют соответственно параллельно плоскостям поляризации лучей, проецирующих правое и левое изображения стереопары. Этот метод применяется для реализации стереокино.

Акклисный метод использует временную фильтрацию (поочередно рассматривание) правого и левого изображений стереопары. Правое и левое изображения в чередующемся порядке проецируются на экран

вместе с этим синхронно перед правым и левым глазом открываются и закрываются заслонки в очках, через к-рые зритель поочередно видит правым глазом правое изображение стереопары, левым глазом — левое изображение. Недостатком этого метода являются мерцания С. и., заметные при малой частоте (≤ 100 Гц) смены правых и левых кадров на экране. Однако и при малой частоте смены кадров (вплоть до единиц Гц) стереоэффект сохраняется, и поэтому метод находит применение в тех случаях, когда этим недостатком можно пренебречь, в частности в рентгенотехнике.

При решении практич. задач возможно комбинирование систем воспроизведения С. и. Такой симбиоз акклисного метода с поляризац. методом предложен для реализации стереоскопич. телевидения. В данном случае (рис. 2) на экране 2 телевизора 1 последовательно во времени экспонируются правые и левые изображения стереопары, а наблюдение С. и. ведётся через поляризац. очки 3 со взаимно перпендикулярно ориентированными плоскостями поляризации фильтров F_1 и F_2 . Перед экраном телевизора устанавливается управляемый транспарант, состоящий из листа поляридо-

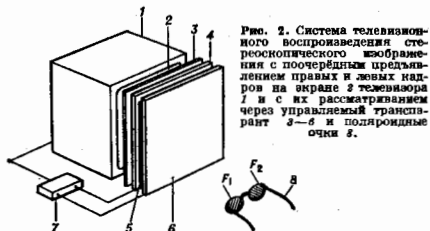


Рис. 2. Система телевизионного воспроизведения стереоскопического изображения с поочередным предъявлением правых и левых кадров на экране 2 телевизора 1 с их рассматриванием через управляемый транспарант 3 — и поляридные очки 4.

3 и жидкокристаллич. модулятора света, выполненного из двух прозрачных проводящих пластин 4 и 6, между к-рыми расположен парафазный жидкокристаллич. слой 5. При подаче от коммутатора 7 электрич. управляющих импульсов к пластинам 4 и 6 происходит поворот плоскости поляризации лучей, проходящих через транспарант, на 90° то в одну, то в др. сторону. В те временные интервалы, когда та или иная фаза поляризации совпадает с экспозицией соответственно правых или левых кадров С. и. на экране телевизора, через поляридные фильтры F_1 и F_2 очком можно попеременно видеть правым глазом последовательность только правых кадров стереопары, а левым глазом — только левых кадров. Это обеспечивает зрительное восприятие пространственного образа С. и. на телевиз. экране.

Безочковые методы воспроизведения стереоскопического изображения

В таких методах для сепарации правого и левого изображений стереопары используют *растровые оптические системы*, создающие перед экраном зоны избират. видения, из к-рых правым и левым глазом можно увидеть раздельно соответствующие изображения стереопары. Этот принцип автостереоскопии и пояснен на рис. 3. Если перед фотопластинкой E укрепить щелевой растр F и с нек-рого расстояния из точки A , спроецировать через растр на фотопластинку одно из изображений стереопары, напр. левое, то после проявление пластинки можно будет увидеть это растрованное изображение (обозначенное на рис. чёрными точками), наблюдая через тот же растр из положений A_R, A_1, A_2 и т. д., лежащих на прямой YU . Области A_R, A_1, A_2, \dots можно назвать зонами избират. видения левого изображения. Одновременно с левым изображением стереопары можно качающей на фотоплёнке E правое изображение, проецируя его на

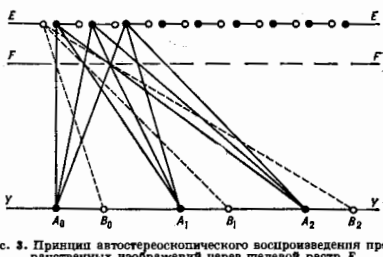


Рис. 3. Принцип автостереоскопического воспроизведения пространственных изображений через щелевой растр F.

точки B_0 , лежащей на прямой YU и сдвинутой вправо от точки A_0 на величину межрастрового баиса. Элементы этого изображения, отмеченные на EE белыми кружочками, будут видны соответственно из зон избират. видения правого изображения B_0, B_1, B_2, \dots . Наблюдать слитное С. и. в данном случае можно свободно на каждой паре зон A_0B_0, A_1B_1, A_2B_2 и т. д.

Пока автостереоскопич. изображения для большой аудитории может осуществляться с помощью радиального растрового стереоэкрана, называемого также перспективным (рис. 4). Особенностью стереоэкрана является то, что плоскость экрана E и плоскость щелевого растра F , расположенного

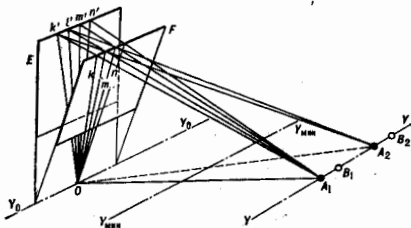


Рис. 4. Система проекционного воспроизведения стереоскопического изображения для бесочного (автостереоскопического) наблюдения пространственного изображения на радиальном растровом экране одновременно многими зрителями.

перед ним, наклонены друг к другу под небольшим углом, так что в своём продолжении они пересекаются по горизонтальной прямой Y_0Y_0 . Щели растра направлены радиально к центру O , лежащему на прямой Y_0Y_0 . Если из какой-либо точки A_0 направить на экран E световой пучок, то свет, проходящий через щели растра k, l, m, n , образует на экране E картину полос k', l', m', n' , также радиально сходящихся к центру O . Световые плоскости, проходящие через щели растра, пересекаются по прямой OA_1 , из каждой точки k -рой можно увидеть через все щели освещённый экран, т. е. эта прямая представляет собой фокальную линию избирательного видения. Если период следования щели у растра в его сечениях, параллельных прямой Y_0Y_0 , постояен, то такими же линиями избират. видения являются и прямые OB_1, OB_2, OB_3, \dots , образуемые световыми лучами, отражёнными от освещённых полос экрана, напр. от полосы Ok' через соседние щели растра Ol, Om, On, \dots . Точки A_1, A_2, A_3 и др. располагаются на прямой YU , параллельной Y_0Y_0 и проходящей через точку A_0 .

Проецируя из др. точки B_1 , расположенной на прямой YU , на экран др. пучок света, можно создать новую серию линий избират. видения $OB_1, OB_2,$

OB_3 и т. д., расположенных в одной плоскости с линиями OA_i . Все линии избират. видения образуют плоскость, называемую плоскостью наблюдательного видения.

Проецируя на экран из точки A_1 правое, а из точки B_1 левое изображение стереоизображения, можно создать в плоскости OYU условия для раздельного видения правого и левого изображений избирательно правым и левым глазом соответственно из зон OA_i и OB_i .

Очевидно, заменяя щели растра F цилиндрич. (конич.) линзами, можно сузить световые полосы от источника света на экране за растром и таким образом повысить разрешающую способность стереоэкрана. Благодаря этому на лизово-растровый стереоэкран с линией YU можно проецировать не одну пару ракурсов (стереопару), а большое число ракурсов объекта, сфотографированных с горизонтального ряда точек (напр., точек 1, 2, 3, 4, ...), сдвинутых так, чтобы точка 2 была левее 1, точка 3 левее 2, точка 4 левее 3 и т. д. В этом случае в плоскости избират. видения OYU образуются смежно расположенные зоны, из любой пары k -рых можно наблюдать на экране С. и., рассматривая его в разных ракурсах.

Реализация такого рода многоракурсного С. и. возможна в разл. системах отображения визуальной информации, в частности на экране электронно-лучевой трубки прибора (рис. 5). Электронный проектор 1 проецирует через растр-решётку на люминесцентный экран E изображение объекта, видимое с левой точки; про-

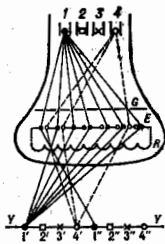


Рис. 5. Схема автостереоскопического формирования многоракурсного пространственного изображения на экране электронно-лучевой трубки, наблюдаемого через линзовый растр.

жектор 2 проецирует изображение, соответствующее правой точке; проектор 3 — ещё более правой точке; проектор 4 — крайней правой точке. Электронные лучи от каждого проектора, проходя через узкие щели решётки G , падают на разл. участки экрана E , вызывая свечение своего растрового изображения. Так, напр., лучи от проектора 1 вызывают свечение участков экрана, обозначенных на рис. 5 чёрными кружками, а от проектора 4 — освещёнными кружками. Установленный с др. стороны экрана линзовый растр R собирает излучение от точек экрана, освещённых проектором 1, в зону I' , от проектора 2 — в зону I'' , проектора 3 — в зону I''' , проектора 4 — в зону I'''' . Вдоль оси YU образуются зоны избират. видения смежных ракурсов объекта, на любой пары k -рых можно наблюдать пространственный образ объекта. Вдоль оси YU образуются также допл. зоны избират. видения $I''-I''', I''-I''''-I''''-I''''$ и др., позволяющие наблюдать С. и. одноврем. многими зрителями.

Подобный метод используется при изготовлении многоракурсных полиграфич. С. и., рассматривае-

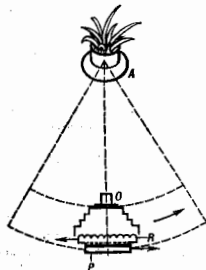


Рис. 6. Панорамный съёмка параллельнолучевых многоракурсных стереоизображений непрерывно движущейся фотокамерой на фотоматериал через линзовый растр.

ним через силесный с отпечатком лизовой растр. При этом объект фотографируют с разных сторон фотокамерой, движущейся вокруг него (рис. 8). Съёмка ведётся на фотоматериал P , прикрьтый лизовым растром K и, в свою очередь, сдвигаемый во время съёмки на величину периода (шага) лизового растра, для того чтобы распределить на фотоматериале раздельную запись последоват. ракурсов в виде кодированных лизоронок. (Совпадает т. н. параллаксogramма, стереоскопическая считываемая через декодирующий лизовый растр.)

Дальнейшим развитием многоракурсных С. и является интегральная фотография, позволяющая записывать движение ракурсов объекта одновременно, как в горизонтальном направлении, так и в вертикальном (см. *Растровые оптические системы*).

Наиб. сущест. отличие многоракурсных С. и от одностереопарных является то, что первые создают более комфортные условия для наблюдения объёмного изображения и сохраняют жезаменимость пространственных соотношений картины при отнесит. перемещениях наблюдателя, тогда как при наблюдении одностереопарного С. и. глубина и форма наблюдаемой картины меняются в зависимости от дистанции и местоположения наблюдателя.

Лит.: Вайсено В. И., Поляграфическое производство стереоизображений с лизовым растром, М., 1978; Мамчев Г. В., Стереослеждение, М., 1982; Валуев Н. А., Стеро: фотографии, кино, телевидение, М., 1986; Дулинский Ю. А., Рогов В. Н., Растровые системы для получения объёмных изображений, Д., 1986; Касс Б., Касс С. А., Практическая стереофотография, Минск, 1987. Н. А. Валуев.

Стереоскопическое изображение компьютерное. Появление персонального компьютера, снабжённого сканером и высококачеств. принтером (размер точки $1/300$ дюйма), позволило конструировать компьютерные стереокарточки и стереослайды (аналогичные обычным стереофотографиям и стереослайдам) и создавать объёмные компьютерные копии реальных объектов. Однако это возможно только в том случае, когда известна трёхмерная структура объекта или сцены, С. и. к-рых надо построить.

Примером объекта с известной структурой является любая макромолекула (молекула белка, нуклеиновой кислоты и т. п.), пространственная форма и размеры к-рой известны (обычно их находят методами рентгеновского структурного анализа). Для построения С. и. молекулу выбирают такую систему координат, начало отсчёта к-рой находится в центре тяжести молекулы (заранее найденном), ось X проходит горизонтально (параллельно прямой, соединяющей зрачки глаза наблюдателя), ось Z проходит вдоль направления наблюдения, а ось Y перпендикулярна им обеим. В этой системе отсчёта атом с координатами x, y, z будет виден левым глазом так, как если бы он находился в плоскости в точке с координатами

$$x_1 = (x-d)L/(L-z), \\ y_1 = yL/(L-z),$$

где L — расстояние до центра молекулы, d — расстояние между зрачками; соответственно для правого глаза:

$$x_2 = (x+d)L/(L-z).$$

Позтому одним из вариантов построения стереопары на мониторе компьютера будет изображение левой и правой точек u_n, v_n и u_p, v_p :

$$u_n = x_0 + R + m x_1, \\ u_p = x_0 - R + m x_2, \\ v_n = y_0 - m y_1,$$

где x_0, y_0 — координаты центра монитора, R — расстояние между правой и левой половинами стереопары, m — масштабный фактор, определяющий размер С. и.

Если построена последовательность компьютерных стереопар, то на мониторе компьютера можно наблюдать стереофильмы (невооружённым глазом либо с помощью стереоскопа).

Возможность построить стереопару по картине или рисунку художника зависит от того, использовались ли художником законы перспективизма [1]. Если на рисунке, выполненном с использованием прямой перспективы, ясно видна точка перспективизма, можно ввести предполагаемые пространственные координаты всех точек С. и. При построении стереопар пейзажа можно отл. объекты пейзажа внести в разные параллельные плоскости, в разл. степени удалённые от зрителя.

На рис. 7 приведена компьютерная стереопара, построенная по картине В. А. Серова «Ида Рубинштейн».

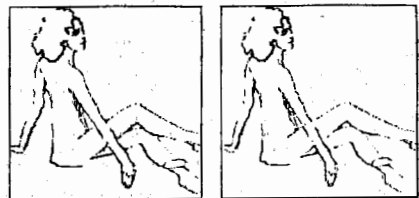


Рис. 7.

Построение С. и. невидимых. В окружающем мире имеется целый ряд измеремых, но не видимых человеческим глазом физ. величин, пространственное распределение к-рых часто необходимо знать в практич. целях. К таким величинам относятся, напр., интенсивность гамма-излучения естественных или техногенных радионуклидных веществ, абс. значения предельных атомных или молекулярных примесей в загрязнённом воздухе, воде и т. д., распределение темп-ры, влажности воздуха и т. п. Компьютеры позволяют визуализировать измеренные величины, в частности построить для них условные С. и. Большое значение трёхмерная визуализация имеет в разл. мед. диагностиках, в частности в ЯМР-, рентгеновской и ультразвуковой томографии.

Восстановление трёхмерной сцены по стереопаре. Наряду с построением стереопар иногда необходимо решить обратную задачу — провести анализ оцифрованной фотостереопары для получения информации об изображённой на ней трёхмерной сцене [2]. Это бывает необходимо, напр., для дистанц. определения рельефа поверхности Земли или др. планет, морского дна, для автономной навигации передвижающегося робота. Осн. идея всех подходов к этой задаче — найти соответствующие (гомологичные) точки на левой и правой половинах стереопары и по расстоянию между этими точками определить локальную глубину данной точки в изображении сцены. Для решения этой задачи было предложено много алгоритмов [3]. Однако задача эта очень сложна и, по-видимому, ещё далека от решения: анализ стереопар предполагает наличие в памяти ЭВМ весьма обширных знаний о мире, без к-рых расшифровка стереопары в общем случае маловероятна.

При построении системы анализа стереопар очень важно уменьшить число элементов изображения — для облегчения нахождения соответствующих точек. Как правило, в прикладных задачах оказывается, что анализировать необходимо не всю информативную, содержащуюся в стереопаре, а лишь небольшую её часть. В ряде случаев, напр., особый интерес представляют сведения о прямых линиях, в частности о вертикаль-

ных прямых (это относится ко многим сооружениям — зданиям, заводам, улицам, дорогам и т. п.).

Если для восстановления трёхмерной структуры объекта для сцены по стереопару нужно найти не слишком большое число гомологичных точек, то компьютер только помогает человеку, к-рый отмечает ряд важных пар точек-гомологов на фотостереопаре, выведенной на экран компьютера. Более подробно вопросы С. и. см. в [3].

Лит.: 1) Мочалов Л. В., Пространство мира и пространство картины, М., 1983; 2) П ол ж и о Т., Зрение человека и технические системы зрения, «В мире науки», 1984, № 6, с. 58; 3) Веденов А. А., Математика стереозображений, М., 1991.

СТЕРОТРУБА — бинокулярный стереоскопич. прибор, состоящий из двух зрительных труб на парвирной оси; обеспечивает получение стереоскопического изображения (изображение прямое, увеличение оптическое ~10—20). С. применяется в военном деле.

СТЕРЖЕНЬ в акустике — упругое твёрдое тело, длина к-рого значительно превышает его поперечные размеры. С. представляет собой важный элемент *линейной задержки* в *надежных акустоэлектронных*, используются в высокочастотных пьезоэлектрич. датчиках давления, различных музыкальных устройствах и инструментах (килофоне, камертоне). К задачам колебаний С. относятся мн. расчёты нагрузок строит. конструкций.

В С. могут распространяться продольные, крутильные и изгибные упругие волны. В отличие от волны в неограниченных твёрдых телах, волны в С. (т. в. *нормальные волны*) удовлетворяют не только ур-ниям теории упругости, но и граничным условиям на боковых и торцевых поверхностях С.

Продольные волны в С. — однородные по сечению деформации сжатия и растяжения, распространяющиеся вдоль оси С. Смещение u в низкочастотной продольной упругой волне, длина к-рой значительно превышает поперечные размеры С., удовлетворяет волновому ур-нию

$$\rho S \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} (ES \frac{\partial u}{\partial x}) = 0, \quad (1)$$

где ρ — плотность материала С., S — площадь поперечного сечения С., x — координата вдоль оси С., E — модуль Юнга. Возмущение, описываемое ур-нием (1), в случае постоянных по длине С. S и E распространяется без изменений со скоростью $c_{пр} = \sqrt{E/\rho}$. Высокочастотные продольные волны распространяются в С. как в неограниченном твёрдом теле со скоростью

$$c_{пр}^* = \sqrt{(1-\nu)E/(1+\nu)(1-2\nu)},$$

где ν — коэф. Пуассона. Для большинства материалов $c_{пр}^*$ незначительно превышает $c_{пр}$. В промежуточной области для волн, сравнимых с поперечными размерами С., наблюдается дисперсия.

Крутильные волны в С. соответствуют распространению симметричного относительно оси С. вращат. движения поперечного сечения. Ур-ние движения в этом случае для угла закручивания сечения С. $\varphi = \varphi(x, t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0,$$

где μ — модуль сдвига.

Скорость распространения крутильных волн не зависит от радиуса поперечного сечения, $c_{кр} = \sqrt{\mu/\rho}$. При изменении частоты скорость распространения крутильной волны не изменяется.

Изгибные волны в С. характеризуются смещением u точек оси С. в поперечном направлении, ур-ние для к-рых записывается в виде:

$$\rho I \frac{\partial^4 u}{\partial t^2 \partial x^4} = EI \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + \rho S \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где I — момент инерции поперечного сечения С. относительно поперечной оси, лежащей в нейтральной плоскости сечения. В случае низкочастотных волновых движений пренебрегают членом в левой части ур-ния (2), учитывая инерционное сопротивление повороту сечений С., и получают решения, описывающие две диспергирующие волны, распространяющиеся в противоположных направлениях с фазовой скоростью

$$c_{изг} = \pm \sqrt{EI/\rho S} \cdot \sqrt{\omega}.$$

Групповая скорость низкочастотных изгибных волн в С. в два раза больше фазовой. При описании высокочастотных изгибных волн учитывают поворот сечений С. и пользуются строгим решением ур-ния (2). Высокочастотная изгибная волна в С. не испытывает дисперсии, скорость её распространения $c_{изг} = \sqrt{EI/\rho}$. Вынужденные колебания С. под действием переменной вынуждающей силы происходит с частотой ω е приложения. При прекращении действия вынуждающей силы ограниченный С. продолжает колебаться на век-рых собств. частотах ω_n . Собств. частоты продольных колебаний С. не зависят от способа его закрепления и описываются ф-лой

$$\omega_n^{пр} = \sqrt{E/\rho} \cdot \pi n / l, \quad n=1, 2, \dots,$$

где l — длина С. Аналогичная ф-ла для частот собственных крутильных колебаний имеет вид:

$$\omega_n^{кр} = \sqrt{\mu/\rho} \cdot \pi n / l, \quad n=1, 2, \dots$$

Собств. частоты этих двух видов колебаний образуют гармонич. ряд. Собств. частоты изгибных колебаний С., $\omega_n^{изг}$ гармонич. ряда не образуют вследствие дисперсии. Напр., для случая закреплённого на концах С.

$$\omega_n^{изг} = \sqrt{EI/\rho S} \cdot 2.2n^2 / l^3,$$

где $\alpha_1 = 4.73$; $\alpha_2 = 7.85, \dots$. Для случая свободные опертого на концах С.

$$\omega_n^{изг} = \sqrt{EI/\rho S} \cdot (\pi n / l)^2, \quad n=1, 2, \dots$$

При совпадении частоты вынуждающей силы с одной из собств. частот С. имеет место резонанс.

Лит.: Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твёрдых телах, 3 изд., М., 1960; Тимошенко С. П., Свободные колебания систем, пер. с англ., М., 1971; С. В. Стефана.

СТЕФАНА — БОЛЬЦМАНА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — утверждает пропорциональность 4-й степени абс. тем-ры T полной объёмной плотности ρ равновесного излучения ($\rho = aT^4$, где a — постоянная) и связанной с ней полной испускат. способности u ($u = \sigma T^4$, где σ — Стефана — Больцмана постоянная). Сформулирован на основе эксперим. данных И. Стефаном (J. Stefan, 1879) для испускат. способности любого тела. Однако последующие измерения показали его справедливость только для испускат. способности абсолютно чёрного тела. В 1884 С. — Б. з. и. был теоретически получен Л. Больцманом (L. Boltzmann) из термодинамич. соображений с учётом пропорциональности (согласно классич. электродинамике) давления равновесного излучения плотности его энергии. Однако значения постоянных a и σ оказалось возможным определить теоретически только на основе Планка закона излучения, из к-рого С. — Б. з. и. вытекает как следствие. С. — Б. з. и. применяют для измерения высоких тем-р.

М. А. Елькин, **СТЕФАНА — БОЛЬЦМАНА ПОСТОЯННАЯ** — фундаментальная физическая константа σ , входящая в закон, определяющий полную (по всем длинам волн излучения) испускат. способность абсолютно чёрного

мела (см. Стефана — Волюманна закон излучения); $\sigma = 5,89032(71) \cdot 10^{-8} \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

СТИГМАТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ (от греч. stigma, род. падеж stigmatos — точка, укол) — изображение оптическое, каждая точка к-рого соответствует одной точке изображаемого оптич. системой объекта. Строго говоря, подобное соответствие возможно лишь в идеальн. оптич. системах при условии, что устранены все aberrации (см. Aberrации оптические систем) и можно пренебречь волновыми свойствами света, в частности дифракцией света. Для реал. оптич. систем понятие С. з. является лишь приближением (всклякая реальная система изображает точку не точкой, а пятном) или пространственной фигурой хотя и малых, но конечных размеров (см. Разрешающая способность). Для параксиального пучка лучей ось aberrацией, нарушающей приближённую стигматичность изображения, является астigmatизм.

СТИЛОМЕТР (англ. steel — сталь и греч. metabo — измеряю) — спектральный прибор для экспрессного количественного эмиссионного спектрального анализа содержания элементов в сталях и цветных сплавах.

СТИЛЬБ (от греч. stilbo — сверкало, сияю) (сб, sb) — единица яркости в системе единиц СГСЛ (см. г-с-люмен). $1 \text{ сб} = 10^4 \text{ кл/м}^2 = \pi \cdot 10^4 \text{ астильб} = \pi \text{ ланберт}$.

СТОКС (St, St) — единица кинематич. вязкости в СГС системе единиц. Наив. в честь Дж. Г. Стокса (G. G. Stokes). $1 \text{ Ст} = 1 \text{ см}^2/\text{с} = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Обычно применяется сантостокс: $1 \text{ сСт} = 10^{-2} \text{ Ст}$.

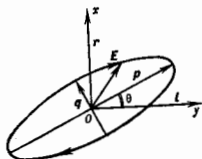
СТОКСА ЗАКОН — закон, определяющий силу сопротивления F , испытываемую твёрдым шаром при его медленном равномерном поступат. движении в неограниченной вязкой жидкости: $F = 6\pi\eta r v$, где η — коэф. вязкости жидкости, r — радиус шара, v — скорость его поступат. движения. Выведен Дж. Г. Стоксом (G. G. Stokes) в 1851. Этот случай обтекания шара часто наз. течением Стокса. С. з. справедлив лишь для малых Рейнольдса числа $Re \ll 1$. С помощью выражения $Re = \rho v r / \mu$, где ρ — плотность жидкости, С. з. преобразуется к безразмерному виду $C_x = 24/Re$, где C_x — аэродинамический коэффициент сопротивления, С. з. обобщается на случай нестационарного движения шара со скоростью $u(t)$, где t — время. В частности, для мгновенного (импульсного) приведения шара в поступат. движение со скоростью u_0 из состояния покоя С. з. принимает вид

$$F = 6\pi\eta r u_0 [1 + (\rho u_0^2 / \eta u t)^{1/2}].$$

С. з. используется в коллоидной химии, молекулярной физике, метеорологии. По С. з. можно определить скорость осаждения мелких капель тумана, коллоидных частиц, частиц ила и др. мелких частиц. Предельную скорость $v_{пр}$ падения шарика мелких размеров в вязкой жидкости находит по Фле $v_{пр} = \frac{2}{9} g r^2 (\rho' - \rho) / \mu$, где ρ' — плотность вещества шарика, g — ускорение свободного падения. С. з. применяют также для определения коэф. вязкости очень вязких жидкостей (см. Вискозиметрия). С. Л. Вышневецкий.

СТОКСА ПАРАМЕТРЫ — параметры, используемые для описания состояния поляризации эл.-магн. волн. Введены Дж. Г. Стоксом (G. G. Stokes) в 1852.

Идеальная плоская монохроматич. волна в общем случае поляризована эллиптически. Состояние её поляризации обычно описывают, задавая направление колебаний электрич. поля. Если волна распространяется перпендикулярно плоскости рисунка в направлении от нас (ось Oz), α — угол между большой осью эллипса и осью Oy , θ — единичный вектор по оси Oz , I — единичный вектор по



оси Oy , то электрич. поле волны можно записать в виде $E = E_x \hat{i} + E_y \hat{j}$, где E_x и E_y — комплексные амплитуды, $E_x = A_x \exp[i(\omega t - kz - \epsilon_x)]$, $E_y = A_y \exp[i(\omega t - kz - \epsilon_y)]$. Здесь A_x и A_y — амплитуды соответствующих колебаний, ϵ_x и ϵ_y — их фазовые сдвиги. Реально измеряются величины a_x, a_y и $\delta = \epsilon_y - \epsilon_x$ — разность фаз колебаний по осям I и J . Вдоль большой и малой осей эллипса введём единичные векторы p и q и представим поле E в виде:

$$E = a \cos \beta \sin \varphi \cdot p + a \sin \beta \cos \varphi \cdot q,$$

где $\varphi = \omega t - kz + \zeta$, ζ — фазовый угол, $|a \cos \beta|$ и $|a \sin \beta|$ — длины большой и малой осей эллипса, величина a^2 характеризует интенсивность пучка. Отношение осей эллипса — степень эллиптичности пучка — задается $|\tan \beta|$. Описать эллиптически поляризованную волну можно с помощью разл. групп четырёх параметров. Это либо $Re E_x, Im E_x, Re E_y, Im E_y$, либо $a_x, a_y, \epsilon_x, \epsilon_y$, либо $\alpha, \beta, \zeta, \delta$; каждая из этих групп легко выражается через другую.

Однако использование любой группы параметров для характеристики поляризации излучения неудобно, в частности трудности возникают при сложении пучков. Состояние поляризации светового пучка удобно описывать с помощью С. п., к-рые определяются ф-лами

$$S_1 = E_x E_x^* + E_y E_y^*, \quad S_2 = E_x E_y^* - E_y E_x^*,$$

$$S_3 = E_x E_y^* + E_y E_x^*, \quad S_4 = i(E_x E_y^* - E_y E_x^*).$$

С. п. представляют собой столбец-вектор:

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \end{bmatrix}$$

С. п. можно записать также в виде строки $[S_1 S_2 S_3 S_4]$. С точностью до пост. множителя эти величины имеют размерности интенсивности света, т. е. подобны *Полтинья вектору*. С. п. содержит полную информацию об интенсивности, степени и форме поляризации пучка. Для плоской волны С. п. легко представить через геом. характеристики:

$$S_1 = a_1^2 + a_2^2 = a^2, \quad S_2 = a_1^2 - a_2^2 = a^2 \cos 2\beta \cos 2\theta,$$

$$S_3 = 2a_1 a_2 \cos \delta = a^2 \cos 2\beta \sin 2\theta,$$

$$S_4 = 2a_1 a_2 \sin \delta = a^2 \sin 2\beta.$$

В этом случае независимыми параметрами только три, т. к. $S_1^2 = S_2^2 + S_3^2 + S_4^2$. С помощью предыдущих ф-л по С. п. плоской волны легко определять величины, задающие направление колебаний E по осям I и J или q и p , т. е. восстановить поле.

Реальный световой пучок представляет собой суперпозицию огромного числа независимых мод поля излучения, быстро сменяющихся друг друга со случайными фазами и направлениями колебаний. С. п. суммарного пучка равны суммам С. п. отд. пучков:

$$S_1 = \sum_i S_{1i}, \quad S_2 = \sum_i S_{2i}, \quad S_3 = \sum_i S_{3i}, \quad S_4 = \sum_i S_{4i}.$$

Это свойство С. п. используется в оптике. Первый С. п. — это интенсивность света. Часто применяются нормированные С. п., $S_i' = S_i/S_1$, т. к. они безразмерные величины (1, S_2'/S_1 , S_3'/S_1 , S_4'/S_1). Если $a_x = 0$, то свет поляризован горизонтально и его нормированные С. п. равны $(1, 1, 0, 0)$. Если $a_x = a_y$ и $\delta = 0$, свет поляризован под углом 45° (1, 0, 1, 0) и т. д. Для неполяризов. света $S_2 = S_3 = S_4 = 0$. Все параметры реального

пучка нетрудно определить с помощью анализатора и четвертьволновой пластины. Существуют уже составные С. п. для разных форм поляризации света [3].

При любом линейном отщ. процессе (рассеянии, отражении, преломлении на к.-л. поверхности) С. п. падающего пучка (S_0) линейно преобразуются в С. п. вышедшего пучка S_1 с помощью *Мюллера матрицы* M_{ik} : $S_i = M_{ik} S_{0k}$.

Лит.: 1) Розенберг Г. В., Вектор-параметр Стокса, УФН, 1955, т. 58, с. 77; 2) Холст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; 3) Шерлифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; 4) Шифрин К. С., Введение в оптику океана, Л., 1963; 5) И. С. Шифрин, **СТОКСА ПРАВИЛО** — эмпирич. правило, согласно к-рому длина волны фотомикроскопическим должна быть больше, чем длина волны возбуждающего её отщ. излучения. Впервые установлено Дж. Г. Стоксом (G. G. Stokes) в 1852; впоследствии обобщено и уточнено Э. Ломмелем (E. Lommel) и С. И. Вавиловым. Согласно обобщённому С. п., максимумы (или центры тяжести) электронной полосы люминесценции сдвинуты в ДВ-область относительно максимума полосы возбуждения (стоксова люминесценция). С. п. обусловлено частичной потерей энергии электронного возбуждения центров свечения на возбуждение тепловых колебаний, происходящее между процессами поглощения и испускания света. Нек-рая (обычно небольшая) часть излучат. переходов может происходить и с участием квантов, более короткопериодных, чем возбуждающие. Такие процессы происходят с использованием тепловой энергии люминофора, однако вероятность переходов при этом невелика и интенсивность такой антистоксовой люминесценции обычно мала.

Лит. см. при ст. Люминесценция. Ю. П. Тимофеев, **СТОКСА ТЕОРЕМА** — обобщение Стокса формулы, утверждение о равенстве интеграла от внеш. дифференциала dw дифференциальной формы по ориентированному кумпактному многообразию M интегралу от самой формы по ориентированному (согласованно с ориентацией многообразия M) краю ∂M многообразия M :

$$\int_M d\omega = \int_{\partial M} \omega. \quad (*)$$

Широко известными частными случаями (*) являются Гаусса — Остроградского формула, Грина формулы. **СТОКСА ФОРМУЛА** — одна из осн. интегральных теорем векторного анализа, связывающая поверхностный интеграл с криволинейным:

$$\oint_{\partial S} \mathbf{a} d\mathbf{r} = \int_S (\text{rot } \mathbf{a})_n dS. \quad (*)$$

Здесь ∂S — замкнутая кривая, ограничивающая поверхность S , $(\text{rot } \mathbf{a})_n$ — проекция на внеш. нормаль к поверхности. Согласно С. ф., циркуляция векторного поля \mathbf{a} вдоль любой замкнутой кривой (левая часть равенства) равна потоку поля \mathbf{a} через поверхность, опирающуюся на эту кривую. Из С. ф. следует, что циркуляция безвихревого поля (т. е. такого, что $\text{rot } \mathbf{a} \equiv 0$) вдоль любой замкнутой кривой равна 0. С. ф. и Гаусса — Остроградского формула являются частными случаями Стокса теорем, к-рая связывает между собой интегралы от внешних дифференциальных форм разных размерностей. М. В. Менделеев, **СТОЛКНОВЕНИЙ ТЕОРИЯ** — см. в ст. Рассеяние микрочастиц.

СТОЛКНОВЕНИЯ АТОМНЫЕ — элементарные акты соударения двух атомных частиц (атомов, молекул, электронов или ионов). С. а. делятся на упругие и неупругие.

При упругом С. а. суммарная кинетич. энергия соударяющихся частиц остаётся прежней — она лишь перераспределяется между частцами, а направления движения частиц меняются. В неупругом С. а.

изменяются внутр. энергии сталкивающихся частиц (они переходят на др. уровни энергии) и соответственно изменяется их полная кинетич. энергия. При этом меняется электронное состояние атома либо колеблет. или вращат. состояние молекулы (см. Молекулярные спектры).

Упругие С. а. в газах или слабоионизов. плазме определяются переноса процессами. Испытываемые частицами С. а. — акты рассеяния на др. частцах — препятствуют их свободному движению. Наб. существование на перемещение частицы влияют те С. а., в к-рых направлении её движения заметно меняется. Поэтому коэф. диффузии (перенос частиц), вязкости (перенос импульса), теплопроводности (перенос энергии) и др. коэф. переноса газа выражаются через эфф. сечение рассеяния атомов или молекул этого газа на большие углы. Аналогично подвижность ионов связана с сечением рассеяния иона на атоме или молекуле газа на большие углы, а подвижность электронов в газе или электропроводность слабоионизов. плазмы — с сечением рассеяния электрона на атоме или молекуле газа.

Сечение упругого столкновения атомов или молекул на большой угол при тепловых энергиях частиц наз. газовой и естественным сечением; оно имеет величину порядка 10^{-18} см² и определяет длину свободного пробега частицы в среде.

Упругие С. а. на малые углы может влиять на характер переноса эл.-магн. излучения в газе. Энергия проходящей через газ эл.-магн. волны поглощается и затем переизлучается атомами или молекулами газа. При этом даже слабое взаимодействие излучающей частицы с другими (окружающими её) частицами «исканяет» испускаемую волну, т. е. сдвигает её фазу или частоту. При нек-рых условиях осн. характеристики расширяющейся в газе эл.-магн. волны определяются упругим рассеянием взаимодействующих с ней атомов или молекул на окружающих частцах, причём существенным оказывается рассеяние на малые углы.

Процессы неупругих С. а. весьма разнообразны. Перечень неупругих процессов, к-рые могут происходить в газе или слабоионизов. плазме, приведён в табл.

Неупругие процессы столкновений с участием атомных частиц и фотонов

Пункты	Тип атомного столкновения	Схема процесса
1.	Ионизация при столкновении атомов и молекул	$A+B \rightarrow A+B^++e$
2.	Переход между электронными состояниями	$A+B \rightarrow A+B^* \rightarrow B^++B^+$
3.	Переход между колебательными или вращательными состояниями молекул	$AB(v)+C \rightarrow AB(v^*)+C \rightarrow AB(v^*)+e \rightarrow AB(v^*)+C$ $\rightarrow AB(v^*)+e+AB(J^*)$ (v — колебательное квантовое число, J — вращательное квантовое число)
4.	Хим. реакции	$A+B \rightarrow AB+C$ $A+B \rightarrow AC+B$
5.	Тушение электронного возбуждения	$B^*+AC(v) \rightarrow B+AC(v^*)$
6.	Передача возбуждения	$A+B^* \rightarrow A^*+B$
7.	Спиновый обмен (при сохранении проекции полного спина атомов изменяется проекция спина у каждого из них)	
8.	Деполяризация атома (изменяется направление орбитального момента одного из сталкивающихся атомов)	
9.	Переходы между состояниями тонкой и сверхтонкой структуры одного из сталкивающихся атомов или молекул	

СТОНЕРА КРИТЕРИЯ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА — условие возникновения ферромагн. состояния в модели коллективизирован. носителей магн. момента (см. Зочный магнетизм). В парамагн. состоянии число n_e электронов (на один атом) со спином, направленным вдоль направления намагнитченности, совпадает с числом n электронов со спином, направленным против намагнитченности:

$$n_e = n - n/2$$

(n — общее число электронов, проходящих на один атом). В рамках Стонера модели при тем-ре $T = 0$ энергетич. подзоны электронов с противоположно направленными спинами в результате обменного взаимодействия раздвигаются на величину 2Δ , пропорциональную намагнитченности, что приводит к увеличению числа электронов в подзоне с направлением спина против намагнитченности (см. рис. (б, в), в ст. Стонера модель; при $T = 0$ ктм. потенциал $\mu = \epsilon_F$, где ϵ_F — ферми-энергия). При этом произойдет изменение кинетич. энергии (в расчёте на один атом) на величину

$$\delta \epsilon_{\text{кин}} = \Delta(n_e - n_-)/2 = \Delta mn/2,$$

где m — относит. намагнитченность, $m = (n_+ - n_-)/n$. Предполагается, что величина Δ мала и можно ограничиться линейными по Δ членами. Изменение магн. энергии (в расчёте на один атом) при переходе на парамагн. состояние в ферромагнитное равно:

$$\delta \epsilon_{\text{маг}} = U n_+ n_- - (1/4) U n^2 = (1/4) U n^2 m^2,$$

где U — параметр обменного взаимодействия. В первом порядке по параметру Δ выполняется равенство

$$\rho(\epsilon_F) \Delta = (n_+ - n_-)/2 = mn/2.$$

Здесь $\rho(\epsilon_F)$ — значение плотности электронных состояний при энергии $\epsilon = \epsilon_F$. Полное изменение энергии равно:

$$\delta \epsilon = \frac{n^2 m^2}{4\rho(\epsilon_F)} [1 - U\rho(\epsilon_F)].$$

Если выполняется неравенство $U\rho(\epsilon_F) < 1$, то состоянию с нам. энергией будет соответствовать $m = 0$ и система окажется в парамагн. состоянии. В противном случае,

$$U\rho(\epsilon_F) > 1, \quad (1)$$

минимуму энергии будет соответствовать ферромагн. состояние $m \neq 0$. Это условие наз. С. к. ф.

При наличии внеш. магн. поля полное изменение энергии, учитывающее зеemannовское слагеоме, имеет вид:

$$\delta \epsilon = \frac{n^2 m^2}{4\rho(\epsilon_F)} [1 - U\rho(\epsilon_F)] - mn\mu_B H.$$

Равновесное состояние системы соответствует условию $d(\delta \epsilon)/dm = 0$, так что магн. восприимчивость (в расчёте на атом) имеет вид:

$$\chi = mn\mu_B/H = \chi_0(1 - \alpha)\chi_0, \quad (2)$$

где $\chi_0 = 2\mu_B\rho(\epsilon_F)$, $\alpha = U/2\mu_B^2 \Phi$. Ф-ла (2) описывает т. н. обменное усиление или спинового магн. восприимчивости при $T \rightarrow 0$ (χ_0 — значение магн. восприимчивости для системы независимых электронов, χ — при учёте обменного взаимодействия в среднем поля приближении или в рамках теории ферми-жидкости; подробнее см. Паули парамагнетизм). С помощью (2) С. к. ф. (1) может быть записан в виде $\alpha\chi_0 \geq 1$, выражающем условие неустойчивости парамагн. состояния ($\chi \leq 0$) и допускающем разл. обобщения (напр., в коэф. α могут быть учтены не только обменные, но также корреляционные и спин-флуктуационные эффекты).

Пункты	Тип атомного столкновения	Схема процесса
10.	Ионизация атома или молекулы электронным ударом	$e + A \rightarrow 2e + A^+$
11.	Диссоциация молекулы электронным ударом	$e + AB \rightarrow e + A + B$
12.	Рекombинация при тройных соударениях	$e + A^+ + B(e) \rightarrow A + B(e)$
13.	Диссоциативная рекombинация	$e + AB^+ \rightarrow A + B$
14.	Диссоциативное ярвление электрона к молекуле	$e + AB \rightarrow A^+ + B$
15.	Приращение энергии к молекуле при тройных соударениях	$e + A + B \rightarrow A^+ + B$
16.	Ассоциативная ионизация	$A + B \rightarrow A^+ + B^- + e$
17.	Эффект Пеннинга (атом A^+ находится в метастабильном состоянии, причём энергия его возбуждения превышает энергию ионизации атома B)	$A^+ + B \rightarrow A + B^+ + e$
18.	Взаимная нейтрализация ионов	$A^+ + B^- \rightarrow A + B$
19.	Передача ионов	$A + B^+ \rightarrow A^+ + B$
20.	Ион-молекулярные реакции	$A^+ + BC \rightarrow AB^+ + C$ $A^+ + BC \rightarrow AB + C^+$
21.	Разрушение отрицательного иона	$A^- + B \rightarrow A + B + e$
22.	Преобразование атомных ионов в молекулярные	$A^+ + B + C \rightarrow AB^+ + C$
23.	Фотообразование атома или молекулы (с последующим спонтанным излучением возбуждённого атома)	$h\nu + B \rightarrow B^* + e$
24.	Фоторекombинация и фотоионизация	$e + A^+ \rightleftharpoons A + h\nu$
25.	Фотодиссоциация и фоторекombинация атомов и радикалов	$h\nu + AB \rightleftharpoons A + B$
26.	Радикальное приращение электрона к атому	$e + A \rightarrow A^+ + h\nu$

Примечание: А, В и С обозначают атом или молекулу; В⁻ — электронно-возбуждённый атом или молекулу, e — электрон; А⁺, В⁺ — положительно заряженный ион, А⁻ — отрицательно заряженный ион; hν — фотон. Стрелки указывают направление процесса.

В лаб. условиях и разл. явлениях природы гл. роль играют те или иные отдельные неупругие процессы соударения частиц. Напр., излучение с поверхности Солнца обусловлено б. ч. столкновениями между электронами и атомами водорода, при к-рых образуются отрицат. ионы водорода (табл., п. 26). Осн. процесс, обеспечивающий работу гелий-неонового лазера (см. Газовый лазер), — передача возбуждения атомами гелия, находящимися в метастабильных состояниях, атомам неона (табл., п. 6); осн. процесс в электроразрядных молекулярных газовых лазерах — возбуждение колебат. уровней молекул электронным ударом (табл., п. 3), в результате этого процесса электр. энергия газового разряда частично преобразуется в энергию лазерного излучения. Осн. процессы в газоразрядных источниках света — возбуждение атомов электронными ударами (табл., п. 2) в резонансных лампах, а в лампах высокого давления — фоторекombинация электронов и ионов (табл., п. 24). Сигн. обмен (табл., п. 7) ограничивает параметры квантовых стандартов частоты, работающих на переходах между состояниями сверхтонкой структуры атома водорода или атомов щелочных металлов (табл., п. 9). Разл. неупругие процессы С. а. с участием свободных радикалов, ионов, электронов и возбуждённых атомов определяют многие свойства атмосферы Земли, причём на равных высотах преобладают разл. процессы.

Лит.: Мак-Даннел И., Процессы столкновений в ионизованном газе, пер. с англ., М., 1987; Смирнов В. М., Атомные столкновения и элементные процессы в плазме, М., 1988; его же, Ионы и возбуждённые атомы в плазме, М., 1974; Никитин Е. Е., Уманский Я. С. Я., Неадиабатические переходы при межэлементных столкновениях, М., 1979; Никитин Е. Е., Смирнов В. М., Мельников А. М., Столкновения, М., 1990.

СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ — ионизация нейтральной частицы при соударениях с электронами, ионами, атомами. Подробнее см. Ионизация.

С. к. ф. указывает на благоприятные условия для возникновения магн. упорядочения при больших величинах параметра обменного взаимодействия U и при больших значениях $\rho(\mathcal{E}_F)$. Он показывает, почему магн. упорядочение возникает в группе 3d-металлов (металлы с незаполненной 3d-оболочкой). В периодич. таблице Менделеева в ряду переходных металлов (слева направо) число электронов возрастает, что приводит к увеличению \mathcal{E}_F , а также к росту $\rho(\mathcal{E}_F)$. С др. стороны, в столбце (сверху вниз) из-за роста общего числа электронов возрастает экранировка потенциала кулоновского взаимодействия, т. е. величина U уменьшается. В итоге, согласно С. к. ф., в ряду 3d-металлов вероятность ферромагнетизма зонных электронов должна уменьшаться слева направо. Т. к. модель Стонера неизвариантна относительно вращений, С. к. ф. оказывается завязан в пользу ферромагн. состояния из-за того, что существование выделенной оси сильно ограничивает спектр возмущений, а следовательно, и энергию системы.

Дальнейшее обобщение С. к. ф. (интеграл заз. также обобщенным критерием Стонера — Хаббарда) возникает при переносе выражения (2) на случай неоднородной статической восприимчивости $\chi(q)$, q — волновой вектор. Если тождество ферми-поверхности допускает максимум $\chi_0(q)$ при $q \neq 0$, то обобщенный С. к. ф. $\chi_0(q) \geq 1$ может означать неустойчивость системы электронов относительно перехода из однородного парамагн. состояния в неоднородное антиферромагн. (в обоих состояниях усредненный магн. момент равен нулю). В металлах, где поверхность Ферми обладает свойством нестигнга (имеются контурные участки при трансляции на вектор Q , напр. в одномерном случае $Q = 2k_F$, где k_F — ферми-импульс), $\chi_0(q)$ при $q = Q$ имеет логарифмич. особенность, $\chi_0(Q) \sim \chi_0(0) \ln(\mathcal{E}_F/T)$ при $T \rightarrow 0$. Тогда обобщенный С. к. ф. выполняется при столь уходящем малом значении α , что указывает на абсолютную неустойчивость парамагн. состояния относительно возникновения *слабой плотности волн*. Тот же эффект, описываемый с помощью обобщенного С. к. ф. для электронной поляризуемости, проявляется в неустойчивости системы электронов относительно возникновения *волн зарядовой плотности* при учёте наряду с прямыми кулоновскими и обменными также и электрон-фононного взаимодействия.

Литт. см. при ст. Стонера модель.

А. В. Веделев, О. А. Котляшкова.

СТОНЕРА МОДЕЛЬ — простейшая модель, описывающая возникновение ферромагн. упорядочения в переходных металлах, их сплавах и соединениях в рамках зонного магнетизма. С. м. представляет систему коллективизированных электронов металл. магнетика в виде идеального газа *боложеских электронов* (предполагается, что стационарные состояния этих систем совпадают). Эфф. самальтомикан этой системы $\mathcal{H} =$

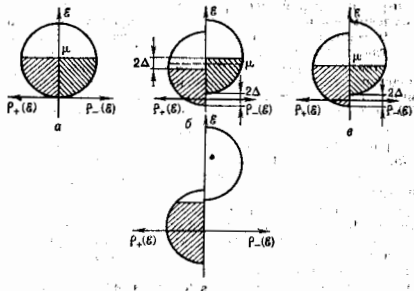
$$= \sum_{k, \sigma} \epsilon_{k\sigma} a^\dagger_k \sigma a_k \sigma, \text{ где } \epsilon_{k\sigma} = \text{энергия электрона в одно-}$$

частичном приближении, $a^\dagger_k \sigma$ ($a_k \sigma$) — (оператор рождения (уничтожения) электрона с импульсом k , значением $\sigma = \pm 1$ соответствуют направлениям магн. момента вдоль (+) и против (-) намагнитченности (ось Oz)). В отличие от немагн. металлов, энергия $\epsilon_{k\sigma}$ учитывает межэлектронное обменное взаимодействие и в С. м. записывается в виде [1-3]:

$$\epsilon_{k\sigma} = t(k) - \sigma \Delta, \quad (1)$$

$$\Delta = \theta m + \mu H. \quad (2)$$

Здесь $t(k)$ — закон дисперсии неваздействующих электронов. Расщепление зоны электронов определяется величиной 2Δ (рис.), H — напряжённость магн. поля, $t = m(H, T) = M(H, T)/nN\mu_B$ — относ. намагнитченность, $M(H, T)$ — намагнитченность системы, содержащей N атомов и n коллективизированных электронов



Обменное расщепление подзон с направлениями магнитного момента вдоль (+) и против (-) намагнитченности; δ — параметр обменного взаимодействия, U — параметр обменного взаимодействия между электронами с противоположно направленными спинами; ...

В рамках С. м. феноменологич. описание обменного взаимодействия электронов с противоположно направленными спинами может быть учтено с помощью введения аналога *молекулярного поля* Вейса, определяемого величиной Δ , не зависящей от импульса электрона k . Вклад от взаимодействия электронов с параллельными спинами не зависит от k и σ и может быть учтён сдвигом начала отсчёта энергии на пост. величину. В С. м. энергия межэлектронного взаимодействия зависит только от α -компоненты полного спина, что делает модель неизвариантной относительно вращений. В рамках микроскопич. описания С. м. можно рассматривать как *среднее поля приближение* для Хаббарда модели.

Полное число коллективизированных электронов n и намагнитченность $M = mN\mu_B$ в С. м. определяются самосогласованно:

$$Nn = \int d\mathcal{E} \rho(\mathcal{E}) [f(\mathcal{E} + \Delta) + f(\mathcal{E} - \Delta)],$$

$$M/n\mu_B = \int d\mathcal{E} \rho(\mathcal{E}) [f(\mathcal{E} + \Delta) - f(\mathcal{E} - \Delta)], \quad (3)$$

где f -ция Ферми — Дирака

$$f(x) = \frac{1}{\exp[(x - \mu)/kT] + 1}.$$

Здесь $\rho(\mathcal{E})$ — плотность электронных состояний, \mathcal{E} — энергия, μ — хим. потенциал. Для упрощения расчётов $\rho(\mathcal{E})$ обычно аппроксимируется прототип f -цией, не зависящей от темп-ры и концентрации электронов [2-4].

В зависимости от заполнения подзон с противоположными направлениями магн. моментов электронов различают сильный и слабый зонный магнетизм (рис.). В случае слабого зонного ферромагнетизма спонтанная намагнитченность мала и, воспользовавшись разложением входящих в выражения (3) и (4) f -ций в ряд по степеням малых параметров $\mu_B H/\mathcal{E}_F$, kT/\mathcal{E}_F , $m\theta/\mathcal{E}_F$ (здесь \mathcal{E}_F — ферми-энергия, при $T = 0$ хим. потенциал $\mu = \mathcal{E}_F$), легко можно получить значение темп-ры Кюри T_C (см. Кюри точка), определяемой в С. м. как

теми-ра, при k -рой дифференц. магн. восприимчивость в нулевом анем. поле испытывает расхождение. При $T = 0$ ферромагн. состояние будет существовать только тогда, когда выполняется *Стокера критерий ферромагнетизма*: $\rho(\delta_F)U > 1$. В этом случае легко рассчитывается температурная зависимость магн. восприимчивости и спонтанной намагниченности $M(T)$, k -рая вблизи T_C даёт критич. показателю $\beta = 1/2$, совпадающий с результатами *Ландау теории фазовых переходов 2-го рода*. Полученные в рамках этого разложения графика зависимости M^2 от M/H (график и Аппро-та — Белова — Нокса) представляют собой прямые линии, причём при $T = T_C$ прямая проходит через начало координат. Предсказанная моделью зависимость $M(T)$ была впервые получена экспериментально для ферромагнетика $ZrZn_2$, что послужило аргументом в пользу существования ферромагнетиков с коллективизиров. носителями магн. момента.

С. м. достаточно хорошо аппроксимирует свойства осн. состояния зонных магнетиков. В отличие от *Гейзенберга модели*, С. м. позволяет получить дробные значения магн. моментов (в единицах μ_B на атом), наблюдаемые в Fe, Ni, Co. Однако при конечных темп-рах С. м. обнаруживается много несоответствий с результатами эксперим. исследований зонных магнетиков. Значения T_C , рассчитанные для металлов группы Fe, оказываются сильно завышенными. Экспериментально не подтверждается тот факт, что обменное расщепление зон пропорционально намагниченности (2). Существ. недостатком модели является то, что при $T > T_C$ магн. восприимчивость не подчиняется *Кюри — Вейса закону*. С. м. также не может объяснить *антиферромагнетизм* металлов группы Fe, таких, как Mn, Cr. Наблюдаемое при $T > T_C$ спин-флуктуат. возбуждения также, естественно, не воспроизводятся в этой простой модели, но могут быть объяснены в спин-флуктуат. теории магнетизма [6] (см. *Спиновые флуктуации*).

Лит.: 1) Stoner E. G., Collective electron ferromagnetism, Proc. Roy. Soc., 1938, v. A165, p. 372; 2) Wolf J. H. E., The theoretical and experimental status of the collective electron theory of ferromagnetism, Rev. Mod. Phys., 1953, v. 25, p. 211; 3) Magnetism, v. 4, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, N. Y. L., 1966, 4) Воеводин Я. С. В., Магнетизм, М., 1971, 5) Физ. теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985, 6) Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

А. В. Вейсес, А. В. Грановский, О. А. Котельникова.

СТОМЛИ ВОЛНЫ — упругие волны, распространяющиеся вдоль плоской границы двух твёрдых полупространств, мало различающихся по плотности и модулю упругости; являются разновидностью *поверхностных акустических волн*. Описаны Р. Стокли (R. Stoneley) в 1924. С. в. состоит как бы из двух *Рэлея волн* (по одной в каждой среде). Параллельная и перпендикулярная граничной поверхности компоненты колебат. смещений этих волн убывают в глубь каждой из сред, так что энергия С. в. сосредоточена в двух граничных слоях толщиной $\sim \lambda$ каждой. Фазовая скорость С. в. меньше фазовых скоростей продольной c_L и поперечной c_T упругих волн в обеих граничных средах. При равенстве фазовых скоростей упругих волн в этих средах ($c_L = c_{L1} = c_{L2}$, $c_T = c_{T1} = c_{T2}$) по при равенции плотностей ($\rho_1 \neq \rho_2$) С. в. всегда существует. При этом, если $\rho_1/\rho_2 \rightarrow \infty$, С. в. переходит в волны Рэлея.

СТОМА — один из простых *поляризационных приборов*, представляющий собой набор прозрачных плоских пластин, устанавливаемых под нек-рым углом к падающему свету. Коэф. пропускания и отражения для компонент световых лучей, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости падения на С., различны (см. *Френеля формулы*). Поэтому естественный свет, прошедший через С., поляризуется: в нём преобладает компонента, вектор k -рой лежит в плоскости падения. Степень поляризации p тем выше, чем больше наклон лучей к С., однако оптим. углом установки С. является угол Брюстера (см. *Брю-*

стера закон), при k -ром прозрачность С. максимальна (ок. 50%).

Для видимой области спектра пластины С. выполняются из *оптического стекла* очень малой толщины, чтобы уменьшить потери на поглощение. При показателе преломления стекла $n = 1,5$ практически полную поляризацию ($p = 0,99$) даёт С. из 16 пластин. Для ИК-области применяют С. из пластин фтористого лития, флюорита и др. с тонкими селеновыми, германиевыми или кремниевыми покрытиями. Большие n ($\sim 2-4$) таких покрытий позволяют получить требуемую степень поляризации p при небольшом числе пластин.

СТОХАСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ (от греч. stochastikós — умеющий угадывать) — нерегулярные, внешне неотличимые от реализации *случайного процесса* колебания в полностью детерминированной (без шумов и флуктуаций) нелинейной системе.

Сложное поведение нелинейных колебат. систем наблюдалось (1920-е — 50-е гг.) задолго до осознания факта возможности существования стохастичности в таких системах (эксперименты Ван дер Поля и Ван дер Марка [1], лагуновское динамо [2], распределенная система авторегулирования темп-ры [3]). Кроме того, хотя в то время существовали искр-ые элементы матем. аппарата для описания нелинейного поведения траекторий *динамических систем* в фазовом пространстве (гомоклинич. структуры Пуанкаре [4]), однако представления о том, что детерминиров. системы могут вести себя хаотичски, ещё не проникли ни в физику, ни в математику. Качественное изменение ситуации произошло в 1960-е гг. в связи с открытиями в математике [5—6] и компьютерными исследованиями моделей физ. систем.

С. к., как и истинно шумовые колебания, характеризуются сплошным *Фурье спектром* и спадающей автокорреляц. ф-цией (см. *Хаос*). Отличает их от случайных флуктуаций то обстоятельство, что они могут генерироваться динамик. системой с конечным числом степеней свободы (в то время как генерация шума требует от системы возбуждения бесконечного числа независимых степеней свободы). Физ. природа возникновения сложного запутанного поведения конечномерной системы связана с неустойчивостью всех (или большинства) индивидуальных движений. Неустойчивость траекторий, располагающихся в органич. области фазового пространства, и приводит к перемешиванию, следствием k -рой является запутанность, сложность, стохастичность движения. Важными характеристиками этой сложности и запутанности являются фрактальная размерность предельного множества (*странного аттрактора*) A и топологич. энтропия системы на нём (см. *Фракталы*).

Выберем на странном аттракторе ансамбль из отрезков траекторий длительности T , отстоящих друг от друга на расстояние ε . Предположим, что любой отрезок длительности T произвольной траектории в аттракторе лежит в ε -окрестности хотя бы одного из отрезков. Обозначим через $C(T, \varepsilon)$ число отрезков (элементов) в ансамбле. При уменьшении ε или увеличении T число $C(T, \varepsilon)$ увеличивается. Рост $C(T, \varepsilon)$ при убывании ε естественно связан с геом. сложностью аттрактора. Увеличение же $C(T, \varepsilon)$ при возрастании T есть следствие неустойчивости траекторий в аттракторе. Рассмотрим следующие характеристики движения на аттракторе:

$$h = \lim_{T \rightarrow \infty} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\ln C(T, \varepsilon)}{T}; \quad c = \lim_{T \rightarrow \infty} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\ln C(T, \varepsilon)}{-\ln \varepsilon}.$$

Величину h наз. топологич. энтропией, c — фрактальной размерностью аттрактора. Сигналу (реализации, наблюдаемой), с k -рым имеет дело исследователь, в эффективном фазовом пространстве (возможно, бесконечномерном) исследуемой системы отвечает предельное множество соответствующих траекторий. Его размерность естественно называть размерностью реализ-

зации, а топологич. зитронью системы, рассматриваемой лишь на этом предельном множестве, можно назвать топологич. зитронью реализацией. Существуют алгоритмы определения этих величин, к-рые позволяют вычислить их для сигналов, генерируемых реальными процессами [7] (течение жидкости, знефалограмы и пр.). Количеств этих величин свидетельствует о динамич. характере исследуемого процесса, в сами они характеризуют «стенень стохастичности» системы.

Стохастичность гамилтониовых систем. Стохастич. свойства демонстрируют даже очень простые гамилтониовые системы, напр. маятник под действием внеш. периодич. сил:

$$\ddot{x} + \sin x = b \sin \theta, \quad \dot{\theta} = \omega.$$

Фазовое пространство этой системы трёхмерно и очевидно, что нач. фазовый объём сохраняется. Если в такой системе (в определ. области параметров) рассмотреть каплю «фазовой жидкости» в пространстве (x, z, θ) , то можно обнаружить, что через нек-рое время она, сложным образом деформируется, заполнит определ. область в фазовом пространстве, к-рая и будет соответствовать стохастич. движениям (рис. 1).



Рис. 1.

Однако наряду с этой областью перемешивания (или областью стохастичности) в фазовом пространстве (1) всегда будут существовать нач. условия, к-рым отвечает регулярное периодическое или квазипериодическое поведение. Особенно наглядно это видно на секущей плоскости $\theta = \theta_0 \equiv \theta_0 + 2\pi n$ (на рис. 2 показаны следы фазовых траекторий — траектории отображения Пуанкаре). Регулярным движениям отвечают двумерные торы, на к-рых лежат траектории, соответствующие условно периодич. движениям (на рис. 2 — это замкнутые кривые). В области хаоса эти торы разрушены. Очевидно, в трёхмерном фазовом пространстве (и в четырёхмерном на трёхмерной поверхности вост. внешней) области хаотического и регулярного поведения разделены. Такие системы наз. системами с разделённым фазовым пространством [8].

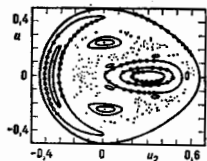


Рис. 2.

Если фазовое пространство имеет размерности больше четырёх, то геом. запретов, гарантирующих разделение хаотических и регулярных движений, уже не существует и области стохастич. поведения в разных частях фазового пространства могут соединяться друг с другом отрезками одной и той же траектории. Обычно это происходит вдоль *separatrix* (стохастич. диффузия, или диффузия Арнольда [8]).

Возникновение стохастичности в гамилтониовых системах типа (1) определяется значением амплитуды внеш. сил, что имеет простой физ. смысл. При достаточно больших амплитудах появляется большое число гармоник осн. частоты колебаний, на каждой из к-рых возможен нелинейный резонанс; при дальнейшем увеличении амплитуды области резонанса в фазовом пространстве, соответствующие этим движениям, перекрываются (т. е. перекрывают резонансы Няркова). Обнаружение стохастич. поведения гамилтониовых

систем, обладающего не только *эродичностью*, но и более сильными статистич. свойствами (перемешиванием, спадением автокорреляц. ф-ции и т. п.), позволяют построить динамич. модели, на основе к-рых могут быть получены осн. законы статистич. механики без предварит. гипотез. Это — модели типа бильярда Синая [9], газа Лоренца [10] и пр.

Стохастичность автоколебания. В системах с диссипацией, напр. в системе

$$\ddot{x} + k\dot{x} + \sin x = b \sin \theta, \quad \dot{\theta} = \omega, \quad (2)$$

фазовый объём не сохраняется — он сжимается, поэтому можно было бы ожидать, что движение системы может лишь угнестись. Однако стохастич. поведение в таких системах сохраняется; лишь незначительно (в зависимости от величины k) уменьшается размерность стохастич. множества, к-рое в данном случае является странным аттрактором. Стохастич. *автоколебания* реализуются не только в простой модели (2) неавтономного осциллятора, но и практически в любой нелинейной колебательной диссипативной системе с периодич. силой, если её амплитуда не слишком мала, даже если потенциал осциллятора имеет лишь один минимум (в фазовом пространстве неавтономной системы одно положение равновесия), как в системе, описываемой ур-нием

$$\ddot{x} + k\dot{x} + x + x^3 = b \sin \theta, \quad \dot{\theta} = \omega \quad (3)$$

(нелинейный резонанс с учётом затухания). Существование стохастич. автоколебаний в системе

$$\ddot{x} - k\dot{x}(1-x^2) + x^3 = b \sin \theta, \quad \dot{\theta} = \omega, \quad (4)$$

описываемой (с учётом нелинейной реактивности), в частности, синхронизацию колебаний, означает, кроме прочего, и то, что при переходе в области параметров через границу режима захватывания могут возникнуть не только бенины, но и сложные колебания, ничем не отличимые от случайных. На рис. 3 приведены аттракторы систем, описываемых ур-ниями (3) и (4) при соответствующих значениях параметров.

Движения на странном аттракторе — установившиеся стохастич. автоколебания. Подобно движению автоколебаний, матем. образом к-рых является предельный цикл, осн. характеристики установившихся движений (спектр колебаний, размерность, зитронья и др.) на странном аттракторе не зависят от нач. условий. Нач. условия сказываются лишь на характере переходного процесса. Несмотря на то, что странный аттрактор состоит из неустойчивых траекторий, т. е. движение рядом с каждой из них происходит лишь конечное время, однако переходы с одной неустойчивой траектории на другую происходят таким образом, что движение систем осуществляется вдоль траекторий, тоже принадлежащей странному аттрактору [11].

В многомерных системах размерность странных аттракторов может быть много меньше размерности фазового пространства, что соответствует частичной синхронизации степеней свободы системы.

Пути возникновения стохастических колебаний [12-13]. Последовательности *бифуркаций* (сепаратив, путь), приводящие к возникновению С. к. при изменении параметров системы, могут быть бесконечно разнообразны, однако элементарных бифуркаций или их последовательностей, содержащихся в этих сепаративах, не так много.

Рассмотрим вначале режимы мягкого возникновения стохастич. автоколебаний. Осн. бифуркации в этом случае представлены на рис. 4. Это — рождение тора из предельного цикла при потере им устойчивости, бифуркация удвоения периода, слияние устойчивого и седлового циклов и их исчезновение, сопровождающиеся возникновением странного аттрактора, сложные деформации (гофрирование) тора и его разру-

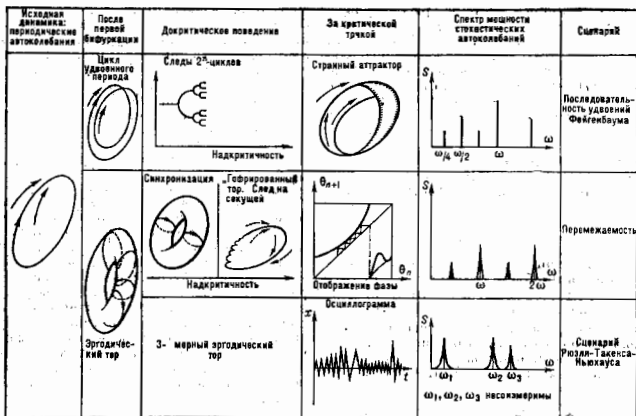


Рис. 3.

шесть, сопровождающиеся возникновением большого числа гармоник и субгармоник в спектре колебаний.

Для «кэжского» режима возникновения С. к. характерно превращение неупорядоченных гомоклиник, структур в фазовом пространстве, образовавшихся в результате потери устойчивости простыми аттракторами, в странный аттрактор.



Рис. 4.

Стохастические колебания в распределённых системах [14] — неупорядоченное поведение не только во времени, но и в пространстве. Стену неупорядоченности этих движений связывает с числом независимых степеней свободы, формирующих это движение.

Пример подобного неупорядоченного движения распределённой гамильтоновой системы — стохастическое движение солитона, описываемое нелинейным Шрёдингера уравнением с гармонич. потенциалом:

$$\Psi_t = i(\Psi_{xx} + n(x,t)\Psi + |\Psi|^2\Psi). \quad (5)$$

Для «медленных» переменных, определяющих координаты центра солитона, в одномерной ситуации получается уравнение движения, совпадающее с (1). Т. о., один из механизмов стохастизации волнового поля связан с формированием локализованных образований (солитона) и его хаотич. блужданием в фаз. пространстве, подоб-

ного нерегулярному движению изображающей точки в фазовом пространстве нелинейного осциллятора (1).

В диссипативных распределённых системах незатухающие С. к. возможны лишь при наличии источника энергии (потоки массы или тепла в гидродинамич. течениях, накачка в лазерах, пост. или периодич. магн. поле при возбуждении спинозных волн и т. д.). Установившиеся стохастич. пульсации в распределённой диссипативной системе, к-рым соответствуют конечномерные аттракторы, есть стохастич. автоколебания. При не слишком больших числах Рейнольдса черты гидродинамич. турбулентности описываются движениями на конечномерном странном аттракторе, размерность к-рого обычно растёт с ростом числа Рейнольдса.

Лит.: 1) Van der Pol B., Van der Mark J., Frequency demultiplication, «Nature», 1927, т. 120, p. 363; 2) Rikitake T., Oscillations of a system of disc dynamics, «Proc. Camb. Philos. Soc.», 1958, v. 54, № 1, p. 89; 3) Алексеев А. С., Двухпозиционный регулятор температуры с зоной опережения, в сб.: Памяти А. А. Андропова, М., 1985; 4) Пузыкин В. А., Наблюдения, т. 2, М., 1972; 5) Аносов Д. В., Геодезические потоки на замкнутых римановых многообразиях отрицательной кривизны, «Тр. Мат. ин-та АН СССР», 1967, т. 90; 6) Сивяк В. И. Г., Марковские разбиения и U-лифтоформизмы, «Функциональный анализ и его приложения», 1968, т. 2, в. 1, с. 64; 7) Рабинович М. И., Суцук М. М., Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости, «УФН», 1980, т. 160, с. 3; 8) Ликте иберг А., Либериан М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1984; 9) Бунимович Л. А. и др., Эргодическая теория гладких динамических систем, в кн.: Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 2, М., 1985; 10) Сивяк В. И. Г., Чернов Н. И., Ситроглия Г. В. Уравнения Пуассона и группа пространственно-временных сдвигов, в сб.: Труды семинара им. И. Г. Петровского, в. 8, М., 1982, с. 218; 11) Аносов Д. В., М., Яносов В. А., Дополнение. Символическая динамика и гиперболические динамические системы, в кн.: Боузэн Р., Методы символической динамики, пер. с англ., М., 1978; 12) Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 13) Шустер Г., Деструктивный хаос, пер. с англ., М., 1988; 14) Рабинович М. И., Стохастические автоколебания и турбулентность, «УФН», 1978, т. 125, с. 123.

В. С. Абрамочкин, М. И. Рабинович.
СТОХАСТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ — уравнения, описывающие поведение реализаций случайных процессов, волн и полей под действием случайных сил и флуктуирующих параметров, при случайных начальных или граничных условиях. Анализ С. у. состоит в определении статистич. характеристик их решений, напр. матем. ожидания, корреляц. ф-ции, плотности вероятности.

Первоначально С. у. были предложены П. Ланжевеном (P. Langevin) для описания броуновского движения (см. *Ланжевено уравнение*). С. у. используют при изучении флуктуаций в радиотехн. устройствах и квантовых генераторах, при анализе вибраций, в теории связи и адаптивного управления, при исследовании распространения волн в случайно-неоднородных средах и т. д. Случайные процессы обычно описывают системой обыкновенных дифференц. С. у.

$$dx/dt = a(x, t) + b_{\alpha\alpha}(x, t)\xi_{\alpha}(t),$$

где a_{α} , $b_{\alpha\alpha}$ — детерминиров. ф-ции, ξ_{α} — матрица случайных сил с известными статистич. характеристиками.

Методы анализа С. у. разбивают на 2 группы. Методы 1-й группы состоят в точном или приближенном решении дифференц. ур-ний и последующем вычислении статистич. характеристик найденных решений. В методах 2-й группы от С. у. переходят к ур-ниям для статистич. характеристик решений, а затем решают полученные детерминиров. ур-ния.

В методах 2-й группы возникает проблема замыкания ур-ний и расщепления корреляций. Напр., переходом от С. у.

$$dx/dt = a(x) + b(x)\xi(t), \quad (1)$$

$$t > s, \quad x(s) = y,$$

к ур-нию для среднего $\langle x(t) \rangle$ (угл. скобки означают статистич. усреднение):

$$d\langle x(t) \rangle/dt = \langle a(x) \rangle + \langle b(x)\xi(t) \rangle. \quad (2)$$

Это ур-ние может оказаться не замкнутым относительно $\langle x \rangle$ по двум причинам: 1) если $a(x)$ — нелинейная ф-ция, среднее $\langle a \rangle$ не выражается через $\langle x \rangle$; 2) среднее $\langle b\xi \rangle$ определяется совм. статистич. свойствами $x(t)$ и $\xi(t)$. При расщеплении средних типа $\langle \varphi(x)\xi \rangle$ применяют теорию возмущений по малому параметру $\alpha = \tau_1/\tau_2$, где τ_1 — время корреляции $\xi(t)$, τ_2 — характерный масштаб $x(t)$. Если $\alpha \ll 1$ — решение С. у. (1), а $\xi(t)$ — гауссов белый шум с коррелл. ф-цией, пропорциональной δ -функции,

$$\langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = D\delta(\tau),$$

т. е. $\alpha = 0$, то справедлива точная ф-ла расщепления

$$\langle \varphi(x(t))\xi(t) \rangle = D \langle b(\varphi(x))' \rangle / 2.$$

В этом случае ур-ние (2) принимает вид:

$$d\langle x \rangle/dt = \langle a \rangle + D \langle b b' \rangle / 2, \quad (3)$$

$$t > s, \quad \langle x(s) \rangle = y.$$

В случае линейных С. у. подобное расщепление приводит к замкнутым ур-ниям для моментов. Напр., если в С. у. (1) $a = ax$, $b = bx$, то ур-ние (3) замыкается:

$$d\langle x \rangle/dt = [a + D b^2 / 2] \langle x \rangle.$$

Если С. у. нелинейно, то моменты его решения удовлетворяют бесконечной цепочке зацепляющихся ур-ний, при обрывании к-рой используют доп. приближения.

Для исследования статистич. свойств нелинейных С. у. тип (1) удобен аппарат марковских случайных процессов. Так, если $\xi(t)$ — гауссов белый шум, то решение С. у. представляет собой непрерывный марковский (диффузионный) процесс, плотность вероятности переходов к-рого удовлетворяет Фоккера — Планка уравнению. Плотность вероятности переходов для скачкообразных марковских процессов удовлетворяет интегродифференциальному Колмогорова — Феллера уравнению. Можно антропизировать случайные воздействия марковскими процессами, напр. считать, что

в С. у. (1) $\xi(t)$ — случайный процесс, удовлетворяющий С. у.:

$$d\xi/dt + k\xi = \eta(t), \quad \xi(s) = \xi,$$

где $\eta(t)$ — гауссов белый шум. При этом совокупность $\langle x(t) \rangle$, $\xi(t)$ образует двумерный марковский процесс, совместная плотность вероятности переходов к-рого удовлетворяет двумерному ур-нию Фоккера — Планка.

Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, напр. в турбулентной атмосфере, ионосфере, межзвездной плазме и т. д., описывается С. у. с частными производными. Примером служит Гельмгольца уравнение для стохастич. Грина функции:

$$\Delta G + k^2(1 + \varepsilon(r))G = \delta(r - r_0), \quad (4)$$

где $\varepsilon(r)$ — случайное поле неоднородностей среды, k — волновое число. Методы исследования с помощью (4) статистики случайных волн опираются на анализ рядов теории возмущений по ε :

$$G(r, r_0) = G_0(r, r_0) - k^2 \int G_0(r, r_1) \varepsilon(r_1) G_0(r_1, r_0) dr_1 + \dots, \quad (5)$$

где G_0 — невозмущенная ф-ция Грина. Если рассеяние волны на случайных неоднородностях среды невелико, то пользуются броуновским приближением (приближением однократного рассеяния), удерживая в правой части (5) лишь два первых слагаемых. Если рассеяние существенно многократное, то при расчёте статистич. характеристик волны и выводе приближенных замкнутых ур-ний для ср. поля $\langle G \rangle$, ф-ция когерентности и т. д. производят селективное суммирование ряда теории возмущений, используя Фейнмана диаграммы.

При анализе распространения и рассеяния волн в случайно-неоднородных средах применяют и методы, основанные на переходе от исходных С. у. к более простым. Сюда относятся, в частности, геометрической оптики метод, неравновесного уравнения приближение, планки возмущений метод, приближение случайного фазового экрана, переход к ур-нию переноса излучения.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Ритов С. М., Случайные процессы, М., 1976; ч. 2 — Ритов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Справочник по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1988; Клиффорд В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980. А. Н. Малахов, А. И. Сивчев.

СТОЯЧАЯ ВОЛНА — периодическое или квазипериодическое во времени синфазное колебание с характерным пространственным распределением амплитуды — чередованием узлов (нулей) и пучностей (максимумов). В линейных системах С. в. может быть представлена как сумма двух бегущих волн равной амплитуды, распространяющихся навстречу друг другу, и наоборот — любая бегущая волна составляет суперпозицию двух С. в. равной амплитуды, сдвинутых по фазе на четверть периода. Простейший пример С. в. — плоская звуковая С. в. внутри заполненной воздухом трубы (напр., органа) при закрытом (с идеально твердой стенкой) и открытом (но не излучающим) концах (рис.). На твердой стенке образуются узлы скорости и пучность перепада давления, на открытом конце скорость максимальна, а перепад давления отсутствует.



Распределение давлений и скоростей в стоячей волне при открытом и закрытом концах не излучающей звуку трубой.

зует; поэтому обе картины сдвинуты относительно друг друга на четверть длины волны. Аналогичное распределение имеет место для электрич. и магн. полей в линии передачи или *волноводе* с идеально «закороченным» или открытым концом, а также при нормальном падении плоской эл.-магн. волны на идеально отражающую стенку.

В отличие от бегущей волны, в С. в. не происходит переноса энергии, а осуществляется лишь пространственная передача энергии одного вида в энергию др. вида с удвоенной частотой (электрической в магнитную, кинетической в потенциальную и т. п.). В известном смысле области между любыми चुम्бачными и узлами можно рассматривать как автономные системы, а саму С. в. как распределённое в пространстве колебание (см. *Волны*).

Чисто С. в. могут устанавливаться только при отсутствии затухания в среде и при полном отражении от границ. В противном случае кроме С. в. появляются бегущие волны, доставляющие энергию к местам поглощения или излучения. Распределение волнового поля при этом характеризуется коэф. стоячести волны — КСВ (см. *Бегущая волна*), а соотношение между средней за период колебаний $T = 2\pi/\omega$ запасённой в С. в. энергией W и мощностью P , уносимой бегущей волной, характеризуется добротностью колебания $Q = \omega W/P$. Невырожденные *нормальные колебания* обьёмных резонаторов без потерь суть С. в., а *нормальные волны* в волноводах представляют собой волны, бегущие в одном направлении и стоячие в направлениях, перпендикулярных осн. волновода.

Лит.: Горелин Г. С., *Колебания и волны*, 2 изд., М., 1956; Крауфорд Ф., *Волны*, пер. с англ., 3 изд., М., 1984. М. А. Миллер, Е. В. Суворова.

СТРАННОСТЬ (S) — аддитивное квантовое число, являющееся наряду с *очарованием* (C) и *красотой* (b) специфич. характеристикой адронов. Все адроны обладают определёнными целочисленными (нулевыми, положительными или отрицательными) значениями S , причём $|S| \leq 3$. Античастицы имеют С. противоположного знака по сравнению со С. частиц. Адроны с $S \neq 0$ (шо с $C = 0$ и $b = 0$) называются *странными* и *частицами*. (Частицы, не участвующие в сильном взаимодействии, — фотону, *лептонам* приписывается значение $S = 0$.) В процессах, обусловленных сильными и эл.-магн. взаимодействиями, С. сохраняется, т. е. суммарная С. исходных и конечных частиц одинакова. В процессах слабого взаимодействия (протекающих за счёт *заряженных токов*) С. может нарушаться, при этом различие в суммарной С. начальных и конечных частиц $|\Delta S| = 1$. По совр. представлениям, наличие у нек-рых адронов $S \neq 0$ связано с тем, что а их состав входит один или неск. странных *кварков*, для каждого из к-рых $S = -1$.

Исторически квантовое число С. было введено для истолкования факта отсутствия (запрета) случаев одиночного рождения *K-мезонов* и *гиперонов* при столкновениях л-мезонов и нуклонов с нуклонами; наблюдение только совместного рождения *K-мезона* и *гиперона* в этих процессах удалось объяснить, приписав компонентам пары равные по величине, но противоположные по знаку значения особого квантового числа, названного С., и предположив сохранение С. в сильном взаимодействии. Связь С. с др. квантовыми числами адронов даётся обобщённой *Гелл-Манна — Нисиджимы формулой*.

А. А. Комар.
СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ — адроны, обладающие ненулевым значением квантового числа *странности* S (в отличие от «обычных», «нестранных» адронов, напр. л-мезонов, нуклонов, для к-рых $S = 0$) и нулевыми значениями др. специфич. характеристик адронов — *очарования*, *красоты*. К С. ч. относятся *K-мезоны*, *гипероны*, нек-рые *резонансы*. Все С. ч. нестабильны. Странные резонансы распадаются очень быстро (за время $\sim 10^{-12}$ с) за счёт *сильного взаимодействия*; суммарная

странность продуктов их распада равна странности исходной частицы. Остальные С. ч. квазистабильны и распадаются за счёт *слабого взаимодействия* относительно медленно (за время $\sim 10^{-8} - 10^{-10}$ с) на частицы с меньшей странностью, нестранные частицы и (или) *лептоны*; в этом случае суммарная странность продуктов распада по модулю меньше странности исходной частицы на единицу. С. ч. с большей вероятностью рождаются при столкновениях «обычных» адронов за счёт сильного взаимодействия, но при этом они обязательно возникают парами (или в большем кол-ве), так, чтобы их суммарная странность оказалась равной нулю. Распадаются же С. ч. на «обычные» за счёт слабого взаимодействия с очень малой вероятностью. Эта «странность» в поведении частиц и явилась причиной их названия.

Лит. см. при ст. К-мезоны, Гипероны. А. А. Комар.

СТРАННЫЙ АТТРАКТОР — притягивающее множество неустойчивых траекторий в фазовом пространстве диссипативной *динамической системы*. С. а., в отличие от аттрактора, не является многообразием (т. е. не является кривой или поверхностью); его геом. устройство очень сложно, а его структура фрактальна (см. *Фракталы*). Поэтому он получил назв. «странный» [Д. Рюэлли (D. Ruelle), Ф. Такенс (F. Takens)]. Тот факт, что все траектории, расположенные в окрестности С. а., притягиваются к нему при $t \rightarrow \infty$, принципиально связан с характером неустойчивостей составляющих его траекторий, к-рые неустойчивы по одним и устойчивы (притягивающие) по др. направлениям (т. е. являются седловыми; см. также *Бифуркации. Пределный цикл*). Траектории С. а. описывают стационарные стохастич. автоколебания, поддерживаемые в диссипативной системе за счёт энергии внеш. источника. С. а. характерны лишь для автоколеб. систем, размерность фазового пространства к-рых больше двух (рис. 1). Первая исследованная система со С. а. — *Лоренца система* — трёхмерна.

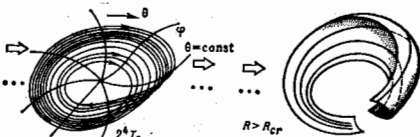


Рис. 1. Странный аттрактор в системе, описываемой уравнениями типа (1).

Системы с периодич. автоколебаниями, матем. образом к-рых является предельный цикл, удаётся исследовать достаточно полно с помощью методов качественной теории дифференц. ур-ий. Построение же теории *стохастических колебаний*, заключающееся, в частности, в определении (предсказании) характеристик и свойств С. а. по заданным параметрам системы, чрезвычайно затруднительно даже для трёхмерных систем. Подобное построение удаётся провести, однако, в тех случаях, когда в системе существует малый параметр, носящий название *параметра отображения*. Путь к исследованию траекторий отображения.

Пример [1]. Подобно тому, как генератор Вандер-Поля является простейшим и канонич. примером системы, демонстрирующей периодич. автоколебания, схема, представленная на рис. 2а и определяющая неслемо усложнённый генератор Вандер-Поля, может служить одним из простейших примеров генераторов стохастич. автоколебаний. От генератора Вандер-Поля с контуром в цепи сетки эта схема отличается лишь включённым в контур последовательно с индуктивностью туннельным диодом или др. нелинейным элементом.

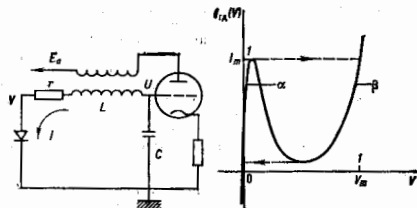


Рис. 2. Принципиальная схема (а) простого генератора шума — генератора Валлер-Поля в сеточный контур которого добавлен туннельный диод. Вольт-амперная характеристика (б) нелинейного элемента — туннельного диода.

том с вольт-амперной характеристикой, представленной на рис. 2 б. Пока ток I в контуре и напряжение на сетке U малы, туннельный диод не оказывает существенного влияния на колебания в контуре, и они, как и в обычном ламповом генераторе, нарастают. При этом через туннельный диод течёт ток I , а напряжение на нём определяется ветвью α характеристики $I(V)$. Когда же ток I достигает значения I_m , происходит почти мгновенное переключение туннельного диода (быстрота переключения связана с малостью ёмкости C_1) — скачком устанавливается напряжение V_m . Затем ток через туннельный диод уменьшается и происходит его обратное переключение с участка β на α . В результате двух переключений туннельный диод почти полностью отдаёт поступившую в контур энергию и колебания начинают снова нарастать. (При рассмотрении работы схемы характеристику лампы можно считать линейной; это оправдано тем, что в интересующем нас режиме колебания ограничиваются нелинейной характеристикой туннельного диода.) Т. о., генерируемый сигнал $U(t)$ представляет собой последовательность скачков нарастающих колебаний; окончание каждого скачка характеризуется скачком напряжения $V(t)$.

Для количественного описания работы схемы исходные уравнения

$$LC \frac{dI}{dt} = (MS - rC)I + C(U - V),$$

$$C \frac{dU}{dt} = -I, \quad \frac{dV}{dt} = I - I_{mD}(V)$$

преобразуют к безразмерному виду:

$$\dot{x} = 2\lambda x \times y - g_2 z, \quad \dot{y} = -x, \quad \dot{z} = x - f(z), \quad (1)$$

где $x = I/I_m$, $z = V/V_m$, $y = U/V_m R/I_m \sqrt{LC}$, $f(z) = I_{mD}(V_m z)/I_m$ — нормированная характеристика диода. Здесь $\mu = 9C_1/C$ — малый параметр ($\mu \ll 1$). Поэтому все движения в фазовом пространстве (рис. 3)

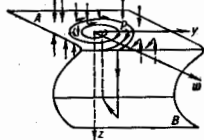


Рис. 3. Поведение траекторий в фазовом пространстве системы (1) при $\mu = 0$.

можно разбить на быстрые переключения диода (прямые $x = \text{const}$, $y = \text{const}$) и медленные, при которых напряжение на диоде «следит» за током; соответствующие траектории лежат на поверхностях A и B [$x = f(z)$, $f'(z) > 0$], отвечающих участкам α и β характеристики диода.

Система имеет одно неустойчивое [при $\mu > g_1 f'(0)$] состояние равновесия $x = y = z = 0$ типа седло. Траектории, лежащие на поверхности A , раскручиваются вокруг неустойчивого фокуса и в конце концов достигают края поверхности A . Здесь происходит срыв точки, отображающей на фазовой траектории состояние системы (т. е. изображающей точки) по линии быстрых движений на поверхность B . Пройдя по B , изображающая точка срывается обратно на поверхность A и попадает в окрестности состояния равновесия — начинается новый дуг нарастающих колебаний. Построенная картина движения соответствует реализации, представленной на рис. 4, и её спектру мощности.

Отображение Пуанкаре, соответствующее уравнениям (1), при $\mu = 0$ усучно можно описать непрерывной функцией, график которой приведён на рис. 5. Линейный участок I с коэф. угла наклона, большим единицы,

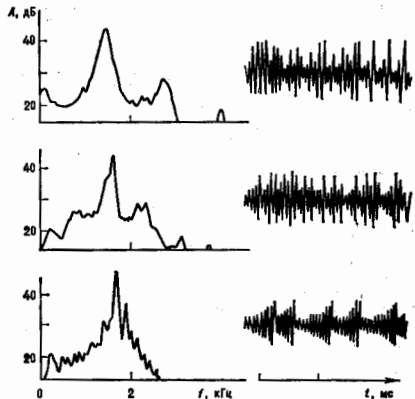


Рис. 4. Спектр мощности сигнала, генерируемого схемой, представленной на рис. 2а, и осциллограмма этого сигнала.

описывает раскручивание траектории на поверхности медленных движений A , соответствующей нарастающим колебаниям в контуре. Участок II описывает этап возвращения траекторий, сорвавшихся с поверхности A на поверхность B , обратно на A (см. рис. 3). Все траектории, лежащие вне основания обозначенного пунктиром квадрата, входят в него при асимптотически

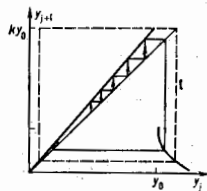


Рис. 5. График функции $f(z)$, описывающей динамику системы рис. 2 при $\mu = 0$.

большим значениям времени, т. е. область D — поглощающая и содержит аттрактор. Все траектории внутри этой области неустойчивы, т. е. аттрактор является странным. При малых значениях $\mu > 0$ свойства стохастичности движений (как показывают численные исследования) сохраняются.

Фрактальная размерность. Все разнообразие статистич. свойств случайного сигнала, порождаемого динамик. системой со С. а., может быть описано, если известно распределение вероятности состояний системы. Однако получить (и использовать) это распределение для конкретных систем со С. а. чрезвычайно сложно (хотя бы потому, что плотность распределения инвариантной вероятностной меры всегда сингулярна). Это одна из причин, по к-рой для описания С. а. и сопоставления его свойств со свойствами реального сигнала используют разл. рода усредненные характеристики. Наиб. широко используемыми являются всевозможные размерностные характеристики, в частности фрактальная размерность (см. также [2-4])

$$\bar{c} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\ln N(\varepsilon)} [-\ln N(\varepsilon)/\varepsilon], \quad (2)$$

где $\varepsilon > 0$, нек-рый фиксированный параметр, $N(\varepsilon)$ — число n -мерных шаров диаметра ε , покрывающих С. а. динамик. системы с n -мерным фазовым пространством. Определенная согласно ур-нию (2) размерность \bar{c} не может, очевидно, превышать n , но может быть меньше n (n -мерные шары могут оказаться почти пустыми). Для «обычных» множеств ур-ние (2) дает очевидные результаты. Так, для множества из k точек $N(\varepsilon) = k$, $\bar{c} = 0$; для отрезка длины L прямой линии $N(\varepsilon) \sim L/\varepsilon$, $\bar{c} = 1$; для куска площади S двумерной поверхности $N(\varepsilon) \sim S/\varepsilon^2$, $\bar{c} = 2$ и т. д. Неравенство размерности целому числу соответствует сложному геом. устройству. Для генератора, изображенного на рис. 1, размерность соответствующего аттрактора системы (1) в широком диапазоне изменения параметров остается заключенной в интервале (2,3 + 2,6).

С фаз. точки зрения, осн. «достоинство» фрактальной размерности С. а. в том, что она дает оценку эфф. числа степеней свободы, формирующих установившийся (после окончания всех переходных процессов) стохастич. сигнал. Более строгое соотношение между размерностью \bar{c} и числом степеней свободы m имеет вид: $m \leq (2\bar{c} + 1)$.

Бифуркации странных аттракторов. Пути рождения стохастич. автоколебаний при изменении управляющего параметра (напр., коэф. усиления в генераторе рис. 1) зависят от конкретных свойств исследуемой системы. Однако как и предельный цикл, к-рый может родиться лишь несколькими типичными способами, так и С. а. обладают сравнительно небольшим числом разл. типичных возможностей возникновения [1,4-6].

Сценарий Фейгенбаума — цепочка бифуркаций удвоения периода устойчивого предельного цикла. Если при изменении управляющего параметра периодич. движение теряет устойчивость, то вместо него может возникнуть др. устойчивое движение (напр., квазипериодическое, лежащее на притягивающем двумерном торе) либо предельный цикл удвоенного периода; последнему случаю соответствует переход мультипликатора через (-1). В n -мерном фазовом пространстве поведение траекторий отображения Пуанкаре в окрестности претерпевающего бифуркацию удвоения периода предельного цикла определяется ф-цией, напр., $f(x)$, график к-рой похож на параболу. Эта ф-ция описывает связь между координатами в направлении собств. подпространства оператора линеаризации отображения Пуанкаре, отвечающего мультипликатору (-1) ($j+1$ -го и j -го пересечения траекторий системы с текущей Пуанкаре: $x_{j+1} = f(x_j)$). Возникшему устойчивому предельному циклу удвоенного периода отвечает двумерный траектория отображения f . При дальнейшем изменении параметра бифуркация удвоения периода бесконечно повторяются, а бифуркац. значения, напр., λ_n накапливаются к критич. точке λ_∞ , отвечающей возникновению С. а. В соответствии со сценарием Фейгенбаума имеет место универсальный (не зависящий от конкретной системы) закон

$$(\lambda_\infty - \lambda_n)/(\lambda_\infty - \lambda_{n+1}) \sim \delta,$$

где $\delta = 4,6692... —$ универсальная константа Фейгенбаума (см. Фейгенбаум *универсальность*).

Родинамус С. а. при фиксированном $\lambda > \lambda_\infty$ отвечает нек. интервалом на оси λ ; участки между этими интервалами содержат притягивающиеся к аттрактору траектории, а также 2^m -периодические (относительно отображения f), неустойчивые предельные циклы, начиная с нек-рого m_0 и меньше. При увеличении параметра λ скорость разбегания траекторий на С. а. увеличивается, и он «разбухает», последовательно поглощая неустойчивые предельные циклы периодов 2^{m+1} , $2^m, \dots$ При этом число отрезков, отвечающих аттрактору, уменьшается, а их длины увеличиваются. Возникает как бы обратный каскад последоват. упрощений аттрактора. Рис. 6 иллюстрирует этот процесс для

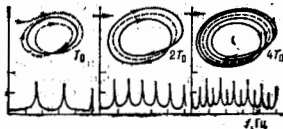


Рис. 6. «Обратные» бифуркации удвоения периода, иллюстрирующие разбухание аттрактора, возникшего по сценарию Фейгенбаума.

двух последних бифуркаций. На рис. 6а «лента» аттрактора совершает 4 оборота, после бифуркации она становится двухоборотной и затем, после следующей бифуркации, замыкается на себя всего через один оборот, предварительно перекрутившись (6б и 6в).

Перемена жесткости. Во мн. системах при прохождении управляющего параметра (скажем, λ) через бифуркац. значение λ_c переход к стохастич. автоколебаниям внешне осуществляется как редкое нарушение регулярных колебаний стохастич. всплесками. При этом длительность ламинарной (регулярной) фазы тем больше, чем меньше надкритичность $\lambda - \lambda_c > 0$. С ростом же надкритичности длительность регулярной фазы сокращается. Эта картина интерпретируется следующей эволюцией осн. объектов в фазовом пространстве, определяющих бифуркации (предельные циклы, сепаратрисы седловых периодич. траекторий и пр.). В момент бифуркации сливаются и исчезают отвечающий автоколебаниям устойчивый предельный цикл и седловая периодич. траектория. При малой надкритичности все траектории, стремившиеся ранее к устойчивому предельному циклу, долгое время сохраняют характер своего поведения, т. е. демонстрируют движение, близкое к периодическому. С течением времени $[t \sim (\lambda - \lambda_c)^{-1/2}]$ они «замечают», что старый аттрактор исчез, и, оставаясь рядом с сепаратрисой (также исчезнувшей) седлового предельного цикла, уходят в др. часть фазового пространства. Если в докритич. области система была глобально устойчива (т. е. существовал только один притягивающийся объект), то эти траектории через нек-рое время вновь попадают в окрестность исчезнувшего предельного цикла. Если при этом в докритич. области значений параметров сепаратриса седлового цикла была вложена в фазовое пространство достаточно сложным геом. образом (образованная бесконечное число складок — «гофрированная», содержала гетероклич. траектории др. седловых циклов и т. п.), то есть переходный процесс демонстрировал иерегулярное поведение, то время попадания в окрестность исчезнувшего цикла уже $\lambda > \lambda_c$ будет являться случайной величиной. Далее повторяется ламинарная фаза, предшествующая новому, «турбулентному», всплеску и т. д.

Кроме этих основных способов возникновения С. а. достаточно часто встречаются также переходы и хаотич. автоколебаниям через разрушение квазипериодических (в фазовом пространстве при изменении управляющих параметров терит гладкость и разрушается притягивающий двумерный тор) и комбинированные сценарии [6].

Многомерные странные аттракторы часто обнаруживаются в системах с большим числом степеней свободы. Среди возможных механизмов, объясняющих существование многомерных С. а., выделяются следующие: 1) в многомерном фазовом пространстве в докритической ситуации существуют непритягивающее стохастическое множество и маломерный С. а. В момент бифуркации маломерный аттрактор перестает быть таковым, а бывшее непритягивающее стохастическое множество высокой размерности вливается в возникший жестким образом (скачком) многомерный аттрактор; 2) при изменении параметров в аттракторе происходит постепенная непрерывная перестройка его структуры, при к-рой размерности аттрактора монотонно увеличивается. Здесь можно выделить два случая: а) при изменении параметра в аттракторе рождаются седловые траектории со всё большим числом неустойчивых направлений; б) число неустойчивых направлений сохраняется, но возрастает скорость разбегания траекторий вдоль этих направлений. Стохастиче. автоколебания распределенных систем (с бесконечномерным фазовым пространством) имеют много общего с движением динамических диссипативных систем, описываемых системами конечного числа обыкновенных дифференц. ур-ний. Связь эта объясняется действием высокочастотной диссипации (в гидродинамике, напр., это — вязкость). Такая диссипация лишает маломасштабные возмущения среды самостоятельности, в результате чего описываемые их движение ф-ции начинают алгебраически зависеть от соответствующих ф-ций, отвечающих крупномасштабным возмущениям. Т. о., реально движение бесконечномерной системы описывается траекториями, лежащими на конечноморном (хотя, возможно, высокой размерности) С. а.

Неупорядоченное течение в области перехода к турбулентности также представляет собой движение на С. а. (см. *Турбулентность*).

Лит.: 1) Рабинович М. И., Трубицной Л. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 2) Лихтенберг А., Либерман М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1983; 3) Абрамзон В. С., Рейман А. М., Регулярность и хаотичность систем, в кн.: Немонные волны. Динамика и эволюция, под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича, М., 1988; 4) Шустер Г., Детерминированный хаос. Введение, пер. с англ., М., 1988; 5) Ли в ян Л. Д., Ли в ян В. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; 6) Абрамзон В. С., Внутренние бифуркации и кризисы аттракторов, в кн.: Нелинейные волны. Структуры и бифуркации, под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича, М., 1987; 7) Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности, под ред. Х. Сунгина, Дж. Голлаба, пер. с англ., М., 1984; 8) Рабинович М. И., Судин М. И., Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости, «УФН», 1993, т. 160, с. 3.

В. С. Абрамзон, М. И. Рабинович.

СТРАТОСФЕРА — слой атмосферы между тропосферой и мезосферой. Нижняя граница С. — тропопауза — расположена в полярных и умеренных широтах на высоте $z \approx 8-12$ км, в тропиках — на $z \approx 16-18$ км. От зимы к лету тропопауза поднимается в ср. на 1—2 км. Верхняя граница С. — стратопауза — находится на $z \approx 50-55$ км. Хим. состав воздуха в С. в осн. состоит из N_2 (с объёмной концентрацией 78,08%) и O_2 (20,95%). Из-за низких темп-р массовое отношение влаги в С. $m \approx 2 \cdot 10^{-6}$, т. е. очень мало. Благодаря фотохим. процессам в С. образуется слой озона O_3 . Поглощая большую часть излучения Солнца с $\lambda < 360$ нм (максимум поглощения соответствует $\lambda \approx 255$ нм), этот слой образует щит, предохраняющий живые организмы от ультрафиолетового радиация (УФР), разрушающей ДНК. Большая часть O_3 расположена на $z \approx 10-50$ км (в т. л. озоносфере). Общее кол-во O_3 в столбе атмосферы измеряется толщиной X того слоя, к-рый образовался бы, если выдуть весь O_3 и привести его к давлению 1013,2 мбар (760 мм рт. ст.) в темп-р $0^\circ C$. Значения X колеблются от 1 до 6 км. Во все сезоны в С. Северного полушария содержание O_3 больше, чем в С. Южного, а в С. высоких широт об-во больше, чем в С. низких.

Макс. кол-во O_3 в С. умеренных широт содержится на $z \approx 20-22$ км, в тропиках — на $z \approx 26-27$ км. В 1980-е гг. обнаружено резкое уменьшение кол-ва O_3 (т. л. озоновая дыра) над Антарктидой. Уменьшение O_3 , хотя и меньшее, чем в Антарктике, зарегистрировано в ряде районов Северного полушария. Это явление в осн. обусловлено разрушением O_3 попадающими в С. пром. хлорфторуглеродами, особенно фреонами.

Темповой режим С. в осн. определяется лучистым теплообменом, в меньшей степени — вертикальными движениями и горизонтальным переносом воздуха. В целом С. близка к лучистому равновесию, т. е. темп-ра T в ней соответствует равенству энергии, поглощаемой и излучаемой молекулами H_2O , CO_2 и O_3 . Поглощение УФР молекулами O_3 приводит к росту темп-ры в С. Из-за того, что большая часть УФР поглощается O_3 на высоте ≈ 35 км, темп-ра в верх. части озоносферы поднимается до $0^\circ C$. Радиационное охлаждение в осн. обусловлено ИК-излучением CO_2 и в меньшей степени H_2O и O_3 . В умеренных и высоких широтах T в ниж. половине С. мало меняется с высотой, а выше — растёт. В тропиках T растёт с высотой по всей толще С. Из-за такого распределения T С. термодинамически устойчива по отношению к вертикальным турбулентным перемещениям воздуха. В большинстве случаев у основания С. в умеренных и высоких широтах $T \approx 240-220$ К, а в тропиках 190—200 К. На верх. границе С. чаще всего $T \approx 270 \pm 10$ К.

Зимой по всей С. преобладают западные, летом — восточные ветры. Наб. скорости ветра чаще всего наблюдаются вблизи стратоплаузы: они максимальной зимой и иногда достигают 100—200 м/с. Зимой и весной в С. преим. ж. $z \approx 31-42$ км; периодичность возникает внезапные потепления до 40—50 К, сопровождающиеся резким усилением ветра. Зоны потепления обычно перемежаются к востоку, постепенно ослабая при этом. Продолжительность потеплений достигает 40—50 сут. Сильные потепления (наблюдаются не каждый год) захватывают всю С. и сопровождаются сменой западных потоков на восточные. Слабые потепления локализуются в отд. слоях С. и не сопровождаются сменой западных ветров на восточные.

На $z \approx 20-30$ км иногда образуются т. л. перламутровые облака, состоящие, по-видимому, из кристалликов льда или переохлаждённых капель воды. Нижняя С. на z до 20—25 км отличается повыш. содержанием аэрозольных частиц, особенно сульфатных, заносимых сюда при вулканич. извержениях. Они сохраняются здесь дольше, чем в тропосфере, из-за слабости турбулентного обмена в С. и отсутствия вымывания осадками. Аэрозоли, увеличивая атмосферное альбедо, вызывают понижение темп-ры у земной поверхности, особенно сильно после больших извержений вулканов.

Лит.: Хргиан А. Х., Физика атмосферы, М., 1986; Травинский Д. А., Структура и циркуляция стратосферы и мезосферы Северного полушария, Л., 1988. С. М. Шмелер.

СТРАТЫ (от лат. stratum — настил, слой) — неоднородные или движущиеся зоны неравномерной светимости, регулярно чередующиеся с тёмными промежутками в положительном столбе газового разряда низкого давления, напр. *тающего разряда*. Обычно яркой стороной С. обращены к катоду. С. бывают неподвижные и движущиеся, причём движущие они также от анода к катоду. В однородных трубках, в чистых инертных газах С. движутся со скоростями порядка десятков м/с при давлении $p \approx 10^{-4}-10^{-3}$ торр. Напряжённость элктрич. поля, плотность и темп-ра электронов на фронте С. обычно высоки (визуально — светлый слой). При удалении от фронта к аноду напряжённость поля, темп-ра и плотность электронов уменьшаются настолько, что ионизация прекращается (повляется тёмный промежуток).

По совр. представлениям, С. представляют собой *ионизационные волны*; в случае небольших pd (d — межэлектродное расстояние) это — *ливневая волна*, воз-

никающая в ограниченном пространстве (газоразрядной трубке). (Заметим, что в свободном пространстве волны ионизации в разрядах проявляются в виде *стримеров*.) Длина одной С., т. е. расстояние между соответствующими точками соседних С., составляет неск. диаметров трубки.

Т. к. движущиеся С. — волновой процесс, то гл. роль в их возникновении играют пространственные неоднородности продольного типа. В молекулярных газах иррегулярный масштаб неоднородности, определяемый длиной установления электронной температуры a , весьма мал вследствие большой скорости передачи энергии от электронов молекулам. Поэтому и возможные неоднородности могут быть весьма мелкими. В атомарных инертных газах, где передача энергии крайне замедлена и длина a велика, движущиеся С. — типичный процесс. Схема, поясняющая причину движения С. от анода к катоду, дана на рис. 1. В реальных,

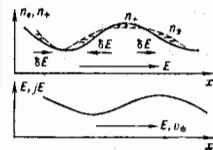


Рис. 1. Схема, поясняющая причину движения стримера от анода к катоду.

сравнительно коротких волнах градиенты плотности значительны. Для таких волн распределения электронной n_e (штриховая линия) и ионов n_+ (сплошная кривая) соответствуют преобладанию диффузии электронов над дрейфом. Возникающее поле поляризации δE складывается с постоянным невозмущающим полем E на том участке волны, где n_e уменьшается в сторону падения потенциала, и вычитается из E на другом склоне. По этой причине волна δE сдвигается на четверть длины волны в сторону катода относительно волны δn_e . Это приводит к смещению максимума скорости ионизации, т. е. возбуждается волна ионизации.

На рис. 2 приведены эксперим. и теоретич. данные о зависимости длины волны С. λ от частоты поля ν для разряда в аргоне при $p = 60$ Па и токе 3,6 А в трубке

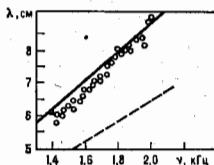


Рис. 2. Зависимость длины волны стримера от частоты.

радиусом 1,65 см. Фазовая скорость С. изменялась от 80 до 180 м/с; групповая скорость С. $v_{гр} = d\omega/dk < 0$, т. е. направлена противоположно фазовой, что является особенностью С. в электрич. разряде.

В С. большой амплитуды ф-ция распределения электронов может иметь молекулярный характер, что резко усложняет теоретич. описание появления С.

Лит.: Давид П. С., Автоколебания в распределенных системах. М., 1983; Райзер В. А., Физика газового разряда. М., 1987; Рожковский В. А., Целив Л. П., Столкновительный перенос в частично-ионизованной плазме. М., 1988.

Э. И. Асиновский.

СТРИМЕРНАЯ КАМЕРА — разновидность *искровой камеры*, в к-рой разряд, вызванный импульсом высокого напряжения, образуется на стримерной стадии *искрового разряда*. С. к. представляет собой заполненный газом объем, содержащий плоскопараллельные электроды. После прохождения заряд. частицы, вызвавшей

ионизацию газа вдоль траектории, на эти электроды подается короткий импульс высокого напряжения, длительностью 12—20 нс, что обеспечивает прекращение развития разряда. Начальная стадия разряда — электронные лавины, переходящие в *стримеры* (положительный и отрицательный) — узкие светящиеся каналы, га в к-рых ионизован. Фронт стримера движется со скоростью до 4·10⁸ м/с в полях ~ 30 кВ/см. Стримеры формируются вдоль электрич. поля, стартова от электронов начальной ионизации и обрывается на длине в неск. мм. Стримеры, являющиеся самосветящимися объектами, фотографируются и после обработки фотопластики по ней определяют координаты треков частиц. Впервые С. к. создана в 1963 Г. Е. Чиковани с сотрудниками и независимо В. А. Долгошеиным с сотрудниками [1]. Чаще всего С. к. используют как *магнитные спектрометры* с мишенью, расположенной в их объеме. С. к. можно изучать взаимодействие частиц в газе, заполняющем камеру, а также в мишенях из разных материалов, расположенных перед С. к. или в объеме камеры. С. к. управляема — отбор событий осуществляется при помощи электронных детекторов. Она имеет малое время памяти ($\sim 0,5$ —1 мкс), может работать в пучках высокой интенсивности ($\sim 10^8$ частиц/с) и способна регистрировать до 10⁸ частиц в 1 с. По контрастности изображения и разрешающей способности С. к. уступают *пузырьковым камерам*, однако управляемость позволяет использовать их для исследования процессов, имеющих малые вероятности. Мертвое время С. к. составляет 10⁻⁴ с. Иногда вместо фотографирования применяют съем информации с помощью телекамер или *приборов с зарядовой связью* (ПЗС). Использование ПЗС позволяет увеличить быстрдействие прибора, а также значительно сокращает время обработки, т. к. информация с ПЗС непосредственно подается в ЭВМ.

Обычно С. к. имеют размеры 1 × 0,5 × 0,5 м² (одна из самых больших И. к. имеет длину 8 м). В качестве газа используют Не, Ne₂, смесь Ne + He, He + CH₄, D₂ + CH₄ при давлении $p = 1$ атм. Импульсные напряжения ~ 20 кВ/см. При $p = 1$ атм С. к. имеют нулевое координатное разрешение, связанное со значит. размером стримеров (диаметр ~ 1 мм, длина ~ 5 мм) и малой их плотностью (~ 10 —12 см⁻¹).

Улучшения пространственного разрешения можно достичь, регистрируя не свечение стримера, а рассеяние света на оптич. неоднородностях в стримерных каналах при освещении их лазерным источником. Выделившись в канале джоулево тепло и расширение стримера со сверхзвуковой скоростью вызывают уменьшение плотности газа и, следовательно, уменьшение показателя преломления в канале. Подсветка стримера лазером производится после окончания высоковольтного импульса и по истечении времени, в течение к-рого электроны передают свою энергию тяжелым частицам в стримерном канале (ионам, атомам, молекулам). Обычно это время $t \sim 5$ —100 нс для легких газов и $t \sim 200$ —500 нс — для тяжелых. Длительность лазерного импульса ~ 1 —30 нс. Обычно подсветка осуществляется вдоль электрич. поля (полупрозрачные или сетчатые электроды), поэтому треки частицы на фотопленке фиксируются в виде последовательности точек. Внеш. подсветка не только улучшает координатное разрешение между треками из-за меньших размеров объектов (видна только сердцевина стримера — керн, с макс. оптич. неоднородностью), но и увеличивает плотность л стримерных изображений (регистрируются каналы со слабым свечением).

Дальнейшее улучшение пространственного разрешения связано с голографич. съемом информации при освещении С. к. импульсным лазером. При этом возможна более точная локализация трека, т. к. из-за изображения элементов трека в голограмме значительно меньших размеров, чем изображении того же элемента на обычной фотографии (табл.). При обработке

возможным является возможность восстанавливать трёхмерное изображение трека (см. Голография [2]).

Характеристики методов регистрации в стримерных камерах (He (70%) + Ne (30%), $p = 1$ атм.)

Метод регистрации	Размеры стримера, мм		σ^* , мм	δ^* , мм	η , см ⁻¹
	поперек поля	вдоль поля			
Фотография	6,2	1,53	0,240	0,021	2,5
Голография	2,5	0,39	0,195	0,011	8,2

Примечание. * σ — среднеквадратичное отклонение центров стримеров от трека; ** δ — точность локализации трека.

Улучшение координатного разрешения можно достичь в С. к. высокого давления, т. е. размеры лавины с увеличением p уменьшаются. Диффузия электронов до подачи импульса, определяющая разброс центров стримеров от трека, также уменьшается с увеличением давления $\propto 1/\sqrt{p}$. В миниатюрных С. к. высокого давления размером $40 \times 40 \times 5$ мм³, работающей на смеси Ne (90%) + He (10%) при $p = 20$ атм, получены стримеры diam. 50 мкм, при $\sigma \approx 15$ мкм, ширине трека ~ 100 мкм, $\eta = 2-4$ мм⁻¹ [3]. Напряжённость электрич. поля в таких С. к. достигает 330 кВ/см. Регистрации треков обычно ведётся с помощью электронно-оптических преобразователей, световой сигнал с к-рого через волоконный световод попадает на фотопленку. Благодаря малым размерам камеры и небольшому изображению на фотопленке достигается повышенная разрешающая способность.

Недостаток С. к. высокого давления с высоким разрешением — малая глубина резкости. Для обычной оптич. системы глубина резкости R и разрешение R связаны соотношением $R = 0,6\sqrt{\lambda D}$, где λ — длина световой волны. При разрешении объектов размером 20 мкм $D = 2$ мм. Для голографич. съёма информация глубина голографирования $D \approx \lambda (d/\lambda)^2/12$, где d — диаметр объекта, λ_k — длина когерентности. Для лазерного излучения λ_k может составлять несколько см. При $d = 20$ мкм $\lambda = 0,5$ мкм, $\lambda_k = 1$ см, $D = 1,3$ м. Т. о., голографич. съём информации увеличивает глубину резкости, а также позволяет увеличить загрузку С. к. в 10–100 раз за счёт равномерного распределения частиц по глубине камеры. Для С. к. высокого давления (13 атм) диаметром 50 мм и толщиной 23 мм, работающей на смеси Ne (90%) + CH₄ (10%), было получено разрешение 25 мкм, что соответствует диаметру стримера [4].

Лит.: 1) Chikovani G. E., Roinishvili V. N., Mikhalov V. A., Operation mechanism of the track spark chamber, «Nucl. Instr. and Meth.», 1984, v. 29, p. 241; 2) Варте Е., Иванов И. С., Применение голографии в трековых детекторах в трёхмерном пространственном разрешении, «ЭЧАЯ», 1986, т. 17, в. 3, с. 546; 3) Dine M. и др., Search for short-lived particles using a high-resolution streamer chamber, «FNAL proposal», 1976, 24-490; Sandweiss J., The resolution streamer chamber, «Physics Today», 1978, October issue, p. 40; 4) Eckardt V., Wenig S., Development of a small high pressure streamer chamber for single-lattice measurements, «Nucl. Instr. and Meth.», 1983, v. 213, p. 217; 5) Eckardt V. et al., A holographic high pressure streamer chamber, «Nucl. Instr. and Meth.», 1984, v. 223, p. 851. С. В. Головкин.

СТРИМЕРНЫЕ ТРУБКИ (дрейфовые трубки) — система газоразрядных детекторов, используемая для регистрации и измерения координат точек траектории быстрых ионизирующих частиц. С. т. длиной до нескольких м изготавливают из тонкостенных круглых металлических трубок или профилей, пластика с каналами прямого сечения. В центре каждой трубки или канала натягивается анодная проволочка диаметром 40–200 мкм, катодом служат проводящие стенки С. т. Рядус С. т. (размер межэлектродного промежутка) обычно составляет ок. 1 см.

Под действием ионизирующих частиц в С. т. образуется импульсный самогасящийся стримерный раз-

ряд, в результате чего на анодной проволочке возникает токовый сигнал, амплитуда к-рого (~ 1 мА) значительно выше, чем в пропорциональных детекторах (см. Пропорциональный счётчик). Амплитуда сигнала не зависит от ионизирующей способности частицы (её флукутация $\leq 40\%$). В то же время, в отличие от Гейгера счётчика, ряд С. т. локализован и определ. трубки, что позволяет с высокой точностью измерить координаты точки прохождения частиц. Подобный характер разряда обеспечивается опред. составом и давлением газа, а также величиной падающего напряжения (обычно 4–6 кВ). Обычно применяют смесь инертного газа (Ar) с углеводородом (или чистым углеводородом) при обязат. добавках 10–20% паров сложных органич. соединений (металла, спирта, эфира, n -пентана или их комбинаций). Последние, обладая большим сечением поглощения УФ-фотонов, высвечиваемых при развитии разряда, способствуют его локализации вдоль нити. Эффективность С. т. (вероятность регистрации частицы) в области плато счётной характеристики близка к 100%.

Координаты точки прохождения ионизирующей частицы через С. т. в направлении, поперечном анодной нити, определяются по времени дрейфа электронов в газе, т. е. развитие стримерного разряда происходит намного быстрее. При этом начало отсчёта задаётся сигналом триггера, а стоп-сигналом служит выходящий импульс С. т. Координатное разрешение С. т. составляет 0,1–0,5 мм, временное — 100–200 нс. Точность координатных измерений в направлении вдоль анодной проволочки приближается к 1 см.

Благодаря постоянной чувствительности, большой амплитуде, стандартной форме сигнала, высокой загрузочной способности, стабильности, высоким координатному и временному разрешениям, С. т. находят применение в комбинированных системах детекторов, используемых в экспериментальной ядерной физике и физике частиц высоких энергий, а также при исследовании космических лучей.

Лит.: Алексеев Г. Д., Круглов В. В., Хазис Д. М., Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, в. 3, с. 703; Труды Международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий, Дубна, 1982. И т. а и др. Детекторы корпускулярных излучений, пер. с нем., М., 1980. Г. И. Мерзон.

СТРИМЕРЫ (англ. stream — поток), также светящиеся каналы ионизованного газа, возникающие в предпробойной стадии коронного или искрового разряда в случае больших pd (p — давление, d — межэлектродное расстояние). Переход, ярко светящаяся часть ионизованного канала называется головкой С. В зависимости от направления движения головки С. различают катодный и анодный С. Стримерная стадия пробоя газа занимает промежуточное положение между лавинной и искровой. При малых pd лавинная стадия пробоя может сразу перейти в искровую, минуя стадию С. (см. Пробой газа).

Характерным отличием С. от лавины электронной является высокая скорость распространения его головки к катоду или аноду ($\sim 10^8$ м/с), значительно превосходящая дрейфовую скорость электронов во внешнем электрич. поле. Скорость катодного С. при атм. давления и $d = 1$ см примерно на два порядка превосходит скорость лавины. Это служит основанием для выделения С. как самостоятельной предпробойной стадии. Переход лавины в С. наблюдался Г. Петером (H. Raether, 1962) в спец. экспериментах с камерой Вильсона. Л. Лёб (L. Loeb) и Дж. М. Мик (J. M. Meek), а также независимо от них Петер предложил стримерную модель для объяснения высокой скорости формирования самостоятельного разряда. Высокая скорость движения головки С. объясняется действием двух факторов. Во-первых, газ перед головкой С. возбуждается резонансным излучением, что приводит к появлению

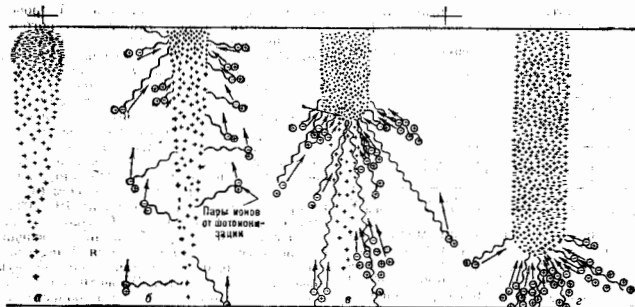
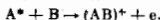


Схема развития катодного стримера.

свободных (затравочных) электронов в реакции ассоциативной ионизации



(Этот канал образования затравочных электронов существенно более эффективен, чем прямая фотоионизация газа.) Во-вторых, существует сильное электрич. поле, создаваемое пространственным зарядом вблизи головки С., превосходящее ср. поле в промежутке и тем самым обеспечивающее высокую скорость ионизации на фронте распространения.

На рис. дана схема развития катодного С. После того, как головка электронной лавины достигнет анода (рис. а), в межэлектродном пространстве остаётся облако ионов. Дочерние лавины, возникающие в результате фотоионизации газа (рис. б), вливаются в облако положительного заряда. Увеличение плотности заряда приводит к развитию самораспространяющегося потока положительных зарядов (рис. в, г) — стримера. Предполагается, что в момент перехода лавины в С. в лек-рой тонке на оси лавины обращается в нуль результирующее поле (внешнее и поле пространственного заряда лавины).

По совр. представлениям, фронт С. представляет собой нелинейную волну ионизации, волну пространств. заряда, возникающую в свободном пространстве и аналогичную волне горения, волнам в биологически активных средах и т. п. (см. Ионизационные процессы, А. В. Иванов).

Для катодного С. большое влияние на формирование фронта оказывает выход излучения из межэлектродного промежутка.

При достижении в головке С. критич. значения поля, соответствующего началу убегания электронов (см. Убегание электронов), нарушается локальное равновесие между электрич. полем и распределением электронов по скоростям. Этот факт значительно усложняет модель С.

Лит.: Лав Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950; Петер Г., Электронные лавины и пробой в газах, пер. с англ., М., 1968; Лозанский Э. Д., Фирсов О. В., Теория искры, М., 1975; Свиридов Ю. М., Нелинейные волны, диссипативные структуры и катастрофы в экологии, М., 1987; Лагарьянов А. М., Руткевич И. М., Волны электрического пробоя в ограниченной плазме, М., 1989.

—Э. И. Асимоский.

Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. Ред. кол. Д: М. Алексеев, А. М. Балдин, А. М. Бочк-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др. — М.: Большая Российская энциклопедия. Т. 4 Пойнтинга—Робертсона—Стримеры 1994. 704 с., ил.

ISBN 5 — 85270 — 087 — 8 (т. 4)
ISBN 5 — 85270 — 034 — 7

Ф 380200000—014
007 (01) — 94 подписное

53(03)

ИБ № 226

Лицензия № 010144 от 24.12.91. Сдано в набор 1.04.92. Подписано в печать 19.02.93. Формат 84×108 1/16. Бумага типографская №1. Гарнитура обыкновенно-нован. Печать высокая. Усл. печ. л. 73,92; уч.-изд. л. 122,67; усл. ир.-отт. 74,76. Тираж 40 000 экз. Заяв. № 55. С 5.

Научное издательство «Большая Российская энциклопедия», 109817, г. Москва, Покровский бульвар, д. 8.

Московская типография № 2 Комитета Российской Федерации по печати, 129301, г. Москва, Проспект Мира, д. 105.